



HAL
open science

Interfaces fibrées entre atomes uniques et photons uniques

Sébastien Garcia

► **To cite this version:**

Sébastien Garcia. Interfaces fibrées entre atomes uniques et photons uniques. Physique Quantique [quant-ph]. Ecole normale supérieure, 2015. Français. NNT : . tel-01382230v1

HAL Id: tel-01382230

<https://theses.hal.science/tel-01382230v1>

Submitted on 16 Oct 2016 (v1), last revised 3 Oct 2018 (v2)

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

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



**THÈSE DE DOCTORAT
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE**

Spécialité : Physique quantique
École doctorale : «Physique en Île-de-France »

Présentée par
Sébastien GARCIA

pour obtenir le grade de docteur de l'École Normale Supérieure

**Interfaces fibrées
entre atomes uniques et photons uniques**

Soutenue le 18 septembre 2015
devant le jury composé de :

M. Frédéric CHEVY Président
M. Arno RAUSCHENBEUTEL Rapporteur
M. Antoine BROWAEYS Rapporteur
Mme Pascale SENELLART Examinatrice
M. David HUNGER Examineur
M. Jakob REICHEL Directeur de thèse
M. Romain LONG Co-encadrant de thèse

Résumé

Dans le cadre de l'étude expérimentale des états quantiques intriqués de particules uniques, il est nécessaire de développer des systèmes compacts, robustes et polyvalents. Motivés par la miniaturisation, la stabilité et la flexibilité apportées par les fibres optiques, nous présentons deux expériences où les fibres optiques servent d'interfaces pour piéger des atomes uniques et collecter les photons uniques émis.

Dans un premier temps, en combinant une fibre optique monomode avec une lentille asphérique, un faisceau dipolaire permet de piéger un atome de rubidium unique par blocage collisionnel. Le refroidissement et le taux de pertes par collisions assistées par la lumière dans le piège dipolaire sont augmentés via une modulation de l'intensité du faisceau dipolaire dont l'effet sur la durée de vie de l'atome est expliqué. Une source fibrée de photons uniques à la demande est obtenue avec ce dispositif, produisant des photons dans un mode spatial et temporel à priori bien défini.

Dans un second temps, nous présentons la conception d'une expérience couplant optimalement une chaîne d'atomes uniques piégés à une cavité Fabry-Pérot fibrée combinée avec une lentille à forte ouverture numérique pour imager et adresser les atomes individuellement. Un dispositif d'ablation laser de précision submicrométrique est alors construit pour réaliser et analyser *in situ* les formes de miroirs voulues à l'extrémité des fibres optiques. Nous présentons ensuite les cavités fibrées doublement résonantes avec une biréfringence contrôlée réalisées. Nous décrivons également le système expérimental construit pour la production rapide d'un nuage d'atomes froids et leur transport vers la cavité.

Mots-clés : Atomes froids uniques, Pince optique fibrée, Photons uniques, Électrodynamique quantique en cavité, Cavité fibrée, Ablation laser

Abstract :

The experimental study of entangled quantum states of single particle ensembles requires development of compact, robust and versatile systems. Motivated by miniaturization, stability et flexibility provided by optical fibers as light wave-guides, we present two experiments where optical fibers are used as interfaces for single atoms trapping and single photons collection into their guided modes.

The first experiment combines a singlemode fiber with an aspherical lens to produce a dipolar beam in which we trap a single rubidium atom by collisional blockade. This fiber-pigtailed optical tweezer is a simple, compact and versatile tool for single cold atom production. Cooling and light-assisted collisional loss rate in the dipole trap are increased by modulating the dipole beam intensity. The modulation and beam polarization effects on atom lifetime are presented and explained. With this setup, we realized a triggered single photon source, whose photons have *a priori* well defined spatial and spectral mode due to the optical fiber and the atomic transition.

In a second part, we present the design of an experiment which optimally couples a trapped single atom register to a fiber Fabry-Pérot cavity and where a high numerical aperture lens allows for individual imaging and addressing. A sub-micron precision laser ablation setup is built to create and to analyze *in situ* desired mirror shapes on optical fiber end faces. Then, we present the produced double resonant fiber cavities with controlled birefringence. Eventually, we describe the created experimental setup for fast cold atom cloud production and transport towards the cavity.

Keywords : Single cold atoms, Fiber-pigtailed optical tweezer, Single photons, Cavity quantum electrodynamics, Fiber cavity, Laser ablation

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Antoine Browaeyts et Arno Rauschenbeutel pour avoir été les rapporteurs de ma thèse, ainsi que Frédéric Chévy, Pascale Senellart et David Hunger pour leur participation à mon jury.

Je remercie Jakob Reichel pour m'avoir donné l'opportunité de participer aux expériences qu'il mène dans l'équipe *Microcircuits à atomes* (bien que je n'aie pas fait de microcircuits). Ses idées, sa curiosité et sa rigueur scientifique ont été une source intarissable d'inspiration et de progrès pour le développement des expériences menées au cours de ma thèse ainsi que pour mes connaissances en physique.

Dans la réalisation des expériences menées au cours de ma thèse j'ai eu la chance d'être encadré par Romain Long. Je le remercie pour m'avoir transmis ses conceptions de la physique et son savoir-faire expérimental dans toutes les technologies nécessaires grâce à une disponibilité sans faille, beaucoup de pédagogie et de liberté. Nos discussions quotidiennes sur les expériences, la physique, l'enseignement (et autres) ont été un moteur essentiel de ma motivation, et elles ont fortement contribué à rendre ces quatre ans au laboratoire très intéressants et agréables.

Les résultats de ma thèse sont avant tout les fruits d'un travail d'équipe. Lorsque je suis arrivé dans le groupe, j'ai eu le plaisir de travailler avec Leander Hohmann et Dominik Maxein sur le montage de l'expérience de pince optique. Je remercie Leander pour le travail minutieux de montage du système laser qui nous a permis d'observer les premiers atomes uniques et pour tous les bons moments partagés alors et ensuite pendant sa thèse sur l'expérience de microcircuits avec une cavité fibrée. Merci également à Dominik pour ses conseils et sa bonne humeur permanente tout au long de son postdoc pendant lequel nous avons mis au point la source de photons uniques.

Pour le montage d'ablation laser, j'ai travaillé avec Konstantin Ott que je remercie pour avoir été un bon compagnon de route vers la réalisation de cavités fibrées et pour son animation constante des discussions techniques ou récréatives. Pour la réalisation de l'interface graphique de contrôle du système d'ablation laser, nous avons eu le plaisir de recevoir l'aide précieuse de Klemens Shüppert, doctorant de l'université d'Innsbruck.

Au début du projet de couplage d'une chaîne d'atomes uniques à une cavité fibrée, Claire Lebouteiller nous a rejoint pour commencer sa thèse pendant laquelle elle a affronté la lourde tâche de réaliser l'essentiel du système laser. Je la remercie pour cela, pour sa gentillesse et sa volonté qui nous ont permis de supporter nos déboires expérimentaux, et pour le plaisir d'avoir partagé avec elle la joie des moments où les systèmes planifiés

de longue date commençaient à marcher. Je remercie aussi Francesco Ferri qui est venu apporter une aide essentielle au montage de l'expérience avec sa patience et son organisation, en particulier lors de la caractérisation des cavités fibrées. Savoir qu'il assure la relève en effectuant sa thèse sur cette expérience me fait espérer d'excellents résultats à venir, que je lui souhaite chaleureusement. Une grosse partie du travail de développements de systèmes électroniques, micro-ondes et lasers nécessaires au futur de l'expérience ont été réalisés par Torben Pöpplau. Je le remercie pour cela et lui souhaite un excellente thèse sur le nouveau projet de l'équipe.

Je remercie aussi tous les autres membres de l'équipe en commençant par ceux du début : Jérôme Estève, Jürgen Volz, Florian Haas, Benjamin Besga qui ont été présents pour discuter, donner des conseils, me montrer des techniques expérimentales ; et ceux qui sont arrivés au cours de ma thèse : Jean Hare pour ses conseils en optique et en administration, Eckhard Wallis pour son aide dans les simulations numériques, Giovanni Barontini pour ses avis pratiques, Cyril Vaneph pour son humour insolite ; et merci à tous pour les bon moments qu'étaient les repas et les pauses café.

J'ai eu l'honneur de travailler dans une équipe du Laboratoire Kastler-Brossel dont je remercie les deux directeurs qui se sont succédés, Paul Indelicato et Antoine Heidmann, pour m'y avoir accueilli et assuré un suivi bienveillant de ma thèse. Je tiens aussi à exprimer toute ma gratitude aux membres de l'équipe administrative qui ont géré mes dizaines de commandes et mes missions avec beaucoup de bonne humeur. Je remercie aussi les services électronique et informatique pour leur disponibilité constante. Plus particulièrement, je remercie tous les ingénieurs et techniciens de l'atelier mécanique qui ont réalisé une importante quantité de pièces pour les divers dispositifs que nous avons construits, et dont la porte est toujours ouverte pour discuter ou faire rapidement une pièce urgente. Je remercie aussi Florence Thibout pour les découpes et perçages de silice.

Au sein de ce laboratoire, j'ai pu profiter d'échanges avec les doctorant-e-s, les post-docs et les chercheur-seuses qui m'ont aidé scientifiquement et techniquement et qui ont créé une ambiance conviviale. Je remercie plus particulièrement les membres de l'équipe Ytterbium pour tout ce qu'ils m'ont donné (amitié, informations, laser et temps de pause pour leur doctorant). Le cadre du laboratoire et du département de physique m'a aussi permis de connaître des doctorant-e-s avec qui j'ai passé d'excellents moments dans le laboratoire et en dehors, avec une pensée particulière pour tous ceux et celle de mon équipe ainsi que Kévin et Adrien.

Tout au long de cette thèse, j'ai eu la chance d'être entouré d'amis qui m'ont permis de sortir la tête du labo et le labo de la tête. Grâce à Alexandre, mon alter ego toulousain du LKB, je pouvais faire cela en allant toquer à la porte à côté (puis quelques rues plus loin), merci pour toutes nos pauses café, repas et soirées émaillés de discussions sur la physique ou autres.

Grâce à mes colocataires, Renaud et Nicolas, puis Laelia, qui m'ont supporté (dans les deux sens du terme), j'ai apprécié une vie commune quotidienne exceptionnelle à base de bons repas, de longues discussions passionnées et de projections cinématographiques. Merci Renaud, pour toutes ces aventures partagées depuis un soir de septembre 2008, teintées de débats, d'humour et de joie. Merci Nicolas, pour ton infinie gentillesse. Merci Laelia, pour tes conseils et ta graine de folie qui m'a fait tellement rire.

Aux habitants de notre collocation jumelée de La Plaine –Éric, Hugo, Paul et David, à celles et celui qui sont venu vivre un moment à la coloc Sembat –Margaux, Mona, Alessandro et Judith, à Oriane, à François, à Marc, à Laetitia, à Guillaume et à Quentin : merci pour toutes ces soirées dionysiennes, parisiennes ou autre, pour ces ballades un peu partout et pour votre constante amitié.

Merci aux joueurs du Paris Olympique Rugby Club, et plus particulièrement à ceux que je connais depuis les porcelets de la promo 2008, pour le plaisir d’avoir joué et fêté avec eux.

Merci aux ex-PC2 pour nos week-ends de retrouvailles, en particulier Annus, Sancho et Fermi pour leurs accueils formidables.

Merci à la bande du lycée –Antoine, Geoffrey et Julien, pour les apéros lors des retours dans le sud et à Antoine pour avoir été un compagnon d’expatriation dans le nord. Merci à Annabelle, la campenoise devenue parisienne, pour nos soirées dans le cinquième.

Enfin, merci à toute ma famille pour leur soutien indéfectible. Merci à ma soeur pour l’affiche d’annonce de la soutenance et ses conseils. Un énorme merci à mes parents pour la correction orthographique, l’organisation du pot, et surtout la paix et l’insouciance retrouvées lors des retours dans la campagne du Razès, avec un accueil extraordinaire pour les gens qui m’accompagnaient.

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction	1
1 Piégeage d'un atome de rubidium unique dans une pince optique fibrée	7
1.1 Principe de l'obtention d'un atome unique	8
1.1.1 Interaction dipolaire	8
1.1.2 Pertes dans un piège dipolaire	11
1.1.3 Piégeage d'un atome unique	16
1.1.4 Autres méthodes d'obtention d'atomes uniques	18
1.2 Réalisation d'un dispositif compact fibré de piégeage d'atome unique	20
1.2.1 Pince dipolaire fibrée	20
1.2.2 Piège magnéto-optique	21
1.2.3 Piégeage et détection pulsés	26
1.2.4 Observation d'un atome unique	29
1.2.5 Effets de la modulation et de la polarisation sur la durée de vie	33
2 Une source fibrée de photons uniques avec un atome de Rubidium	43
2.1 Intérêts des diverses sources de photons optiques uniques	44
2.1.1 Obtention d'émetteurs optiques uniques	45
2.1.2 Propriétés des différentes sources expérimentales avec des émetteurs uniques	45
2.2 Principes de la génération et de la caractérisation de photons uniques	46
2.2.1 Excitation d'un atome à deux niveaux	47
2.2.2 Émission spontanée d'un atome excité	47
2.2.3 Équations de Bloch optiques	48
2.2.4 Mesure de l'unicité des photons	49
2.3 Génération de photons uniques avec la pince optique fibrée	53
2.3.1 Génération continue	53
2.3.2 Excitation pulsée	55
2.3.3 Source à la demande	57
3 Piégeage d'une chaîne d'atomes uniques dans une cavité	61
3.1 Champ électromagnétique et couplage à des atomes en cavité	63
3.1.1 Confinement de photons dans un résonateur Fabry-Pérot	63

3.1.2	Couplage d'un atome à un mode de cavité	69
3.1.3	Couplage de N atomes à un mode de cavité	73
3.1.4	Tomographie d'états quantiques	75
3.1.5	Transitions Raman entre un champ laser et le mode de cavité	78
3.2	Une chaîne d'atomes uniques en cavité Fabry-Pérot fibrée	81
3.2.1	Piégeage dipolaire	81
3.2.2	Cavités Fabry-Pérot fibrées	83
3.2.3	Imagerie haute résolution	84
3.3	Atomes et cavités réels : limitations et choix des paramètres	85
3.3.1	Variation du couplage entre atomes	85
3.3.2	Transmission et pertes du résonateur	90
3.3.3	Biréfringence de la cavité	97
3.3.4	Couplage d'un atome à deux modes du champ	101
4	Production et caractérisation de cavités Fabry-Pérot fibrées	109
4.1	Production de formes de miroir de haute qualité par ablation laser	110
4.1.1	Finesse et qualité des miroirs	110
4.1.2	Principe et performances de l'ablation laser	112
4.2	Dispositif automatisé de précision submicrométrique pour l'ablation laser et l'analyse de surfaces	116
4.2.1	Dispositif expérimental	116
4.2.2	Centrage et ajustement de la largeur du faisceau	124
4.2.3	Analyse par profilométrie optique	129
4.3	Ablation laser par tirs multiples	133
4.3.1	Un outil pour dépasser les miroirs gaussiens	133
4.3.2	Vers une biréfringence amplifiée	135
4.3.3	Vers des modes de polarisation dégénérés	136
4.4	Cavités fibrées doublement résonantes	138
4.4.1	Dispositif expérimental	138
4.4.2	Mesure de la phase relative de réflexion	141
4.4.3	Mesures de transmission et finesse	144
4.4.4	Mesure de la biréfringence géométrique	145
4.4.5	Observation d'un couplage de modes transverses	148
5	Vers le piégeage d'une chaîne d'atomes uniques en cavité	151
5.1	Obtention d'un nuage d'atomes froids	152
5.1.1	Chambre à vide	152
5.1.2	Un système laser stable et flexible	155
5.1.3	Piège magnéto-optique	160
5.2	Vers des atomes piégés et refroidis en cavité	164
5.2.1	Transport des atomes froids vers la cavité	164
5.2.2	Piège dipolaire et asservissement par le mode à 1559 nm	166
5.2.3	Processus possibles pour le refroidissement en cavité	168
	Conclusion	173
	A Structure interne du rubidium 87	177
	B Résolutions analytiques du système atome-cavité	179

C Programme de contrôle du dispositif d'ablation laser	183
D Calcul pour la mesure de la phase relative des miroirs	187
Bibliographie	189

Introduction

Quand le formalisme de la mécanique quantique a été conçu dans le premier tiers du XX^{ème} siècle, les physiciens ont imaginé des expériences de pensée pour comprendre, expliquer et surtout tester cette nouvelle théorie entraînant des prédictions contre-intuitives. Parmi les plus connues et les plus fondamentales, on peut citer : le chat de Schrödinger, qui décrit le principe de superposition d'états et le postulat de la mesure, et qui pose la question du passage du monde quantique probabiliste au monde macroscopique déterministe ; la boîte d'Einstein, imaginée pour essayer de mettre en défaut le principe d'incertitude de Heisenberg ; et le paradoxe d'Einstein, Podolsky et Rosen (EPR) [1], qui introduit la notion d'intrication quantique pour mettre en doute la complétude de l'interprétation de Copenhague qui est une théorie non-locale. Le point commun à toutes ces expériences de pensée est l'utilisation de particules uniques (respectivement : un atome radioactif, un photon ou deux particules uniques). Ces expériences étaient alors considérées uniquement comme des outils théoriques par certains scientifiques. Schrödinger, lui-même, disait en 1952 [2] : “Nous n'expérimentons *jamais* juste avec *un* électron ou atome ou (petite) molécule. Dans les expériences de pensée, nous supposons parfois que nous le faisons ; ceci entraîne invariablement des conséquences ridicules.”

Cependant, un nombre considérable d'évolutions technologiques et scientifiques ont changé la donne des outils utilisables par les expérimentateurs depuis les premiers pas de la mécanique quantique. La plus fondamentale a été donnée par l'invention du laser [3, 4] qui fournit une onde électromagnétique cohérente se rapprochant du cas idéal monochromatique. En physique atomique, cette lumière cohérente a permis de développer des techniques expérimentales de contrôle des états internes et externes des atomes. Les développements du refroidissement Doppler [5, 6, 7] puis du piège magnéto-optique [8] ont permis d'obtenir des nuages d'atomes neutres froids et piégés. Les techniques de piégeage conservatif avec des interactions magnétiques [9] et dipolaires [10] ont ensuite mené à la formation de ces états fascinants que sont les condensats de Bose-Einstein [11, 12]. Ces avancées expérimentales ont été récompensées par l'attribution des prix Nobel de physique en 1997 (Cohen-Tannoudji, Chu et Phillips) et en 2001 (Cornell, Wieman et Ketterle). De nos jours, les condensats peuvent être utilisés pour produire des atomes uniques dans des réseaux optiques via la transition d'un état superfluide vers un état d'isolant de Mott [13, 14]. Les techniques de refroidissement laser permettent aussi d'obtenir des ions uniques ultra-froids dans des pièges électriques [15].

Le piégeage d'atomes neutres uniques peut aussi s'obtenir de façon relativement simple dans des micro-pièges. En effet, les collisions exothermiques entre atomes, créant des

perturbations dépendantes de la densité atomique, peuvent être contrôlées par l'application d'un laser quasi-résonant avec une transition atomique. Cet effet a permis l'obtention d'atomes uniques dans un micro-piège dipolaire en 2001 par effet de blocage collisionnel [16]. Depuis, les expériences utilisant ces atomes uniques se sont développées pour refroidir un atome unique vers l'état fondamental de vibration [17] ou pour permettre le piégeage d'atomes uniques dans des réseaux de pièges [18]. Cette technique expérimentale d'obtention d'atomes uniques constitue un élément central de cette thèse.

Parallèlement au développement des techniques de piégeage des particules atomiques uniques, une série d'évolutions techniques, où les lasers occupent aussi une place centrale, a permis la génération et la détection de photons uniques. Les premières sources de photons uniques ont été les sources annoncées grâce à des processus d'émission simultanée de deux photons dans deux modes différents, par cascade atomique [19] ou par conversion paramétrique basse d'une impulsion laser [20]. L'obtention d'émetteurs uniques a ensuite permis le développement de sources de photons réellement uniques [21, 22]. De nos jours, les sources de photons uniques constituent un champ très actif de recherche expérimentale avec une multitude d'émetteurs optiques différents [23].

L'obtention de particules uniques de matière et de lumière a permis de réaliser expérimentalement des "conséquences ridicules", dont en particulier, le phénomène d'intrication quantique qui constitue un des attraits essentiels de la mécanique quantique. La réalisation de paires de photons uniques intriqués a ainsi prouvé que la mécanique quantique était complète par la mesure de la violation des inégalités de Bell [24], qui est une reformulation du paradoxe EPR, en 1982 par le groupe d'Alain Aspect, soit quasiment un demi-siècle après le début de la controverse entre Einstein et Bohr.

Les formidables avancées dans le contrôle des états quantiques de particules uniques, reconnues par le prix Nobel de Physique en 2012 (Wineland et Haroche), ont aussi poussé les développements théoriques et expérimentaux vers diverses applications de l'intrication entre particules multiples :

- La communication quantique permet la distribution à distance de clés de chiffrement dont la sécurité est assurée par les principes de la physique quantique (postulat de la mesure et théorème de non clonage) [25, 26, 27]. L'information quantique est encodée sur des qubits, qui sont des systèmes quantiques à deux niveaux $|0\rangle$ et $|1\rangle$ formant la base de la manipulation d'information. Les processus de communication quantique utilisent des qubits photoniques qui transmettent l'intrication nécessaire à la réalisation des protocoles.

- La métrologie quantique vise à l'utilisation des corrélations quantiques d'états intriqués afin d'améliorer les performances des mesures interférométriques [28]. Le principe est d'utiliser des états quantiques comprimés dont les fluctuations sont réduites dans la direction choisie pour la mesure par rapport à la limite induite par le bruit de projection.

- Le calcul quantique repose sur la réalisation de portes logiques quantiques sur un ensemble intriqué de qubits [25, 26]. L'intrication des qubits produit un parallélisme total du calcul qui permet, pour certains problèmes, un gain exponentiel sur le temps de calcul par rapport aux algorithmes classiques.

- La simulation quantique est un domaine de recherche expérimentale en plein développement visant à la simulation de systèmes physiques dont la résolution est trop complexe pour être traitée classiquement [29]. Ces simulations peuvent être réalisées par un calcul quantique ou par la réalisation d'un système dont la dynamique reproduit celle du système simulé avec des paramètres ajustables.

Un des problèmes principaux du développement de ces applications est l'obtention de systèmes quantiques stables, compacts et flexibles afin de permettre une utilisation simple, des combinaisons entre divers systèmes ou l'utilisation d'un grand nombre de copies. Pour cela, les fibres optiques, dont le développement a été récompensé par le prix Nobel de Physique en 2009 (Kao), constituent une solution technique d'une compacité et d'une flexibilité extraordinaires pour le guidage d'une onde électromagnétique dans les domaines visible et infrarouge proche, qui contiennent les transitions optiques des atomes alcalins largement utilisés en physique atomique. Les fibres optiques monomodes [30] en particulier permettent d'obtenir le guidage d'un faisceau laser en assurant un mode spatial unique et très stable. Ces avantages sont de puissants arguments pour l'utilisation de fibres optiques, par exemple, pour l'extension des systèmes de calcul ou communication quantique, ou pour une intégration flexible dans des expériences avec d'autres composants microscopiques.

La première expérience présentée dans cette thèse utilise une fibre optique monomode suivie d'une lentille asphérique pour produire une pince à atome unique de rubidium par effet de blocage collisionnel. Ce dispositif réalise ainsi une version simple, compacte et stable des expériences de production d'atomes uniques dans des micro-pièges dipolaires. Outre l'utilisation d'une fibre optique, cette expérience est réalisée grâce à un piège dipolaire pulsé dont les avantages pour le confinement et le blocage collisionnel seront discutés ainsi que son effet sur la durée de vie de l'atome unique dans le piège.

Avec un atome unique dans la pince fibrée, une source de photons uniques est alors obtenue par un processus d'excitation à la demande. Outre la compacité et la relative simplicité du système, cette source possède l'avantage de produire des photons uniques dans un mode spatial et spectral à priori bien défini car ils sont directement couplés à une fibre optique monomode, et ils sont issus d'un atome froid sans déplacement lumineux.

L'utilisation d'un objectif de forte ouverture numérique, comme celui de la pince optique fibrée, permet de coupler un atome unique à un photon unique dans un mode bien défini couplé à une fibre optique. Cependant, dans l'espace libre, l'interaction entre le photon et l'atome demeure cependant assez faible à cause de l'extension spatiale du photon qui réduit le champ électrique.

Pour augmenter le couplage entre lumière et matière dans le but d'obtenir une interaction forte entre un atome unique et un photon unique, la solution est alors d'utiliser une cavité, *i.e.* un ensemble de miroirs confinant le photon dans un volume réduit autour de l'atome. Les systèmes d'électrodynamique quantique en cavité permettent ainsi l'échange cohérent d'énergie entre un atome et un photon. Ce champ très actif et très divers de recherche expérimentale a émergé dans le domaine des photons micro-ondes avec des atomes de Rydberg [31], puis s'est développé dans le domaine optique avec des atomes [32] ou des ions [33]. Il s'est ensuite étendu aux réalisations expérimentales avec des "atomes artificiels", *i.e.* des systèmes très variés dont la caractéristique est de posséder deux niveaux quantiques couplés par le champ électromagnétique. On distingue en particulier les qubits supraconducteurs pour le domaine micro-onde [34] et les boîtes quantiques pour le domaine optique [35].

L'électrodynamique quantique en cavité constitue une ressource puissante pour les processus de communication quantique [27] via l'amélioration de la collection de photons uniques issus d'un atome unique [36, 37] ou d'un ion unique [38]. Un atome unique en cavité peut émettre un photon dont l'état est intriqué avec celui de l'atome [37]. Le transfert de l'état quantique du photon à un second système d'atome unique en cavité

permet alors la réalisation efficace d'une intrication déterministe à distance entre deux atomes uniques [39].

Mais l'électrodynamique quantique en cavité ne se limite pas aux expériences contenant uniquement un atome par cavité; elle est aussi un extraordinaire outil pour la réalisation d'états intriqués d'ensembles d'atomes dans une cavité grâce aux interactions entre atomes induites par le couplage au mode de la cavité. Elle permet, par exemple, de créer des états comprimés du spin total de l'ensemble atomique, utiles pour repousser la limite du bruit de projection pour la métrologie [40], ou des états dont la distribution de spin est non-gaussienne [41, 42].

De plus, la cavité permet une mesure collective de l'état quantique de l'ensemble d'atomes sans échange d'énergie [43]. Cette mesure, développée en particulier dans notre groupe, a mené à la réalisation de tomographies d'états quantiques intriqués d'ensembles de plusieurs dizaines d'atomes [41] et à la création d'états intriqués par effet Zénon quantique et de leur tomographie [44, 45].

Cependant, dans le domaine d'électrodynamique quantique en cavité optique et dans le régime de couplage fort (où la dynamique d'échange cohérent d'énergie entre atome et photon domine les pertes énergétiques du système), les expériences se cantonnent à l'utilisation d'un atome unique ou d'ensembles d'atomes indiscernables. Seules quelques expériences très récentes commencent à étudier le système de deux atomes uniques couplés à une cavité [46, 47].

Dans la deuxième partie de cette thèse, nous nous tournons donc vers la conception et la construction d'une nouvelle expérience couplant une chaîne d'atomes uniques adressables au sein d'une cavité optique en régime de couplage fort. Dans cette nouvelle expérience, le principe d'utilisation des collisions exothermiques induites par la lumière demeure a priori applicable pour assurer l'unicité des atomes.

L'utilisation de fibres optiques comme substrats des miroirs d'une cavité Fabry-Pérot constitue alors une solution ingénieuse développée initialement dans notre groupe [48]. En effet, la compacité des fibres optiques permet de former des cavités de volume de mode réduit afin d'obtenir un fort couplage entre un atome et un photon confiné dans le mode de cavité. Par ailleurs, l'encombrement spatial reste limité avec des fibres optiques et facilite l'accès optique au centre de la cavité. De plus, le couplage entre le mode de la cavité et les modes guidés des fibres optiques permet une excellente stabilité et une simplification du dispositif autour de la chambre à vide. Afin d'obtenir une cavité Fabry-Pérot fibrée de haute finesse avec un bon contrôle des paramètres, nous avons construit au cours de cette thèse un dispositif d'ablation laser de précision submicrométrique pour sculpter les miroirs et incluant un système d'imagerie pour mesurer *in situ* les formes produites.

Dans cette nouvelle expérience, la cavité Fabry-Pérot fibrée possédera un réseau de sites de piégeage d'atomes uniques optimalement couplés aux photons résonants avec une transition atomique. Le dispositif inclura aussi une lentille de forte ouverture numérique afin de résoudre optiquement les atomes uniques pour les imager et les adresser. Cette combinaison offrira à la fois les possibilités d'interactions et de mesures collectives de l'électrodynamique quantique en cavité et les outils d'interactions et de mesures individuelles développés dans les domaines des ions piégés [49, 50] et des réseaux optiques pour atomes uniques [51]. Ces multiples possibilités ouvrent de nouvelles voies vers la création et la détection d'états intriqués d'ensembles d'atomes uniques. Par exemple, un développement offert par ce nouveau système est la possibilité d'un couplage entre atomes, via le

champ de la cavité, sélectif grâce à l'adressage individuel, qui peut mener à la réalisation de calculs quantiques [52].

Plan de la thèse :

Les deux premiers chapitres sont dédiés à l'expérience de pince optique fibrée, les trois chapitres suivants concernent l'expérience de chaîne d'atomes uniques en cavité fibrée.

Le premier chapitre commence par une description théorique de l'interaction dipolaire et des pertes dans un piège dipolaire qui mènent à l'obtention d'un atome unique par blocage collisionnel, accompagnée d'une brève discussion des autres techniques pour obtenir des atomes uniques. Ensuite, le dispositif de l'expérience de pince à atome unique fibrée est présenté et les résultats de l'observation d'un atome de rubidium unique dans un piège dipolaire pulsé sont discutés.

Le second chapitre porte sur la réalisation d'une source de photons uniques avec un atome unique piégé dans ce dispositif. Après une discussion des intérêts des sources de photons uniques et de leurs diverses implémentations, les principes de l'excitation de l'atome, de l'émission d'un photon unique et de la caractérisation de cette unicité sont introduits. La dernière partie de ce chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus avec la pince optique fibrée.

Le troisième chapitre introduit les principes théoriques de l'électrodynamique quantique en cavité applicables dans la nouvelle expérience, puis précise le concept de l'obtention expérimentale d'une chaîne d'atomes uniques adressables et optimalement couplés à un mode de cavité Fabry-Pérot fibrée. Enfin, les contraintes expérimentales sont abordées pour quantifier les conditions à imposer lors de la réalisation des miroirs de la cavité, en particulier pour l'obtention d'un couplage optimal et pour contrôler la biréfringence de la cavité.

Le quatrième chapitre présente le principe de la réalisation des miroirs sur l'extrémité des fibres par ablation laser, puis le nouveau dispositif automatisé mis en place pour améliorer les capacités de production. La dernière partie de ce chapitre porte sur la caractérisation des cavités fibrées réalisées pour l'expérience.

Le dernier chapitre décrit le dispositif expérimental mis en place pour obtenir un nuage d'atomes froids dans une cellule à vide pour la nouvelle expérience, puis détaille les différentes étapes pour permettre le chargement du réseau de sites de piégeage couplés au mode de la cavité.

Piégeage d'un atome de rubidium unique dans une pince optique fibrée

Le piégeage et la manipulation d'atomes ou ions uniques présentent plusieurs intérêts. Un des plus fondamentaux est la capacité de réaliser des expériences avec la brique élémentaire de l'information quantique : le qubit, soit un système à deux niveaux sur lequel des manipulations individuelles peuvent être réalisées. Comme les atomes d'un même isotope d'un élément chimique sont tous rigoureusement identiques, la symétrie des interactions permet de créer certaines formes d'intrication¹ entre les qubits [53, 54, 39]. Cette intrication peut être utilisée pour diverses applications : pour tester les inégalités de Bell [55], pour implémenter des portes logiques quantiques [56, 57] ou pour téléporter un état quantique [58, 59].

Par ailleurs, l'obtention d'atomes uniques permet de réaliser des sources de photons uniques dont les intérêts sont discutés en détail dans le chapitre 2. Ces photons uniques constituent en particulier le champ quantique porteur de l'interaction à distance entre qubits lors d'une communication quantique [39, 59], ainsi qu'une voie d'intrication probabiliste des qubits [60, 61].

Cependant le piégeage conservatif d'atomes neutres uniques constitue un défi expérimental. Les solutions techniques découlent :

- de la compréhension des interactions entre les atomes et les champs électromagnétiques que peut imposer l'expérimentateur pour le piégeage.
- de la capacité d'isoler un atome neutre qui repose plus précisément sur le contrôle des interactions entre les atomes.

Dans une première partie, ce chapitre s'attache donc à présenter l'interaction dipolaire d'un atome avec l'onde électromagnétique monochromatique d'un faisceau laser, puis aux processus de pertes du piège dipolaire qui mènent à l'obtention d'un atome unique par effet de blocage collisionnel. Enfin, une brève discussion des autres techniques expérimentales produisant des atomes uniques est menée.

Cependant, la plupart des expériences d'obtention d'atomes uniques sont d'une complexité et d'une taille qui limitent leur capacités de combinaison avec d'autres éléments. Afin de pallier à ces contraintes, nous proposons une solution qui utilise simplement une

1. Grâce à la symétrie des opérations de manipulation implémentées par l'expérimentateur, et surtout, grâce à la symétrie de l'interaction avec un champ quantique (de phonons ou de photons) ou avec des effets d'interaction collective non linéaire (comme le blocage de Rydberg).

fibre optique et une lentille asphérique, réduisant la taille et augmentant la flexibilité de la production d'atomes uniques par blocage collisionnel dans une pince optique.

Dans une seconde partie, ce chapitre présente donc la réalisation expérimentale du piégeage d'un atome unique dans une pince optique fibrée qui constitue une version compacte et relativement simple de source d'atomes uniques.

1.1 Principe de l'obtention d'un atome unique

Les manipulations d'atomes neutres utilisent l'interaction entre leurs dipôles électriques et magnétiques et le champ électromagnétique. Pour le piégeage conservatif, l'interaction avec un faisceau laser fortement désaccordé des résonances atomiques constitue une méthode expérimentale largement utilisée [62].

1.1.1 Interaction dipolaire

Aux fréquences optiques, l'interaction entre un atome et une onde électromagnétique est dominée par l'interaction du champ électrique avec le dipôle qu'il induit. En physique classique, dans un champ monochromatique $\mathcal{E} = \mathbf{E}e^{i\omega t} + \mathbf{E}^*e^{-i\omega t}$,² le dipôle induit de l'atome $\mathcal{P} = \mathbf{P}e^{i\omega t} + \mathbf{P}^*e^{-i\omega t}$ est décrit par $\mathbf{P} = \alpha\mathbf{E}$ où α est la polarisabilité. L'énergie d'interaction s'écrit alors³ $U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2}\langle\mathcal{P}\cdot\mathcal{E}\rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c}\Re(\alpha)I$ où $I = 4\epsilon_0 c|\mathbf{E}|^2$ est l'intensité de l'onde [62]. L'atome est donc attiré vers les positions de haute intensité si le signe de la partie réelle de la polarisabilité est positif, et repoussé dans le cas contraire.

Modèle semi-classique :

La description plus précise de l'interaction entre l'atome et le champ électromagnétique passe par le modèle semi-classique de l'interaction d'une onde classique avec un atome dont la description est quantifiée. L'opérateur dipolaire s'écrit :

$$\hat{\mathbf{d}} = \sum_{a,b} \mathbf{d}_{ab}|b\rangle\langle a| \quad (1.1)$$

où a et b sont les indices marquant les états propres internes du système atomique et $\mathbf{d}_{ab} = \langle b|\hat{\mathbf{d}}|a\rangle$ est proportionnel à l'intégrale de recouvrement entre les fonctions d'onde des électrons par rapport au noyau des deux niveaux. La matrice du dipôle ne contient pas d'éléments diagonaux car l'atome n'a pas de dipôle permanent. Le hamiltonien d'interaction semi-classique est alors : $\hat{H}_{\text{sm}} = -\hat{\mathbf{d}}\cdot\mathcal{E}$.

En se limitant à deux niveaux atomiques, un état fondamental f et un état excité e , on montre que l'atome subit une force moyenne appelée force radiative. Cette force est constituée de deux composantes. L'une est la force de pression de radiation qui est utilisée pour refroidir et piéger les atomes dans un piège magnéto-optique (PMO). Elle est importante dans le cas où le désaccord $\delta = \omega - \omega_{\text{at}}$ entre la fréquence du laser et la fréquence de la transition atomique, est de l'ordre de la largeur naturelle Γ de l'état excité et décroît en δ^{-2} pour des grands désaccords. Pour des désaccords plus importants

2. La définition choisie ici pour les notations complexes est utilisée ensuite lors de la définition du champ électromagnétique quantifié qui est séparé en ses composantes spectrales à fréquences positives et celles à fréquences négatives.

3. Le terme $\frac{1}{2}$ dans l'énergie prend en compte le fait que le dipôle est induit.

(typiquement $|\delta| \gg \Gamma$), l'autre composante devient prédominante. Elle est appelée force dipolaire car son expression a d'abord été obtenue classiquement. La force dipolaire s'écrit :

$$\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{\nabla s(\mathbf{r})}{1+s(\mathbf{r})} \quad (1.2)$$

où $s(\mathbf{r})$ est le paramètre de saturation qui dépend des caractéristiques du faisceau laser au point \mathbf{r} de la position de l'atome selon :

$$s(\mathbf{r}) = \frac{\Omega^2(\mathbf{r})/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad \text{avec} \quad \Omega(\mathbf{r}) = \frac{-2(\mathbf{d}_{fe} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}))}{\hbar} \quad (1.3)$$

où Ω est la pulsation de Rabi qui peut être prise réelle positive avec un choix de phase pertinent. La force dérive donc du potentiel :

$$U_{\text{dip}} = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1+s(\mathbf{r})) \quad (1.4)$$

Ainsi, selon le signe du désaccord, l'onde électromagnétique crée un potentiel qui attire ou repousse les atomes des régions de forte intensité lumineuse. En utilisant un faisceau laser focalisé désaccordé vers le rouge de la transition, on peut donc créer une "pince optique" ; en effet, à l'intensité maximale du faisceau, on obtient un puits de potentiel qui permet de piéger des atomes [10, 62]. Le régime qui nous intéresse est celui des grands désaccords avec une lumière non saturante car la force dipolaire décroît en δ^{-1} donc moins vite que la pression de radiation et le taux d'émission spontanée, proportionnel lui-aussi à δ^{-2} , est très faible. On obtient donc un potentiel conservatif. L'expression du potentiel dipolaire se simplifie dans ce cas à :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\Omega^2(\mathbf{r})}{4\delta} = \frac{\hbar\Gamma^2}{8\delta} \frac{I(\mathbf{r})}{I_S} \quad (1.5)$$

où I_S est l'intensité de saturation qui est définie par la relation $\Omega = \sqrt{\frac{I}{2I_S}}\Gamma$ et peut s'écrire pour un système à deux niveaux :

$$I_S = \frac{\hbar\omega_{\text{at}}^3 \Gamma}{12\pi c^2} \quad (1.6)$$

soit, en utilisant l'expression de la largeur naturelle en fonction du dipôle (cf. equation 2.4), $I_S = 1,6 \text{ mW/cm}^2$ pour la ligne D2 du rubidium 87 (^{87}Rb).

Potentiel pour un alcalin dans son état fondamental :

La structure interne des atomes de ^{87}Rb que nous utilisons est plus complexe que celle d'un système à deux niveaux. Le potentiel dipolaire résulte alors de l'addition des effets qu'entraîne chaque transition possible vers un niveau b sur le niveau a . Selon la théorie des perturbations au second ordre, l'énergie U_a du niveau a est modifiée de :

$$\Delta U_a = \sum_{b \neq a} \frac{|\langle b | -\hat{\mathbf{d}} \cdot \boldsymbol{\mathcal{E}} | a \rangle|^2}{\mathcal{U}_a - \mathcal{U}_b} \quad (1.7)$$

où les énergies \mathcal{U}_a sont prises dans la base des état habillés qui prennent en compte l'énergie des photons de telle sorte que $\mathcal{U}_a - \mathcal{U}_b = \hbar(\omega - \omega_{\text{at},ab}) = \hbar\delta_{ab}$. On remarque avec

cette formulation que l'interaction agit aussi sur l'état excité avec un effet inverse, résultat classique de l'interaction entre deux états quantiques.

Dans le cas des alcalins, dans la mesure où l'on se limite à des désaccords piégeants, l'effet sur le niveau fondamental est dominé par les deux premières transitions, soit les lignes D1 et D2 avec les désaccords respectifs δ_1 et δ_2 . Il est alors possible de montrer, via l'utilisation de l'élément dipolaire réduit et des coefficients de Clebsh-Gordan, que le potentiel dipolaire perçu par le niveau fondamental est [63, 64] :

$$\begin{aligned} U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) &= \frac{\hbar\Gamma}{24} \left(\left(1 - \mathbf{C} \cdot \frac{g_F}{\hbar} \hat{\mathbf{F}} \right) \frac{\Gamma}{\delta_1} + \left(2 + \mathbf{C} \cdot \frac{g_F}{\hbar} \hat{\mathbf{F}} \right) \frac{\Gamma}{\delta_2} \right) \frac{I(\mathbf{r})}{I_S} \\ &= \left[\frac{\hbar\Gamma}{24} \left(\frac{\Gamma}{\delta_1} + 2 \frac{\Gamma}{\delta_2} \right) \frac{I(\mathbf{r})}{I_S} \right] \left(1 + \frac{\delta_1 - \delta_2}{2\delta_1 + \delta_2} \mathbf{C} \cdot \frac{g_F}{\hbar} \hat{\mathbf{F}} \right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

où $\hat{\mathbf{F}}$ est l'opérateur de moment cinétique total de l'atome, g_F est le facteur de Landé du niveau hyperfin du fondamental et $\mathbf{C} = \Im(\mathbf{e}_p \times \mathbf{e}_p^*)$ donne la direction et l'amplitude de l'ellipticité⁴ $\epsilon = \sqrt{1 - |\mathbf{C}|^2}$ de la polarisation de vecteur \mathbf{e}_p : $\mathbf{C} = \mathbf{0}$ pour une polarisation linéaire et $|\mathbf{C}| = 1$ pour une polarisation circulaire. Dans le cas d'une polarisation linéaire tous les sous-niveaux Zeeman ont le même potentiel à cause de la symétrie de la structure. Pour une polarisation elliptique⁵, le moment cinétique va avoir un mouvement de précession autour de \mathbf{C} qui définit l'axe de quantification où les états propres du système sont les sous-états Zeeman $|F, m_F\rangle$, et on a $\mathbf{C} \cdot \frac{g_F}{\hbar} \hat{\mathbf{F}} |F, m_F\rangle = |\mathbf{C}| g_F m_F |F, m_F\rangle$. L'effet de levée de dégénérescence induit par l'ellipticité de la polarisation du champ dipolaire peut être pris en compte par un champ magnétique fictif [65, 66].

Piégeage dans un faisceau laser gaussien décalé sur le rouge de la transition :

Le profil d'intensité d'un faisceau laser après un filtrage spatial dans une fibre optique peut s'écrire sous la forme d'un faisceau gaussien [4, 30] présenté sur la figure 1.1 (voir aussi section 3.1.1 pour l'origine de cette description) :

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}} \quad (1.9)$$

où r est la distance à l'axe optique qui est paramétré par z , et où l'on a introduit la puissance lumineuse du faisceau P et la largeur transverse du faisceau w :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} \quad (1.10)$$

où w_0 est la largeur au col du faisceau qui est à l'origine de l'axe z , et $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la longueur de Rayleigh qui caractérise la distance sur laquelle w varie et qui dépend de la longueur d'onde λ du laser.

4. L'ellipticité est définie ici selon $\epsilon = \frac{P_h - P_b}{P_h + P_b}$ avec P_h et P_b les puissances minimales et maximales observées après un polariseur. Si l'axe Oz est la direction de propagation du faisceau, le vecteur de polarisation s'écrit $\mathbf{e}_p = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sqrt{1 + \epsilon} \mathbf{e}_x \pm i \sqrt{1 - \epsilon} \mathbf{e}_y)$ avec le signe correspondant au sens de rotation. Le vecteur caractéristique est alors $\mathbf{C} = \pm \sqrt{1 - \epsilon^2} \mathbf{e}_z$.

5. Ici on considère le cas où seul un potentiel dipolaire équivalent à un champ magnétique fictif est présent. Si un champ magnétique réel est présent, l'axe de précession du moment cinétique est alors donné par l'addition des champs réel et fictif.

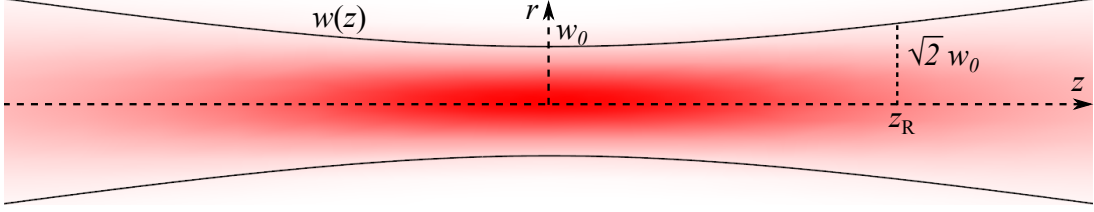


FIGURE 1.1 – Profil d'intensité d'un faisceau gaussien. Les lignes noires marquent la largeur w (à e^{-2}).

Le potentiel dipolaire créé par un faisceau laser polarisé linéairement fortement décalé des transitions atomiques s'écrit donc en combinant les équations 1.8 et 1.9 :

$$U_{\text{dip}}(r, z) = -U_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}} \quad (1.11)$$

$$\text{avec } U_0 = -\frac{\hbar\Gamma P}{12\pi w_0^2 I_S} \left(\frac{\Gamma}{\delta_1} + 2\frac{\Gamma}{\delta_2} \right) \quad (1.12)$$

Dans la mesure où l'énergie mécanique de l'atome est inférieure à la profondeur du piège U_0 , l'atome oscille indéfiniment autour du col du faisceau. Si la température de l'atome est suffisamment faible pour le confiner au fond piège, on peut alors approximer la gaussienne radiale et la lorentzienne axiale par un développement quadratique afin de retrouver les résultats d'une particule de masse m dans un piège harmonique dont les pulsations radiale ω_r et axiale ω_z sont données par :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \quad (1.13)$$

Les nombres de phonons moyens d'une particule à température T dans un piège harmonique, dans chaque direction l , sont donnés par la statistique de Bose-Einstein $\bar{n}_l = 1 / \left(\exp\left(\frac{\hbar\omega_l}{k_B T}\right) - 1 \right)$. Ceci permet de déduire l'extension spatiale de l'état thermique comme $\sigma_l = \sqrt{\langle l^2 \rangle} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_l}} \sqrt{2\bar{n}_l + 1}$. La densité de probabilité spatiale $\rho(\mathbf{r})$ s'écrit alors [67] :

$$\rho(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (1.14)$$

1.1.2 Pertes dans un piège dipolaire

La profondeur des pièges dipolaires est limitée en pratique par la puissance laser disponible à typiquement quelques millikelvins lorsqu'elle est convertie en termes de températures en divisant par la constante de Boltzmann. Le piégeage nécessite donc le refroidissement préalable des atomes dans un PMO pour réduire de six ordres de grandeur l'énergie cinétique. Ce processus est aléatoire, et si les atomes sont indépendants, la faible probabilité de piéger un atome depuis l'ensemble des atomes à température ambiante donne une loi de Poisson du nombre N d'atomes piégés : $P(N = n) = \frac{\alpha^n}{n!} e^{-\alpha}$ qui ne mène donc pas forcément à l'obtention d'atome unique. En effet, si les paramètres expérimentaux sont ajustés pour obtenir une probabilité non négligeable de présence d'un atome, alors la probabilité d'avoir deux atomes est importante. Par exemple, avec $\alpha = 1$ on obtient

$P(N = 1) \simeq 37\%$ et $P(N = 2) \simeq 18\%$. Afin d'obtenir un atome unique, les interactions entre atomes au sein du piège doivent donc être importantes pour briser l'indépendance des variables aléatoires menant à ce résultat.

Considérons tout d'abord quelles sont les possibilités de pertes lorsque N atomes ont été chargés dans un piège dipolaire afin d'identifier les processus qui peuvent permettre de réduire ce nombre à 1. Les deux possibilités pour les atomes de s'échapper sont d'acquérir une énergie mécanique plus importante que la profondeur du piège ou d'évoluer vers un état interne qui n'est pas piégé par le faisceau laser. On distingue globalement trois processus de pertes : l'évasion par chauffage résiduel de la lumière dipolaire, l'apport d'énergie cinétique par collision avec une particule non piégée et les pertes par interaction entre atomes. Cette dernière catégorie contient plusieurs processus différents qui reposent sur les collisions.

Chauffage :

La lumière dipolaire induit une émission spontanée résiduelle car la population de l'état excité en régime stationnaire n'est pas nulle. L'expression de l'émission spontanée résiduelle s'écrit :

$$\Gamma_{\text{sp}}(\mathbf{r}) = \Gamma p_e = \frac{\Gamma}{2} \frac{s(\mathbf{r})}{1 + s(\mathbf{r})} \stackrel{\delta \gg \Omega, \Gamma}{\simeq} \Gamma \frac{U_{\text{dip}}(\mathbf{r})}{\hbar \delta} \quad (1.15)$$

où p_e est la population de l'état excité et la dernière expression est valable dans le régime des grands désaccords. Dans ce cas, le processus de diffusion est élastique et l'énergie du photon diffusé est donnée par la fréquence du laser. La faible probabilité des événements de diffusion spontanée rend le processus poissonien et permet de déduire que l'augmentation de l'énergie thermique de l'atome par photon diffusé⁶ est $2E_{\text{rc}}$, où $E_{\text{rc}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ est l'énergie de recul associée à l'émission d'un photon à la fréquence du laser par l'atome [62]. La puissance moyenne de chauffage vaut donc :

$$P_{\text{ch}} = 2E_{\text{rc}} \bar{\Gamma}_{\text{sp}} = 2E_{\text{rc}} \Gamma \frac{\bar{U}_{\text{dip}}}{\hbar \delta} \quad (1.16)$$

où les barres désignent la moyenne temporelle. Si l'on considère un piège harmonique de valeur $-U_0$ du potentiel au centre, l'équipartition de l'énergie potentielle et de l'énergie cinétique permet d'écrire l'énergie mécanique⁷ $E_m = E_c + E_p = 2\bar{E}_c = 2\bar{E}_p = 2(\bar{U}_{\text{dip}} + U_0)$. Et l'équation d'évolution de l'énergie s'écrit :

$$\frac{dE_m}{dt} = P_{\text{ch}} = -\frac{E_m - 2U_0}{t_{\text{ev}}} \quad \text{avec} \quad t_{\text{ev}} = \frac{\hbar |\delta|}{E_{\text{rc}} \Gamma} \quad (1.17)$$

où l'on a introduit le temps caractéristique d'évasion de t_{ev} qui est à un facteur 2 près le rapport de la profondeur du piège et de la puissance de chauffage maximale. L'énergie mécanique tend donc exponentiellement vers $2U_0$ jusqu'au point où elle atteint U_0 , où l'atome s'échappe du piège. Pour les cas des alcalins où les deux lignes D1 et D2 contribuent au piégeage et au chauffage, l'évolution de l'énergie mécanique est plus complexe, mais l'on peut considérer l'évolution de l'intensité moyenne perçue par l'atome \bar{I} qui caractérise le

6. On néglige ici l'anisotropie du processus en supposant que l'énergie cinétique est redistribuée sur l'ensemble des directions par les anharmonicités du piège sur des échelles de temps inférieures à Γ_{sp}^{-1} .

7. Choisie à zéro au centre du piège pour un atome au repos en définissant l'énergie potentielle E_p comme nulle au centre du piège.

confinement de l'atome dans le piège. Sous l'approximation de piégeage harmonique et tant que l'énergie mécanique est inférieure à la profondeur du piège, l'évolution est donnée par une exponentielle décroissante dont le temps caractéristique est toujours le ratio de la profondeur du piège et de la puissance de chauffage maximale au fond du piège. Dans le cas d'un faisceau de piégeage sur le rouge de la ligne D1 polarisé linéairement, l'évolution lorsque l'atome est encore dans le piège est approximée par :

$$\frac{d\bar{I}}{dt} = -\frac{\bar{I}}{t_{\text{ev}}} \quad \text{avec} \quad t_{\text{ev}} = \frac{\hbar}{E_{\text{rc}}\Gamma} \frac{\frac{1}{|\delta_1|} + \frac{2}{|\delta_2|}}{\frac{1}{\delta_1^2} + \frac{2}{\delta_2^2}} \quad (1.18)$$

Dans le cas d'un piège dipolaire à $\lambda_D = 810$ nm pour un atome de ^{87}Rb , comme nous l'utiliserons dans l'expérience, on obtient $t_{\text{ev}} \simeq 70$ s, une valeur bien supérieure aux temps de vie expérimentaux de l'ordre de la seconde.

Expérimentalement, les fluctuations d'intensité du laser dipolaire constituent une autre source de chauffage. En particulier, les composantes de Fourier de ces fluctuations aux fréquences doubles des fréquences de piégeage produisent un chauffage paramétrique. Ces deux effets de chauffage peuvent être compensés en appliquant régulièrement des processus de refroidissement pour conserver l'atome dans le piège.

Collisions avec des particules non piégées :

La pression résiduelle dans la chambre à vide, essentiellement induite par les atomes de Rb utilisés pour charger le PMO, est responsable de pertes à un corps dans le PMO et dans le piège dipolaire. En effet lors d'une collision avec une particule non piégée dont l'énergie cinétique est typiquement cinq ordres de grandeur supérieure à la profondeur du piège, la redistribution de l'énergie éjecte l'atome du piège. Ces pertes induisent une variation exponentielle du nombre d'atomes avec une constante de temps notée α^{-1} . La nécessité de conserver les atomes suffisamment longtemps dans le piège pour les expériences d'atomes froids impose l'obtention de vides très poussés de l'ordre de 10^{-9} mBar au moins.

Pertes par collisions dans un piège dipolaire :

Les pertes par collisions entre atomes sont intrinsèquement dépendantes de la densité n d'atomes et sont usuellement décrites, pour les collisions à deux corps, par un terme $-\beta_0 \int n^2(\mathbf{r}) d^3r = -\beta_0 \langle n \rangle N$ dans l'équation différentielle de l'évolution du nombre d'atomes. Le terme de densité est donné par le ratio du nombre d'atomes sur le volume du piège $\langle n \rangle = N/V$. Dans le cas d'un piège dipolaire optique d'un faisceau gaussien, le volume du piège est approximé⁸ par les distances caractéristiques du développement quadratique : l'extension transverse du faisceau $w_0/\sqrt{2}$ et sa variation longitudinale z_R soit un volume $V = \pi w_0^2 z_R = \pi^2 w_0^4 / \lambda_D$. Le volume a donc une dépendance critique par rapport à la largeur au col du faisceau, pour obtenir un fort effet des collisions un faisceau très focalisé est donc nécessaire. Dans notre situation expérimentale le volume obtenu est d'environ $47 \mu\text{m}^3$.

Un processus de collisions responsable des pertes est la photo-association qui forme un état lié des deux atomes en collision, où l'un d'entre eux est dans l'état excité, via

8. Une définition plus rigoureuse passe par le volume du nuage thermique au sein du piège qui prend en compte l'effet de la température sur la densité, cf. références [68] et [69]. Nous négligeons ici cet effet pour obtenir une estimation proche de la valeur maximale du volume si l'atome n'est pas bien confiné dans le piège. La valeur du terme de pertes à deux corps que nous obtenons dans cette partie constitue ainsi une estimation minimale.

l'absorption d'un photon du piège dipolaire [70]. Le système peut alors se désexciter vers un état lié où les deux atomes sont dans l'état fondamental. La molécule s'échappe alors du faisceau dipolaire qui n'est pas confinant pour elle. Le système peut aussi se désexciter vers un état libre du fondamental où l'énergie cinétique est de façon générale bien plus importante que la profondeur du piège et permet l'évasion des deux atomes. Le processus de photo-association dépend de la résonance du laser avec un état lié du système à un atome excité, les résonances pour le ^{87}Rb sont présentes jusqu'à environ 860 nm. Les expériences qui visent à conserver un grand nombre d'atomes dans le piège doivent éviter les résonances ou utiliser un laser de longueur d'onde supérieure à 860 nm.

Lorsque les atomes sont dans l'état hyperfin $F = 2$, un changement vers l'état $F = 1$ d'un des atomes peut se produire lors de la collision. L'énergie cinétique du système augmente alors de la différence d'énergie entre les niveaux $h\nu_{\text{HF}} \simeq h \times 6,8 \text{ GHz}$ et les atomes sont alors éjectés du piège dont la profondeur typique $U_0/h \sim 50 \text{ MHz}$ est bien inférieure [71].

Les pertes à deux corps pour des atomes de ^{87}Rb dans un piège dipolaire ont été mesurées dans différentes situations. Expérimentalement, les termes de pertes sont souvent exprimés sous la forme $-\beta'_0 N^2$. Le taux de collisions absolu est alors approximativement $\beta_0 = \beta'_0 V$. Dans un piège dipolaire à 784,5 nm de largeur $w_0 \simeq 26 \mu\text{m}$ [72], la mesure aboutit à $\beta'_0 \simeq 1,4 \cdot 10^{-6} (\text{atomes.s})^{-1}$; en prenant en compte le volume $V \simeq 5,7 \cdot 10^6 \mu\text{m}^3$, on déduit $\beta_0 \simeq 8,2 \cdot 10^{-12} \text{ atomes}^{-1} \cdot \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$. Dans un piège dipolaire à 810 nm de largeur $w_0 \simeq 0,7 \mu\text{m}$ [66], le terme de collisions mesuré est $\beta'_0 \simeq 3,5 (\text{atomes.s})^{-1}$; soit, pour le volume de $3 \mu\text{m}^3$, $\beta_0 \simeq 1,0 \cdot 10^{-11} \text{ atomes}^{-1} \cdot \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$. Les deux mesures sont du même ordre de grandeur et leur différence peut être due à la différence de contribution des pertes par photo-association (car la longueur d'onde est différente) ou à des différences de densité dues à la température qui faussent l'approximation faite sur le volume du piège. Cependant, les conditions expérimentales de profondeur de piégeage et de température sont approximativement les mêmes que dans l'expérience décrite par la suite, où l'on attend donc une constante expérimentale de pertes à deux corps dans le piège de $\beta'_0 \simeq 0,22 (\text{atomes.s})^{-1}$.

Les collisions à trois corps peuvent permettre de former un état lié à deux atomes avec transfert de l'énergie de liaison en énergie cinétique du troisième atome [73, 74]. Cependant, ces pertes par recombinaison ne sont importantes que dans les situations où la densité est très importante car le terme de perte est alors cubique en densité : $-Ln^2N$. Pour les atomes de ^{87}Rb , l'effet apparaît dans les condensats de Bose-Einstein et a été mesuré à $L \simeq 1,8 \cdot 10^{-29} \text{ atomes}^{-2} \cdot \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ pour l'état $F = m_F = 2$ [75]. Pour trois atomes dans notre piège de $47 \mu\text{m}^3$, le terme de pertes à trois corps est $^9 \sim 10^{-6} \text{ atomes.s}^{-1}$. Nous négligeons donc cet effet par la suite.

Pertes à deux corps assistées par lumière quasi résonante :

En présence de lumière quasi résonante, comme celle du PMO, les processus de collisions sont fortement modifiés par la possibilité d'excitation résonante du système $S + S$ de deux atomes en collision dans l'état fondamental S vers les niveaux $S + P$ du système où l'un des atomes est dans l'état excité P . L'interaction dans le niveau $S + S$ est un potentiel attractif de force de dispersion de London, interaction entre dipôles induits qui varie en $1/R^6$, où R est la distance entre les atomes. L'interaction dans les niveaux $S + P$ découle

9. Pour un gaz thermique, un facteur 6 doit être pris en compte par rapport à la valeur dans un condensat, cf. référence [75].

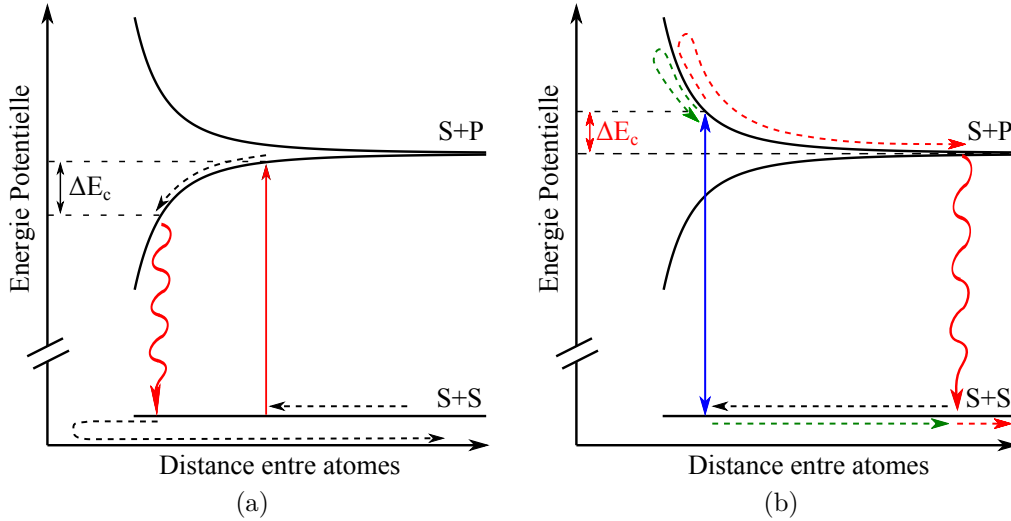


FIGURE 1.2 – Principes des collisions en présence de lumière quasi-résonante. L'énergie potentielle selon l'état du système est représentée en fonction de la distance entre les deux atomes. L'interaction entre un atome dans l'état fondamental S et un atome dans l'état excité P résulte de l'interaction dipolaire. (a) : Collision avec excitation sur le rouge de la transition : le système est excité sur la branche attractive et acquiert une énergie cinétique ΔE_c avec l'émission spontanée vers le fondamental. (b) : Collision avec excitation sur le bleu de la transition : le système est excité sur la branche répulsive. Deux solutions sont alors possibles selon l'intensité du faisceau bleu. Pour des fortes intensités, le système est ramené dans le fondamental par émission stimulée : la collision est élastique (ligne verte). Pour des intensité plus faibles, l'émission spontanée se produit bien après la collision et entraîne une augmentation d'énergie cinétique ΔE_c (ligne rouge).

des forces dipôle-dipôle résonantes qui apparaissent à cause de la possibilité de transfert de l'excitation d'un atome à l'autre [76]. Cette interaction est à plus longue portée en $1/R^3$ et des branches attractives et répulsives existent.

La figure 1.2 présente les possibilités de processus de collisions avec une lumière proche de résonance. La dépendance des potentiels d'interaction à courtes distances n'est pas représentée. Lorsque le faisceau est résonant sur le rouge de la transition, l'attraction des deux atomes peut résulter en un gain d'énergie cinétique (cf. figure 1.2a), qui peut éjecter les deux atomes du piège. Cet effet est désigné sous le nom de fuite radiative [77]. Le processus peut aussi aboutir à la formation d'une molécule, comme pour le processus de photo-association si l'émission spontanée se produit après un rapprochement suffisant. Le terme de pertes à deux corps est donc amplifié par la présence de la lumière, avec un taux de pertes noté β . Pour le ^{87}Rb sur la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$, une étude extensive des pertes à deux corps dans un micro-piège dipolaire est donnée par la référence [69]. D'après ces résultats, la constante de pertes dans notre expérience peut être grossièrement estimée de l'ordre de $\beta \sim 3.10^{-9}$, soit $\beta' \sim 60$ (atomes.s) $^{-1}$ dont l'inverse donne la durée de vie de deux atomes dans le piège ~ 15 ms.

Dans le cas où le laser est accordé sur le bleu de la transition, la situation diffère selon l'intensité lumineuse. Un faisceau puissant permet de forcer le système à emprunter la branche répulsive et à effectuer une collision élastique. Cette situation, nommée effet de blindage optique, est avantageuse pour éviter les collisions non-élastiques et les pertes

résultantes [78]. Dans le cas où, l'émission spontanée est dominante devant l'émission stimulée, une variation de l'énergie cinétique est possible. Cependant, l'augmentation maximale est donnée par la situation présentée sur la figure 1.2b. L'énergie apportée par la collision est alors contrôlée via la fréquence du laser.

1.1.3 Piégeage d'un atome unique

Les effets de pertes à deux corps n'apparaissent évidemment que dans le cas où plus d'un atome est présent dans le piège dipolaire. La probabilité d'une collision engendrant une perte d'atomes pendant un intervalle de temps dt est donnée en réalité par $dt\beta'N(N-1)/2$. L'expression des pertes écrite précédemment est la limite à grand nombre d'atomes ($N \simeq N-1$) en tenant compte du fait que chaque collision conduit à la perte des deux atomes. En utilisant une configuration où le terme de pertes à deux corps est dominant dans la dynamique du système, l'expérimentateur peut aboutir à un atome unique au maximum.

Réduction d'un ensemble à un atome maximum :

Considérons tout d'abord le cas d'un piège dipolaire contenant initialement un nombre d'atomes $N_0 \gg 1$. Dans le mesure où le nombre d'atomes reste important, l'évolution du nombre moyen d'atomes est approximativement donné par l'équation :

$$\frac{d\langle N \rangle}{dt} = -\alpha\langle N \rangle - \beta'\langle N \rangle^2 \quad (1.19)$$

Cette équation différentielle est une équation de Riccati dont la solution s'écrit :

$$\langle N \rangle (t) = N_0 \frac{e^{-\alpha t}}{1 + \frac{\beta N_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha t})} \quad (1.20)$$

Le nombre d'atomes décroît donc naturellement vers 0 en se rapprochant d'une forme exponentielle lorsque les pertes à un corps commencent à dominer la dynamique. Cette équation n'est valable que pour des grandes valeurs de N . Cependant, lorsque le système est dans un état où les pertes à deux corps sont négligeables pour les faibles nombres d'atomes, la dynamique reste bien décrite par la solution car l'erreur de l'approximation sur le terme à deux corps devient alors insignifiante. L'évolution est alors bien celle d'un processus poissonien de pertes.

Le calcul de la dynamique exacte de l'évolution du nombre d'atomes lorsque celui-ci est faible doit prendre en compte le caractère discret de la variable. La description du système passe alors par l'équation pilote régissant les probabilités de chaque nombre d'atomes, dont l'expression est établie dans la référence [79]. Cependant, dans la mesure où les pertes par collisions constituent l'effet dominant même à faible nombre d'atomes, soit $\beta' \gg \alpha$, on peut négliger l'effet des pertes à un corps. L'évolution à temps courts devant α^{-1} est ainsi donné par une succession de fuites radiatives (ou photo-associations) qui mène à un seul atome piégé si N_0 est impair ou à un piège vide si N_0 est pair. On obtient donc un atome unique avec une probabilité de 50% si les fluctuations de l'ensemble de départ sont grandes ($\sqrt{\langle N_0^2 \rangle - \langle N_0 \rangle^2} \gg 1$). Cet effet a été aussi utilisé pour mettre en évidence les propriétés des isolants de Mott via la mesure de la parité du nombre d'atomes dans un site d'un réseau optique [14, 80].

En utilisant une lumière sur le bleu de la transition dont le désaccord est bien contrôlé, l'énergie apportée par la collision peut être choisie proche de la profondeur du piège. La redistribution de l'énergie par collision élastique peut alors mener à une situation où seul l'un des atomes possède suffisamment d'énergie pour s'évader. Par un tel dispositif, un chargement quasi-déterministe d'un atome dans un piège dipolaire a été démontré [81].

Blocage collisionnel du chargement :

Dans notre situation expérimentale, le piège est continûment chargé par la présence du PMO avec un taux de chargement noté R . L'équation d'évolution du nombre d'atomes s'écrit donc :

$$\frac{dN}{dt} = R - \alpha N - \beta' N(N - 1) \quad . \quad (1.21)$$

Il résulte deux régimes bien identifiés :

- Faible chargement : Pour des faibles valeurs du taux de chargement, le nombre moyen d'atomes $\langle N \rangle$ reste faible et l'effet du terme de collision est négligeable et on a donc $\langle N \rangle \sim R/\alpha$.
- Fort chargement : Pour des grandes valeurs du taux de chargement, le nombre moyen d'atome devient important et donc le terme de collision devient prépondérant devant le taux de pertes à un corps. On obtient ainsi $\langle N \rangle \sim \sqrt{R/\beta'}$.

La transition entre ces deux régimes se situe autour d'un nombre critique d'atomes $N_C = \alpha/\beta'$ pour un taux de chargement $R_C = \alpha^2/\beta'$. Dans le cas où $N_C \gg 1$, *i.e.* pour une situation où les pertes à deux corps sont négligeables à faible nombre d'atomes, l'analyse précédente est correcte. Cependant, si $N_C \ll 1$, alors la dynamique est plus complexe car le terme de collision ne commence à jouer un rôle que si $N \geq 2$. Si le taux de chargement est faible devant les pertes à deux corps, on a alors un phénomène de blocage collisionnel [82] : dès qu'un atome entre dans le piège déjà occupé, une collision causant la perte des deux atomes se produit très rapidement avec l'atome occupant. Par conséquent, le nombre d'atomes présents dans le piège est limité à 1 dans ce régime où la statistique du nombre d'atomes est sub-poissonienne. Les premières observations ont été obtenues dans un piège dipolaire à 810 nm de volume très réduit avec $w_0 \simeq 0.7 \mu\text{m}$ [16] pour maximiser le taux de collision.

La prédiction des statistiques de chargement du piège peut s'obtenir par simulation Monte-Carlo. La méthode utilisée consiste à tirer aléatoirement quel événement va modifier le nombre d'atomes (perte à un corps, pertes à deux corps ou chargement d'un atome) puis à tirer aléatoirement le temps au bout duquel cet événement se produit. En partant de $N = 0$ et en simulant 10^5 sauts, on obtient les statistiques stationnaires p_N de l'état à N atomes dans le piège en divisant le temps passé dans cet état par le temps total. Les résultats pour notre situation expérimentale sont représentés sur la figure 1.3, où l'on a choisi le β' estimé précédemment pour notre piège et une durée de vie pour l'atome unique de $\alpha^{-1} = 2$ s, ce qui correspond à un vide expérimentalement raisonnable. Lorsque le taux de chargement est faible devant la constante de pertes à deux corps, le blocage collisionnel est attendu avec des statistiques montrant une forte occupation p_1 de l'état à un atome alors que la probabilité p_2 d'obtenir deux atomes dans le piège est négligeable. Pour obtenir un atome unique de façon déterministe, il suffit alors d'arrêter le chargement lorsqu'un atome est détecté dans le piège.

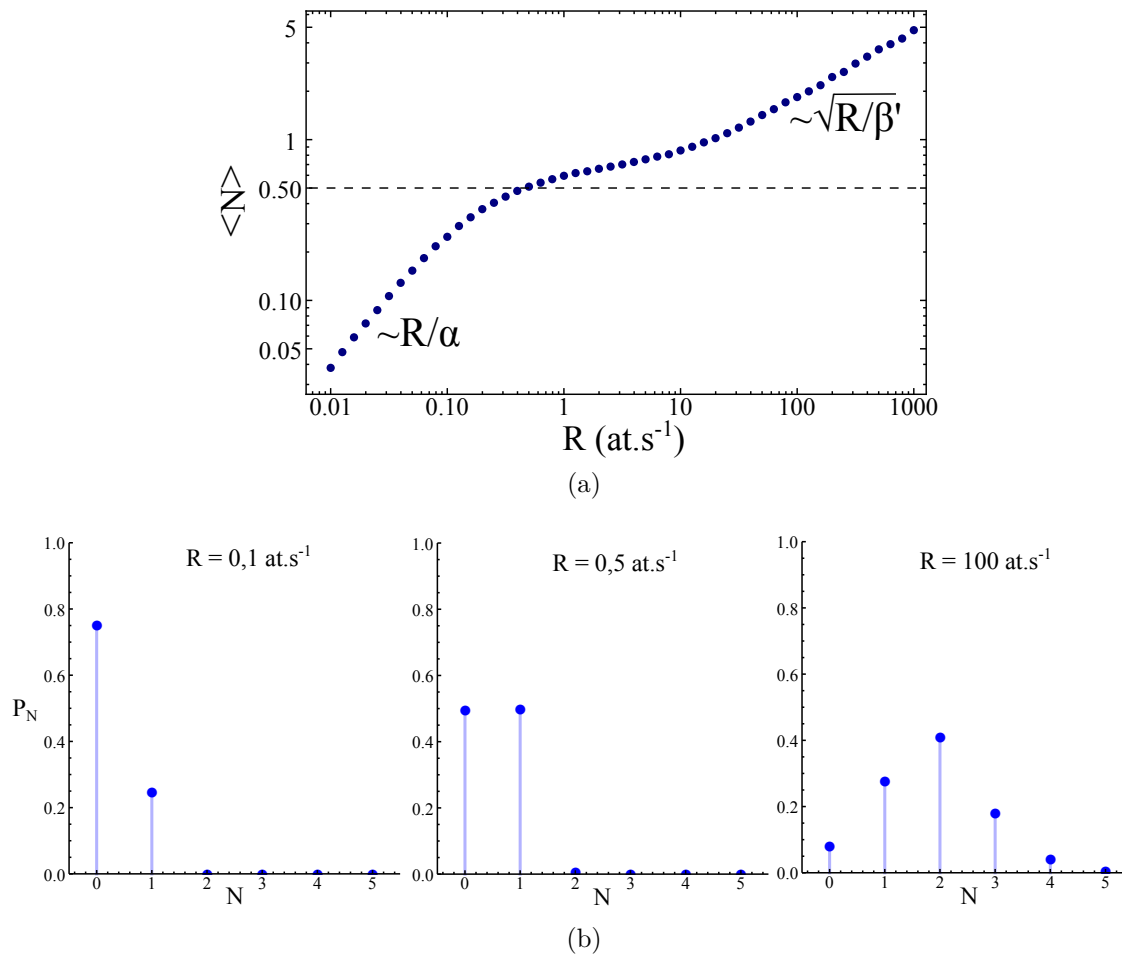


FIGURE 1.3 – Simulation Monte Carlo de la statistique du nombre d’atomes dans le piège. La durée de vie due aux pertes par collision avec une particule non piégée est $\alpha^{-1} = 2$ s. La constante de pertes à deux corps est $\beta' = 60$ (atomes.s) $^{-1}$. (a) Nombre moyen d’atomes $\langle N \rangle$ en fonction du taux de chargement R . (b) : Statistiques à divers taux de chargement. Pour R faible devant β' (soit les deux graphes de gauche), on observe un blocage collisionnel : la probabilité d’avoir deux atomes dans le piège est quasi nulle.

1.1.4 Autres méthodes d’obtention d’atomes uniques

Outre les pièges dipolaires standards formés par un laser dans le vide, des configurations plus complexes peuvent aussi produire des volumes de piégeage suffisamment confinants pour permettre un chargement sub-poissonien. C’est le cas pour les pièges dipolaires créés par onde évanescente autour d’une nano-fibre [83] et pourrait être intéressant avec des structures nano-plasmoniques [84]. Le blocage collisionnel peut s’obtenir également dans un PMO compressé. La contrainte expérimentale est alors d’obtenir un gradient de champ magnétique suffisamment élevé par rapport à la qualité du vide pour atteindre le régime où les pertes à deux corps dominant [85]. La réduction d’un paquet d’atomes à un atome unique peut aussi se faire dans un piège magnétique qui constitue l’autre technique usuelle pour obtenir un piège conservatif d’atomes. Pour que l’effet des collisions soit efficace, l’utilisation d’une puce à atomes permettant d’obtenir des champs très confinants est la solution la plus adaptée. Par ailleurs, l’obtention d’un atome unique peut se faire par déclenchement sur la mesure du nombre d’atomes chargés avec un processus

poissonien de probabilité faible. Cette technique a été utilisée dans un PMO en mesurant la fluorescence [86] et en transférant un atome depuis un condensat dans un autre état hyperfin avec une détection utilisant la transmission d'une cavité optique [87, 88].

Afin d'obtenir un atome unique depuis un ensemble, il existe une autre forme de blocage basée sur l'interaction entre les états excités de Rydberg. Le principe est d'utiliser la forte interaction résultant du dipôle des atomes de Rydberg pour désaccorder le processus d'excitation optique lorsqu'un atome est déjà dans l'état de Rydberg résonant avec le laser d'excitation [89, 90].

Une méthode efficace pour obtenir un ensemble d'atomes uniques dans un réseau est d'utiliser la transition vers un isolant de Mott depuis un condensat de Bose-Einstein [13, 14]. En augmentant adiabatiquement la puissance du laser du piège dipolaire du réseau, l'effet grandissant des interactions sur un site de piégeage conduit le système, à température quasi-nulle, vers la configuration minimisant le recouvrement entre atomes, soit un atome par site. Outre la difficulté d'obtenir un condensat, le problème est alors de contrôler le potentiel dipolaire de piégeage initial à des niveaux de fluctuations typiquement inférieurs à l'énergie de recul.

Avec des particules chargées, la force de l'interaction coulombienne fournit aisément des distances de l'ordre de la dizaine de microns entre les ions dans les pièges électriques typiques. Les ions ont ainsi été les premières sources "atomiques" piégées de qubits et d'émetteurs optiques uniques [91].

1.2 Réalisation d'un dispositif compact fibré de piégeage d'atome unique

Le premier dispositif de piégeage d'un atome unique dans un piège dipolaire par effet collisionnel a été obtenu avec un objectif composé de neuf lentilles placé sous vide [16, 92]. Si les propriétés optiques d'un tel dispositif sont excellentes (avec une largeur au col de $0,7 \mu\text{m}$) et ont permis d'obtenir des résultats importants, une telle focalisation n'est pas nécessaire pour obtenir un effet important des collisions. Depuis le succès de cette expérience, d'autres ont été menées avec des objectifs extérieurs à la chambre à vide [93] ou des lentilles asphériques fixées dans le vide [81, 94, 95]. Un développement intéressant consiste à utiliser un modulateur spatial de lumière, dont la technologie a été développée par l'industrie de la projection numérique, afin de produire des ensembles de pièges avec des formes arbitraires [95]. Cependant, la taille des dispositifs développés ne permet que difficilement leur combinaison avec d'autres éléments. Par ailleurs, les systèmes optiques en espace libre doivent être régulièrement ré-alignés. En utilisant une pince optique fibrée, nous résolvons ces deux limitations à l'intégrabilité et à la stabilité du dispositif¹⁰.

1.2.1 Pince dipolaire fibrée

Dans notre système expérimental, le piège dipolaire est donc créé par la focalisation d'un laser qui est acheminé par une fibre optique à l'intérieur de la chambre à vide. La lumière est focalisée par une lentille montée sur un tube qui la solidarise à l'extrémité de la fibre. Un schéma du montage est donnée par la figure 1.4a.

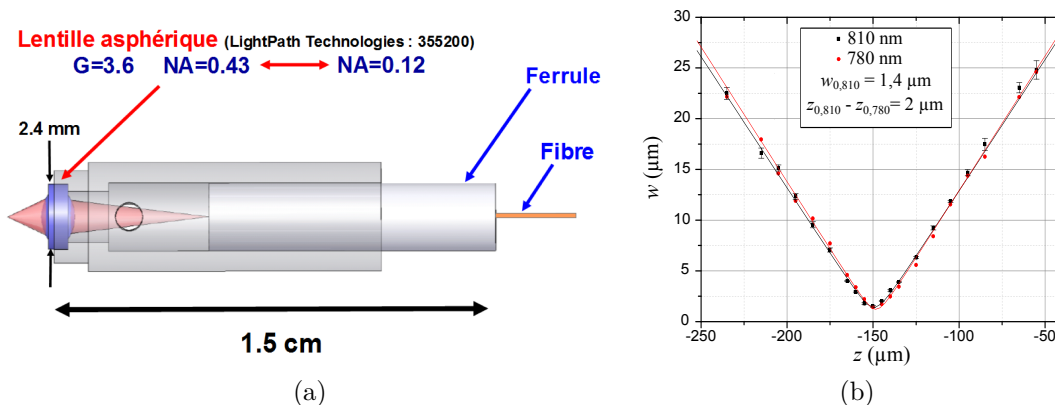


FIGURE 1.4 – (a) : Schéma de la pince optique fibrée : un système très compact pour obtenir un faisceau très focalisé directement après une fibre optique. (b) : Mesure de la taille du mode de la fibre après la lentille au deux longueur d'ondes résonante (780 nm) et dipolaire (810 nm). Les courbes sont des ajustements avec l'expansion d'un faisceau gaussien avec w_0 et z_R comme paramètres indépendants pour prendre en compte le léger aspect non gaussien du faisceau ($z_{R,\text{ajust},810} \simeq 6 \mu\text{m}$, $z_{R,\text{theo},810} \simeq 7,6 \mu\text{m}$).

¹⁰. Les résultats expérimentaux présentés dans cette section ont été obtenus en collaboration avec Leander Hohmann [96], stagiaire de Master, Dominik Maxein, postdoctorant, et Romain Long, maître de conférence.

La fibre optique¹¹ choisie pour le montage est une fibre recouverte d'une couche de protection en cuivre afin d'être compatible avec le vide et elle est monomode à 780 nm ainsi qu'aux longueurs d'ondes plus élevées. La lentille asphérique commerciale¹² utilisée a été spécialement choisie pour notre expérience. En effet, pour obtenir une largeur au col très faible, il faut utiliser une lentille asphérique qui corrige les aberrations sphériques négligées par l'approximation paraxiale qui idéalise les caractéristiques des lentilles sphériques. De plus, comme ce système permettra aussi la collecte de photons uniques, il est important d'avoir le foyer de la lumière du piège dipolaire et de la lumière collectée les plus proches possibles pour maximiser l'efficacité de collection des photons émis par un atome dans le piège. Ainsi, ce système permet de minimiser les aberrations sphériques et chromatiques. Le choix de la lentille et de la distance entre l'extrémité de la fibre et la lentille ont été optimisés en utilisant un logiciel de simulation d'optique.

Nous utilisons pour le piège dipolaire un laser à $\lambda_D \simeq 810$ nm émis par une diode laser. Le système a été optimisé avant le collage, pour obtenir la plus faible largeur au col possible pour le piège dipolaire. En utilisant le déplacement contrôlé d'une lame de rasoir pour couper le faisceau, la variation de l'intensité transmise permet de déduire la largeur du faisceau et l'ajustement des courbes permet de déduire les caractéristiques de largeur et divergence du faisceau. On obtient donc une largeur au col du piège dipolaire $w_0 \simeq 1,4 \mu\text{m}$ (cf. figure 1.4b). La mesure a été aussi effectuée avec un laser à $\lambda_{Rb} \simeq 780$ nm, longueur d'onde des photons émis par le ^{87}Rb . La distance entre les deux cols sur l'axe optique est de $\Delta z_0 \simeq 2 \mu\text{m}$, soit une valeur inférieure à la longueur de Rayleigh. Le système optique offre donc une focalisation suffisante pour obtenir un blocage collisionnel et une collection efficace directement couplée à une fibre optique.

Nous pouvons donc calculer maintenant les caractéristiques du piège dipolaire obtenu avec ce système optique. Ainsi en utilisant un faisceau laser d'une puissance de 13,8 mW, on obtient un piège d'une profondeur $U_0/k_B \simeq 5,6$ mK. Les fréquences radiales et axiales du piège sont alors respectivement de 167 kHz et 22 kHz.

1.2.2 Piège magnéto-optique

En utilisant trois paires de faisceaux lasers contre-propageants, quasi-résonants et de polarisations circulaires spécifiques ainsi qu'un gradient de champ magnétique, nous obtenons deux forces effectives dues à des différences de pression de radiation :

- Une force de frottement visqueux, due à l'effet Doppler sur les fréquences des lasers perçues par l'atome, qui s'écrit à une dimension et à faible saturation :

$$F = -m\gamma_{\text{Dop}}v_{\text{at}} \quad \text{avec} \quad \gamma_{\text{Dop}} = \frac{\hbar k^2}{m} s_0 \frac{-2\delta\Gamma}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad , \quad s_0 = \frac{\Omega_1^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad , \quad (1.22)$$

où v_{at} est la vitesse de l'atome et m sa masse, et où k , Ω_1 et δ sont respectivement le nombre d'onde des lasers, leur pulsation de Rabi et leur désaccord à la transition atomique. Cette force crée une mélasse optique dans laquelle les atomes sont refroidis jusqu'à la température Doppler $T_{\text{Dop}} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$ en prenant $\delta = -\Gamma/2$. Pour le rubidium 87, avec la transition usuelle où $\Gamma^{-1} = 26$ ns, nous obtenons une température Doppler d'environ 140 μK .

11. Oxford Electronics SM800-125Cu

12. LightPath Technologies Model 355200

- Une force de rappel vers le zéro de champ magnétique, due à l'effet Zeeman sur les fréquences des transitions optiques, qui s'écrit à une dimension et à faible saturation :

$$F = -\kappa z \quad \text{avec} \quad \kappa = k\mu b' s_0 \frac{-2\delta\Gamma}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad , \quad (1.23)$$

où le gradient de champ magnétique est noté b' et μ est le moment magnétique de l'atome dans l'état excité.

En combinant le refroidissement Doppler et la force de rappel par effet Zeeman, un piège magnéto-optique (PMO) est capable de contenir plusieurs dizaines de millions d'atomes refroidis à une température de l'ordre de la température Doppler. La température étant alors bien inférieure à la profondeur du piège dipolaire, les atomes chargés depuis le PMO sont efficacement confinés dans le piège dipolaire.

Dans notre expérience, le PMO est réalisé dans une cellule en verre¹³ dans laquelle est fixée la pince optique. Une lentille est incluse dans la face fermant la cellule dans l'axe de la pince afin de collimater le faisceau dipolaire en sortie. La cellule fait partie d'une chambre à vide sur laquelle sont connectées deux pompes ioniques et la fibre sort du vide via un joint en téflon [97]. Un matériau "getter" qui absorbe les particules de gaz qui heurtent sa surface est présent dans la chambre à vide pour contribuer au pompage. La pression obtenue est de l'ordre de 10^{-9} mBar. Une vapeur résiduelle de rubidium est maintenue par un dispensateur contenant du chromate de rubidium qui, traversé par un courant, libère en continu des atomes de rubidium. Le champ magnétique est contrôlé par un arrangement de trois paires plus une paire de bobines dans des configurations proches des configurations de Helmholtz et anti-Helmholtz, respectivement. Elles permettent d'obtenir un champ nul au point voulu de la cellule pour le PMO, ainsi qu'un gradient de champ de 18 G/cm.

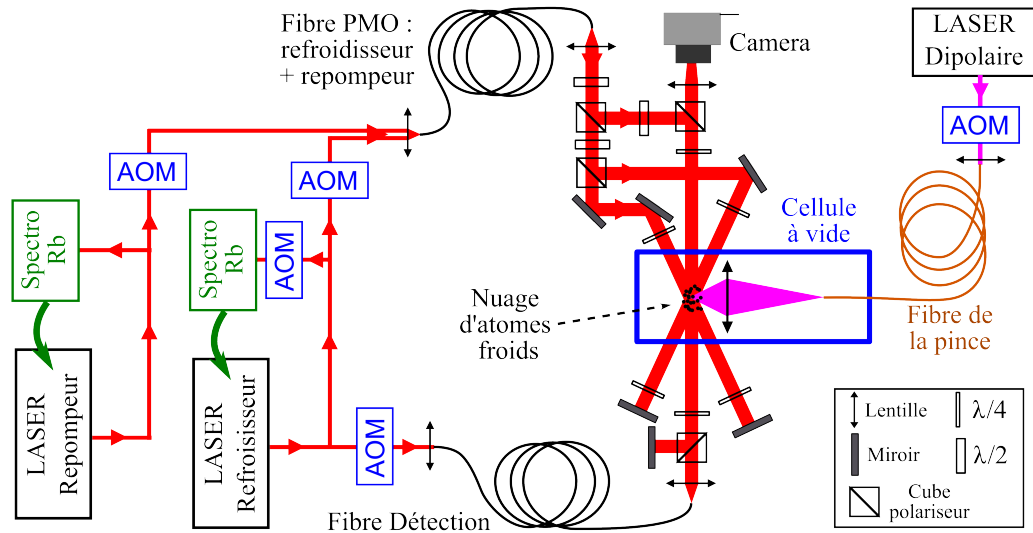


FIGURE 1.5 – Schéma global de l'expérience de pince optique fibrée pour le piégeage d'atomes uniques.

Les faisceaux du PMO sont formés via un système de deux lasers couplés dans une unique fibre optique (cf. figure 1.5). Un laser est utilisé pour la formation du piège sur la

13. Cellule normalement utilisée en spectroscopie Hellma 704.000.

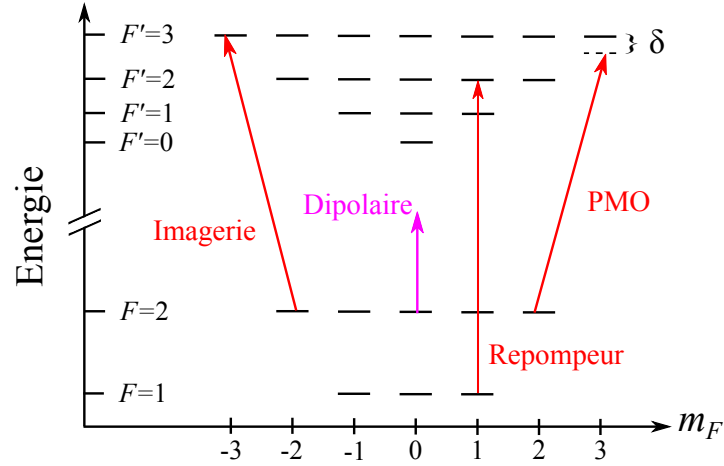
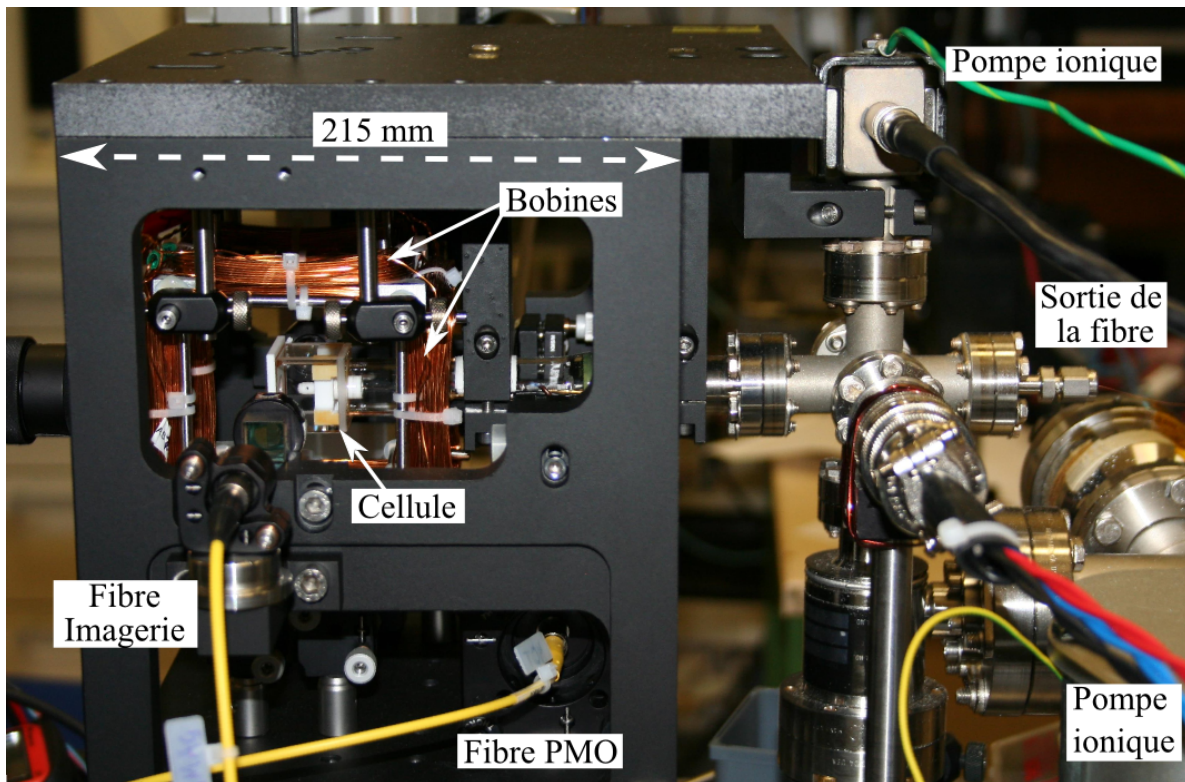


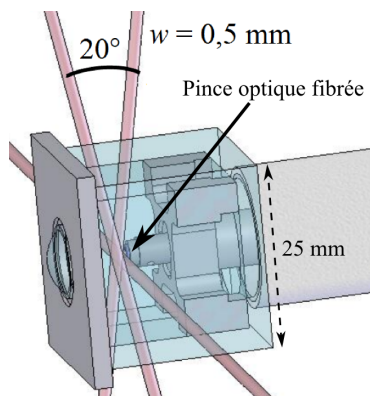
FIGURE 1.6 – Schéma des niveaux de l'atome ^{87}Rb significatifs pour l'expérience. Les différentes transitions induites par les lasers sont représentés pour un des sous-états Zeeman. Les énergies ne sont pas à l'échelle réelle.

transition $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$ car c'est une transition cyclante où l'état excité de sous-niveau Zeeman $m_{F'} = 3$ ne peut que retourner dans l'état de départ $m_F = 2$ (voir la structure du ^{87}Rb donnée par la figure 1.6 et de façon plus détaillée en annexe par la figure A.1). Comme les niveaux $F' = 2$ et $F' = 3$ sont assez proches, la probabilité d'excitation vers $F' = 2$ n'est pas négligeable et, de là, les atomes peuvent se désexciter dans le niveau $F = 1$ qui n'est pas piégé dans le PMO. Il est donc nécessaire de ramener les atomes dans le cycle du PMO via un laser, dit repompeur, qui induit la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$. Le montage expérimental utilise deux diodes lasers avec cavité externe sur réseau. Les deux lasers sont asservis sur la spectroscopie d'absorption saturée d'une cellule de rubidium avec détection hétérodyne de modulation de fréquence [98]. La modulation de la fréquence du laser est obtenue en modulant très légèrement le courant de la diode laser. Pour le laser de refroidissement, un modulateur acousto-optique (AOM) en double passage avant la spectroscopie permet de varier la fréquence du laser sans perte de puissance, via la variation de la fréquence de l'AOM. Les trois paires de faisceaux rétro-réfléchis sont alors formées à la sortie de la fibre par un système optique monté dans une boîte qui est disposée autour de la cellule en verre de la chambre à vide. Un aperçu du montage est présenté par la figure 1.7a.

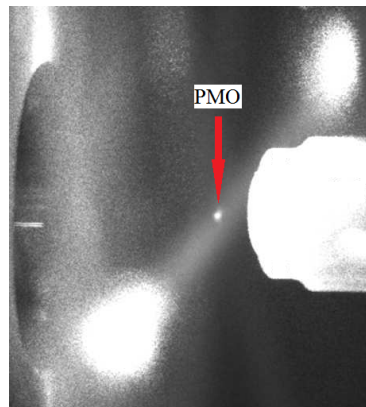
La particularité de cette expérience est la présence de la lentille de la pince qui réduit l'accès optique pour les lasers et empêche la formation d'une configuration de faisceaux laser habituelle où les trois paires de faisceaux définissent un repère orthogonal. Ainsi, comme cela est présenté sur la figure 1.7b, nous utilisons une paire de faisceaux orthogonaux à l'axe optique de la lentille et, dans le plan perpendiculaire à ces deux premiers faisceaux, deux paires de faisceaux dont les directions sont séparées de 20 degrés (10 degrés pour chaque direction par rapport à la direction orthogonale à l'axe de la lentille). La taille des faisceaux est d'environ 0,5 mm de largeur pour minimiser les réflexions sur la lentille dont la distance de travail est de 1,1 mm. Il est évident que cette configuration entraîne un piège moins efficace qu'une configuration usuelle avec des faisceaux de l'ordre de quelques centimètres de diamètre, car le piégeage et le refroidissement dans l'axe de la lentille sont plus faibles et la vitesse de capture dépend de la taille des faisceaux. Ce montage permet néanmoins d'obtenir un gaz d'atomes froids piégés dans la cellule



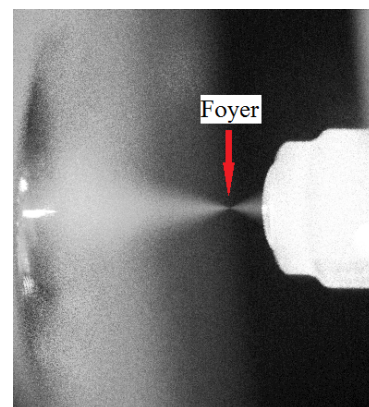
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 1.7 – Piège magnéto-optique à la position de la pince fibrée. (a) : Image du dispositif compact de PMO rétro-réfléchi autour de la cellule à vide contenant la pince. (b) : Dessin du placement des faisceaux du PMO. La grande ouverture numérique de la lentille impose un faible angle entre les faisceaux dans le plan orthogonal au gradient maximal. (c) : Image d'un nuage d'atomes froids dans le PMO. (d) : Image indiquant la position du piège dipolaire obtenue en injectant un laser résonant dans la pince fibrée et en collectant la fluorescence des atomes de ^{87}Rb . Les deux images (c) et (d) ont été obtenue avec des pressions de rubidium bien supérieures aux conditions expérimentales normales, où le nombre d'atomes dans le PMO est très faible.

dont une photographie est donnée par la figure 1.7c. De plus, pour l'application que nous voulons en faire, nous n'avons pas besoin d'un piège large contenant un grand nombre d'atomes, contrairement aux expériences de dégénérescence quantique de gaz atomiques qui utilisent, après un PMO, une phase de refroidissement par évaporation éliminant une grande partie des atomes.

Le centre du PMO est placé à proximité du foyer de la pince optique, dont une image est donnée par la figure 1.7d, afin de charger des atomes dans le piège dipolaire. La petite taille des faisceaux rend cet alignement assez subtil mais la compacité du dispositif permet de limiter les dérives thermiques et à long terme.

Compensation du champ magnétique :

La compensation du champ magnétique a été effectuée grâce au nuage d'atomes froids en utilisant une spectroscopie des transitions, entre les deux états hyperfins de l'état fin fondamental, dont les fréquences de résonance diffèrent selon les sous-niveaux Zeeman et le champ magnétique. Un nuage d'atomes froids est obtenu dans le PMO, suivi d'une phase de mélasse optique (sans gradient de champ magnétique et avec des faisceaux refroidisseurs désaccordés à $\delta = -10\Gamma$) pour permettre un meilleur refroidissement dans un gradient de polarisation. Les atomes sont alors dans l'état $F = 2$. Les faisceaux sont alors coupés et un champ magnétique appliqué sur un axe via la paire de bobines correspondante. Une impulsion micro-onde est alors envoyée sur le nuage d'atomes réalisant approximativement une impulsion π vers l'état $F = 1$. Puis, les faisceaux de la transition cyclante du PMO sont réactivés avec un désaccord positif ($\delta = +1\Gamma$), afin de chauffer et éjecter rapidement les atomes restants dans $F = 2$. Les atomes dans l'état $F = 1$ sont alors transférés vers l'état $F = 2$ par le laser repompeur et détectés sur la caméra par imagerie d'absorption [99] du faisceau d'imagerie¹⁴. Ceci permet d'observer les différentes transitions dues aux sous-niveaux Zeeman induites par la micro-onde car en dehors des résonances aucun atome n'est transféré vers $F = 1$ et donc détecté lors de l'imagerie. Les transitions sont dégénérées quand le champ magnétique est nul et varient linéairement avec le champ magnétique par l'effet Zeeman avec des coefficients relatifs aux sous-niveaux Zeeman impliqués. En effet, le champ magnétique entraîne pour chaque niveau une différence d'énergie $\Delta U = \mu_B g_F m_F |\mathbf{B}|$, avec μ_B le magnéton de Bohr et g_F le facteur de Landé de l'état hyperfin F . Les décalages $\delta f_{m,m'}$ des fréquences des transitions (de $F = 2, m_F = m$ vers $F = 1, m_F = m'$) relatives à la différence de fréquence entre les niveaux non perturbés par l'effet Zeeman ($F = 2, m_F = 0$ et $F = 1, m_F = 0$) sont alors donnés par :

$$\delta f_{m,m'} = \frac{\mu_B}{h} (g_2 m - g_1 m') |\mathbf{B}| = \frac{\mu_B}{2h} (m + m') |\mathbf{B}| \quad (1.24)$$

où la seconde expression utilise le fait que pour le ^{87}Rb , $g_2 \simeq -g_1 \simeq 1/2$, et le changement de fréquence est ainsi de 0,70 MHz/G pour la transition $m = 0$ vers $m' = 1$.

Les résultats sont présentés sur la figure 1.8 en fonction du champ appliqué pendant l'impulsion miro-onde selon une pré-calibration avec une sonde de champ magnétique. L'ajustement permet alors de calibrer le zéro réel (point minimal) et la variation réelle du champ (en comparant à la variation de fréquence attendue) avec le courant dans les bobines.

14. Avec une caméra PCO Pixelfly QE et le programme d'acquisition EdCam développé dans notre groupe.

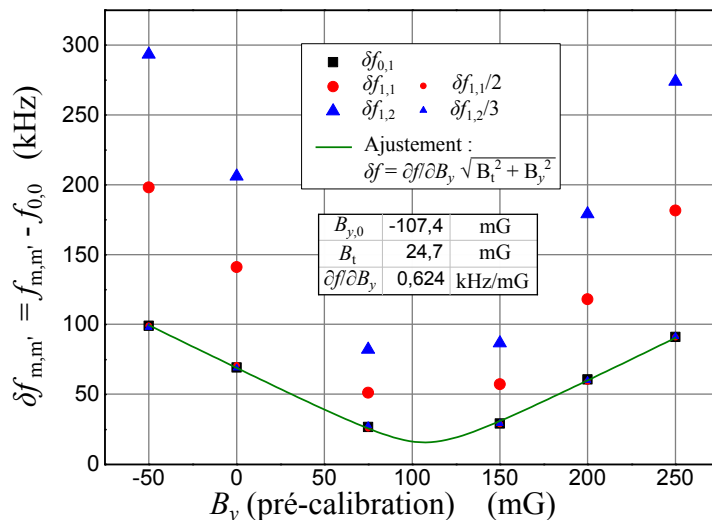


FIGURE 1.8 – Décalage des transitions micro-onde en fonction du champ magnétique sur un axe (labellisé y) avec une pré-calibration du champ utilisant un capteur. L’ajustement permet de calibrer le zéro réel ($B_{y,0}$) du champ selon cet axe, le champ transverse résiduel B_t et l’effet Zeeman $\partial f / \partial B_y$ qui permet de calibrer la variation réelle du champ.

1.2.3 Piégeage et détection pulsés

Une autre particularité de cette expérience est la modulation rapide¹⁵ du piège dipolaire : le piège est coupé périodiquement avec un rapport cyclique de modulation réglé à 50%. Cette modulation permet à la fois de refroidir efficacement l’atome dans un piège profond et de le détecter.

En effet, dans un piège classique, le déplacement lumineux induit sur l’état fondamental¹⁶ décale le laser vers le rouge de la transition (d’environ 20Γ pour notre piège), et donc, réduit la saturation et la rapidité du refroidissement. Cet effet a une dépendance cubique avec la profondeur du piège sur la constante du refroidissement Doppler γ_{Dop} d’après l’équation 1.22, si le désaccord est grand devant la largeur de la transition atomique ($\delta \gg \Gamma$). Pour un piège pulsé, au contraire, durant la phase de coupure, l’atome est refroidi avec la même efficacité que dans le PMO. En moyenne, l’efficacité du refroidissement dans un piège pulsé profond (où $U_0/\hbar \gg \Gamma$) est simplement la moitié de celle du PMO, indépendamment de la profondeur U_0 . Cet effet a d’ailleurs été utilisé pour charger le premier piège dipolaire pour atomes neutres [10].

La détection des atomes dans le piège se fait via l’observation de la fluorescence collectée par la lentille à 780 nm et couplée à la fibre. Cependant, la diffusion Raman de processus anti-Stokes dans la fibre génère des photons à 780 nm depuis la lumière dipolaire à 810 nm. En effet, dans la fibre, la lumière peut interagir avec les niveaux de vibration via des transitions Raman où le système passe par un état excité virtuel pour changer d’état vibrationnel (cf. schéma 1.9a). Le photon émis a une énergie inférieure ou supérieure au photon incident correspondant au processus d’émission ou d’absorption d’un

15. “rapide” est ici à prendre par rapport aux fréquences de piégeage. L’effet de la modulation sur la durée de vie de l’atome fait l’objet de la section 1.2.5.

16. L’effet apparaît aussi sur les états excités pour augmenter l’effet de décalage. Cependant, pour l’état excité de la transition cyclante $F' = 3, m'_F = 3$ dans un piège polarisé linéairement, l’absence de niveau fondamental de même moment cinétique implique la nullité de cet effet.

phonon, nommés respectivement processus Stokes et anti-Stokes [100, 101]. En réalité, les niveaux de vibration ne sont pas discrets comme dans une molécule mais correspondent aux branches optiques de la silice fondue. Cet effet s'observe directement sur le spectre de la lumière obtenue dans une fibre injectée par un laser (cf. figure 1.9b et référence [102]). L'effet dépend linéairement de la longueur de la fibre et de la puissance du laser injecté comme l'illustre la mesure sur la pince fibrée de la figure 1.9c. L'effet anti-Stokes dépend aussi fortement de la température via la population thermique de phonons optiques, cette dépendance a été vérifiée dans notre dispositif [96]. Cet effet est très utile pour mesurer des températures le long d'une fibre optique [100, 102] et des techniques similaires se basant sur la diffusion Brillouin (diffusion via les phonons acoustiques) permettent de mesurer les variations de contraintes mécaniques [103].

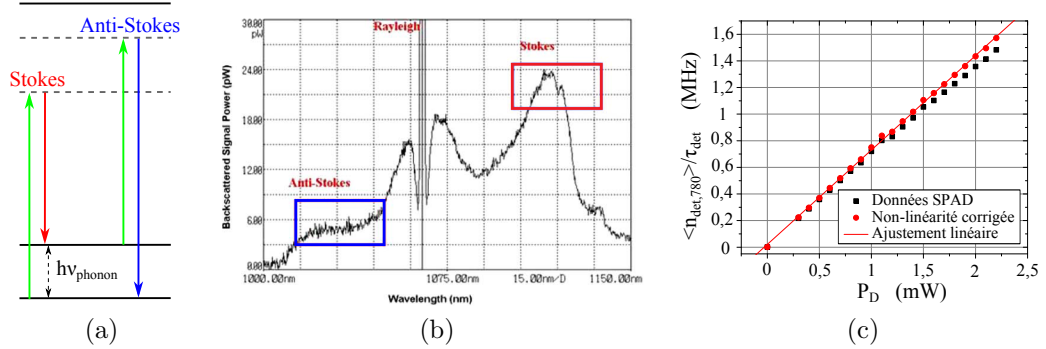


FIGURE 1.9 – Diffusion Raman dans une fibre optique (a) : Principe de la diffusion Raman où le laser injecté dans la fibre (vert) peut induire une transition Raman entre deux niveaux de vibrations d'une des molécules de SiO₂ composant le verre de la fibre. Le photon émis peut être le résultat d'une émission (rouge) ou d'une absorption (bleu) d'un phonon.(b) : Spectre observé après passage d'un laser à 1064 nm dans une fibre optique, extrait de la référence [102]. (c) : Puissance (en photons par seconde) de la lumière Raman autour de 780 ± 3 nm obtenue en retour de la pince optique en fonction de la puissance injectée à 810 nm.

Le maximum d'efficacité du processus Raman correspond au maximum de densité d'état de la branche optique de phonons, qui se situe à une fréquence d'environ 13 THz. Malheureusement, cette valeur est proche de la différence de fréquence entre la lumière dipolaire et la lumière résonante $c/\lambda_{\text{Rb}} - c/\lambda_{\text{D}} \simeq 14$ THz. Cependant, d'après la figure 1.9b, le processus est en fait présent dans une large bande de fréquence et la seule façon de le supprimer est d'utiliser un piège dipolaire avec un désaccord plus important à la résonance. Cette solution n'est pas acceptable car elle diminue l'efficacité du piégeage à puissance constante, et surtout, elle augmente le décalage entre le centre du piège et la position du couplage optimal à la fibre pour les photons de fluorescence.

Le processus génère donc beaucoup de photons proches de λ_{Rb} . Le miroir dichroïque¹⁷, qui permet la séparation du faisceau dipolaire et du mode résonant à 780 nm (cf. figure 1.10 pour le schéma de détection), ne permet pas de discriminer les photons Raman de la fibre de ceux du signal de fluorescence. Une première solution consiste alors à filtrer le signal en fréquence car les photons de fluorescence ont un spectre lorentzien de largeur $\Gamma \simeq 6, 1$ MHz et les photons Raman ont une distribution quasi constante sur quelques nm autour de λ_{Rb} . Nous incluons donc deux filtres interférentiels : le premier (F1 dans le schéma) est

17. Semrock LPD01-785RU-25

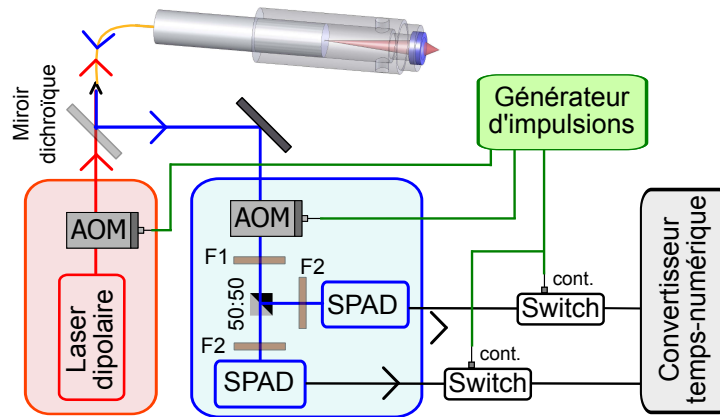


FIGURE 1.10 – Schéma de la détection et piégeage pulsé. Le générateur d'impulsions permet une alternance entre la détection et le piégeage. F1 et F2 filtres à 780 nm (détails dans le texte).

un filtre spécial¹⁸ de bande passante 0,3 nm centrée sur λ_{Rb} et le deuxième (F2) est un filtre commercial¹⁹ de bande ± 3 nm autour de 780 nm et bloquant un spectre plus large. Cependant, malgré ce filtrage, le flux de photons perçu par le détecteur reste deux ordres de grandeur supérieur au signal de fluorescence. En effet, l'effet mesuré pour la puissance Raman à 780 nm avec un filtre F2, est donné par la figure 1.9c et se ramène à un ratio $P_{Raman}/P_D \simeq 4.10^{-11}$; l'insertion du filtre F1 permet de gagner un facteur 20 mais qui n'est pas suffisant sachant que la puissance du piège dipolaire doit être de ~ 10 mW²⁰.

La solution utilisée consiste alors à moduler la détection en opposition de phase avec la modulation du piège. On a alors une alternance entre une situation de piégeage où le laser dipolaire est injecté dans la fibre et la détection n'est pas active, et une phase de détection, où le piège est coupé et les photons de fluorescences sont détectés par les photodiodes à avalanche (SPAD)²¹ qui transforment les photons uniques en impulsions électriques.

La figure 1.10 illustre la configuration de piégeage et détection pulsée : un générateur d'impulsions²² dont les délais et durées sont programmables est utilisé pour déclencher le piégeage, via un AOM sur le laser dipolaire, et la détection, via un AOM sur le faisceau de fluorescence et des interrupteurs rapides (Switch sur le schéma) après les SPADs. Le rapport cyclique de détection est inférieur à 50% (modulation du piège) et dépend de la fréquence de pulsation à cause des temps de montée/descente des AOMs qui sont d'environ 20 ns. L'utilisation d'un AOM sur la détection permet d'éviter d'utiliser les SPADs en fonctionnement pulsé car dans la phase éteinte du détecteur, des charges peuvent s'accumuler et produisent fréquemment une impulsion lorsqu'il est réactivé. Les interrupteurs ne sont pas indispensables pour l'observation d'un atome unique, mais ils sont utiles pour supprimer le bruit de fond lorsque la détection est éteinte (bruit noir, transmission résiduelle des photons Raman, seconde impulsion émise après une détection) afin

18. Utilisé pour les lasers à diodes à cavité étendue sur miroir avec un filtre pour contrôler le centre de la courbe de gain et donc ajuster la fréquence du laser (cf. section 5.1.2 et référence [104]).

19. Semrock LL01-780-12.5

20. En pratique, le filtrage est utile pour réduire le flux de photons Raman et donc le bruit de fond du processus de détection qui persiste avec la détection pulsée.

21. Excelitas Technologies SPCM-AQRH-13-FC : < 200 coups/s de bruit noir.

22. Stanford research systems DG645 : jitter : 25 ps, résolution : 5 ps, temps de montée/descente : 2 ns

d'améliorer les mesures de corrélations du chapitre 2. Le dispositif est en configuration de Hanbury Brown et Twiss pour effectuer ces mesures de corrélations avec un convertisseur temps-numérique²³. Pour les mesures de fluorescence de ce chapitre, nous additionnons les signaux des détecteurs qui sont reliés à deux compteurs d'impulsions d'une carte d'acquisition.

Les signaux observés dépendent de l'efficacité de collection et de l'efficacité de détection pour un photon émis par un atome dans le piège. L'ouverture numérique de la lentille est $NA = 0.43$, comme indiqué sur la figure 1.4a. En supposant que l'émission se fait de manière isotrope on aboutit à 2,3 % de photons collectés par la lentille. Pour un atome excité par le PMO, nous pouvons considérer l'émission comme isotrope. Pour le cas de la source à la demande, avec une émission sur une transition σ^+ et un axe de quantification dans le plan focal de la lentille, on trouve que la probabilité d'émission dans la direction de la lentille rapportée à une émission isotrope est de 0,72. Le couplage du photon dans la fibre n'est pas parfait (essentiellement à cause de la différence entre le centre du piège et le foyer de la lumière à 780 nm). On attend théoriquement une efficacité de 0,6 d'après une simulation optique. Enfin il y a des pertes au point où la fibre a été soudée à un autre morceau de la même fibre (suite à une cassure). Ces pertes sont estimées à 10%. Ainsi l'efficacité totale de collection attendue pour la source de photons uniques à la demande est de l'ordre de $\eta_c \simeq 0,9\%$. Les mesures présentées par la suite de la source à la demande permettent de mesurer l'efficacité de collection effective à $\eta_c \simeq 0,7\%$. Cette différence est imputée à la déviation du couplage dans la fibre par rapport à la valeur théorique pour un alignement parfait où à des pertes plus importantes au niveau de la soudure optique.

Pour l'efficacité de la détection, le premier facteur réducteur est l'efficacité quantique du détecteur de photons. Pour la photodiode à avalanche que nous utilisons, celle-ci est de 0,58. L'AOM a une transmission de 0,7, et le filtre $F1$ une transmission de 0,91. Il existe aussi des pertes de moindre importance dans l'optique de détection. On notera essentiellement les efficacités du miroir dichroïque, du couplage dans la fibre multimode et du filtre $F2$ de 0,94, 0,95 et 0,96 respectivement. La multiplication de ces efficacités nous conduit à une efficacité totale de détection d'environ $\eta_d \simeq 0,31$. Enfin, lors des mesures de fluorescence en continu, il faut tenir compte du rapport cyclique de détection.

1.2.4 Observation d'un atome unique

Pour charger le piège dipolaire, le PMO est réglé avec un désaccord de $-2,5\Gamma$ et une intensité d'environ 50 mW.cm^{-2} par faisceau pour le laser refroidisseur, environ $100\mu\text{W}$ de puissance totale de laser repompeur et un gradient de 18 G.cm^{-1} . Le taux de chargement est ajusté via l'intensité du dispensateur qui influe sur la pression de ^{87}Rb .

Régime de faible chargement :

Le nombre de photons détectés sur les SPADs par intervalle de 10 ms est donné par la figure 1.11. On remarque clairement deux niveaux qui correspondent au bruit de fond lorsque le piège est vide (dû essentiellement aux diffusions des faisceaux du PMO) et à la présence d'un atome unique qui ajoute sa fluorescence au bruit. Le signal saute entre les deux niveaux lorsque un atome rentre dans le piège ou en est éjecté. Le signal montre qu'un atome peut ainsi être conservé plusieurs secondes dans le piège. L'absence de signal à un niveau double de la fluorescence à un atome indique que le piège ne contient jamais

23. Surface concept SC-TDC-1000/08-S

deux atomes sur un tel intervalle de temps. Le blocage collisionnel est présent dans ce système.

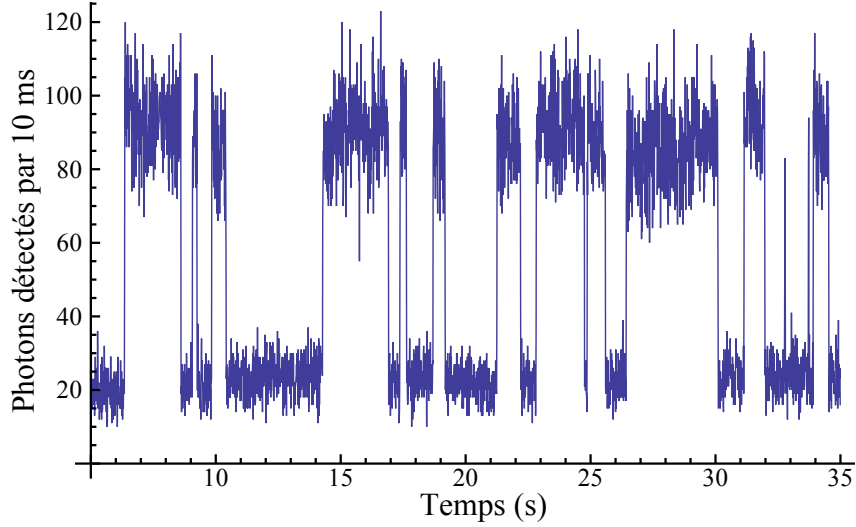


FIGURE 1.11 – Signal de fluorescence de la pince optique : les sauts dénotent le piégeage ou la perte d'un atome unique.

Le signal de fluorescence étant observé sur des temps bien supérieurs au temps de cohérence de l'atome et avec une relativement faible probabilité de collection et détection, on peut supposer que la distribution des photons est poissonnienne. Les nombres moyens de photons reçus par intervalle de mesure sont notés \bar{n}_j pour un piège contenant j atomes. La probabilité d'observer n photons dans un intervalle s'écrit donc en supposant que le piège contient au maximum deux atomes :

$$p(n) = p_0 \frac{\bar{n}_0^n}{n!} e^{-\bar{n}_0} + p_1 \frac{\bar{n}_1^n}{n!} e^{-\bar{n}_1} + p_2 \frac{(2\bar{n}_1 - \bar{n}_0)^n}{n!} e^{-(2\bar{n}_1 - \bar{n}_0)} \quad (1.25)$$

où les p_j sont les probabilités d'avoir j atomes et parce que la fluorescence à deux atomes est le double de celle à un atome, soit $\bar{n}_2 = 2(\bar{n}_1 - \bar{n}_0) + \bar{n}_0 = 2\bar{n}_1 - \bar{n}_0$.

Si la distribution des atomes était poissonnienne, alors la probabilité d'avoir j atomes dans le piège s'écrirait $p_j = \frac{\mu^j}{j!} e^{-\mu}$ avec μ le nombre moyen d'atomes. Afin de comparer la fluorescence observée avec celle d'un chargement poissonnien du piège, l'histogramme du nombre de photons par intervalle de temps est représenté ainsi que la distribution induite pour un chargement poissonnien :

$$N_{\text{événements}}(n) = a \left(\frac{\bar{n}_0^n}{n!} e^{-\bar{n}_0} + \mu \frac{\bar{n}_1^n}{n!} e^{-\bar{n}_1} + \frac{\mu^2 (2\bar{n}_1 - \bar{n}_0)^n}{2 n!} e^{-(2\bar{n}_1 - \bar{n}_0)} \right) \quad (1.26)$$

où les paramètres a (lié au nombre total d'événements), μ , \bar{n}_0 et \bar{n}_1 sont ajustés sur l'histogramme expérimental en ne prenant en compte que les deux premiers termes. Les résultats sont présentés sur la figure 1.12. L'absence de pic de l'histogramme correspondant à 2 atomes dénote que la probabilité est nulle, $p_2 \simeq 0\%$. L'ajustement permet de déterminer les probabilités d'obtenir 0 et 1 atome qui sont respectivement $p_0 \simeq 75\%$ et $p_1 \simeq 25\%$. L'histogramme nous permet par ailleurs de déduire la fluorescence détectée qui est d'environ 8 kHz (photons.ms⁻¹). Cette valeur est approximativement celle attendue

pour un atome proche de saturation dans un PMO²⁴ lorsque l'on prend en compte les efficacités de détection et collection ; le paramètre de saturation équivalent induit par les faisceaux du PMO est $s \simeq 0,8$.

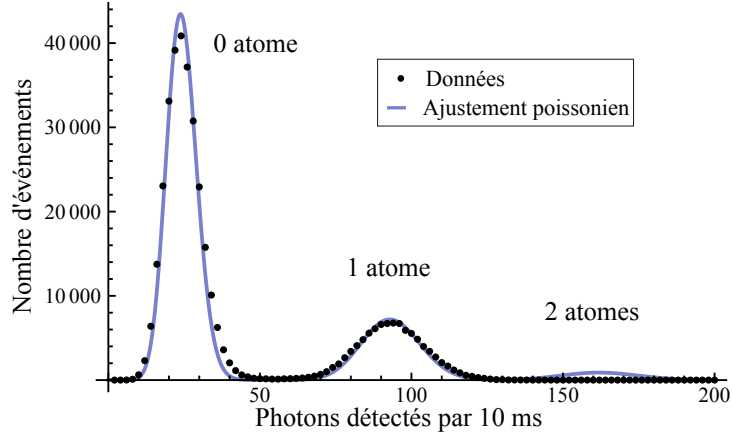


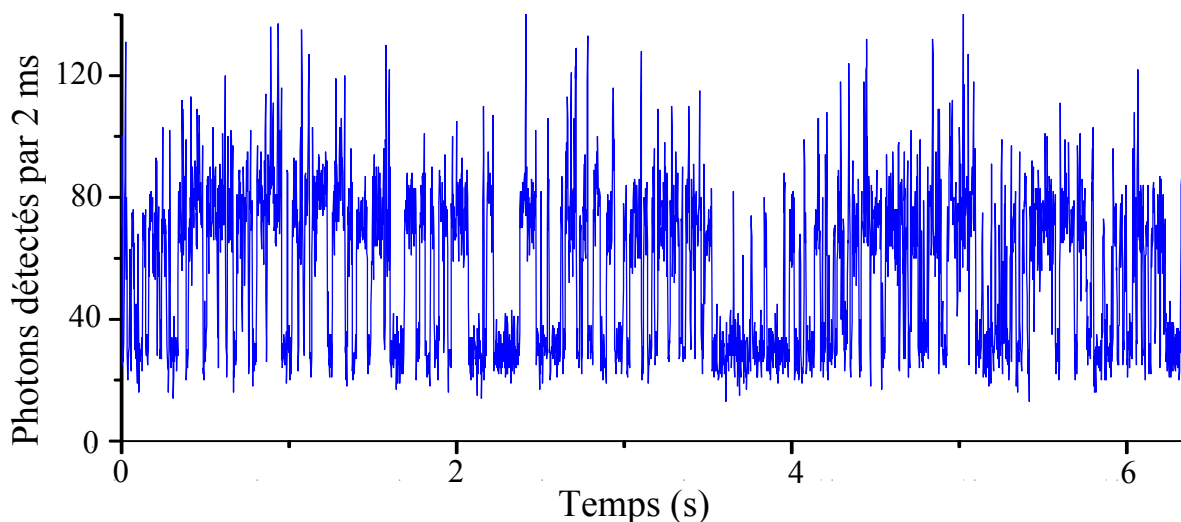
FIGURE 1.12 – Histogramme du nombre de photons détectés pour la fluorescence dont un extrait est donné par la figure 1.11.

Régime de chargement intermédiaire :

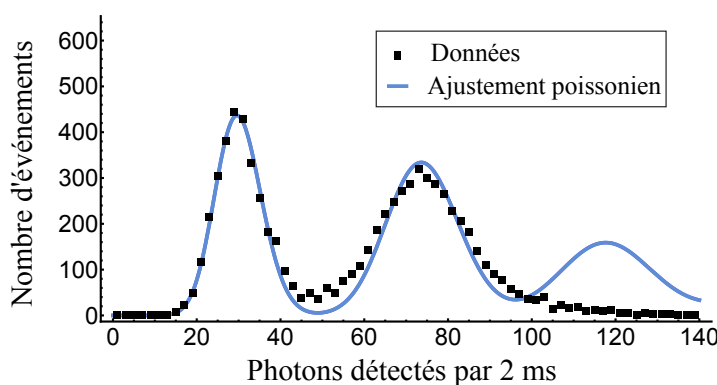
En augmentant le taux de chargement, nous pouvons observer le blocage collisionnel dans le régime de chargement intermédiaire où l'effet des collisions est du même ordre que les pertes à un corps. Le signal de fluorescence présenté sur la figure 1.13a a été obtenu dans une configuration de détection simplifiée où tout le signal est collecté sur seul SPAD sans l'AOM de détection et avec un rapport cyclique de détection et un paramètre de saturation plus important. Le signal étant alors plus important, le temps d'intégration peut être réduit à 2 ms et permet ainsi d'observer la dynamique à cette échelle de temps. Le signal fait alors apparaître des sauts ponctuels au-delà du niveau à 1 atome qui marquent la présence de deux atomes dans le piège. La présence de ces sauts indique que la dynamique du blocage se produit sur des intervalles de temps de l'ordre de 2 ms. Soit un taux de collisions $\beta' \sim 500$ (atomes.s)⁻¹, ce qui est un ordre de grandeur supérieur à notre estimation minimale initiale qui ne prenait pas en compte la température pour estimer la taille du piège. L'effet de la température sur la densité atomique est d'autant plus important que le piège est relativement profond dans notre expérience par rapport aux réalisations précédentes. Par ailleurs, le piège pulsé assure un refroidissement plus rapide des atomes entrants. L'effet du paramètre de saturation est aussi important selon les résultats de la référence [69] car il contrôle directement la probabilité d'excitation qui induit la fuite radiative. Dans un piège pulsé, la saturation effective est bien plus importante que dans un piège classique et induit donc un meilleur blocage collisionnel via l'augmentation du taux de fuites radiatives.

L'histogramme du nombre de photons comparé à un chargement poissonien est donné par la figure 1.13b. Le blocage collisionnel est bien visible avec des probabilités respectives pour le nombre d'atomes $p_0 \simeq 43\%$, $p_1 \simeq 54\%$ et $p_2 \simeq 3\%$.

24. Le paramètre de saturation exact au sein des six faisceaux du PMO est en pratique compliqué à calculer à cause des interférences et de la moyenne induite par le mouvement de l'atome.



(a)



(b)

FIGURE 1.13 – Régime de chargement intermédiaire. (a) : Signal de fluorescence de la pince optique : de rapides incursions du signal vers le niveau à deux atomes sont visibles. (b) : Histogramme du nombre de photons détectés dont un extrait est donné par la figure (a) .

L'intérêt de ce régime de chargement intermédiaire est important pour les expériences utilisant plusieurs pièges dipolaires chargés avec un PMO. Le chargement peut alors être coupé à un instant aléatoire et statistiquement la moitié des pièges sont alors chargés. Cependant, comme l'on peut le voir sur le signal, la durée de vie d'un atome dans le piège est alors fortement réduite à une valeur²⁵ de 10 ms. Pour obtenir un atome unique de façon sûre avec le dispositif de détection normal, nous utiliserons le régime de chargement faible pour obtenir des durées de vie bien plus importantes que l'intervalle de détection de 10 ms.

Chargement déclenché :

Afin d'obtenir une source de photons uniques à la demande, il est nécessaire de charger le piège de façon déterministe avant de commencer la génération de photons. Pour cela, le chargement du piège est stoppé (par coupure des faisceaux PMO) dès qu'un atome est

²⁵. Cette valeur est une estimation utilisant la mesure de la fonction d'auto-corrélation du signal dont on extrait le temps de décroissance à la moitié de la bosse centrale.

détecté dans le piège pendant deux intervalles d'acquisitions de 10 ms successifs, avec une électronique programmable d'acquisition et de contrôle en temps réel²⁶.

1.2.5 Effets de la modulation et de la polarisation sur la durée de vie

La performance du piégeage dépend de la fréquence à laquelle le piège dipolaire est modulé. Deux régimes de fonctionnement extrêmes s'identifient facilement. Pour des fréquences bien supérieures aux fréquences propres du piège, l'atome se déplace peu par rapport au piège lorsque celui-ci est coupé et le mouvement est donc approximativement celui d'un oscillateur harmonique amorti (par le refroidissement Doppler des faisceaux du PMO) dans un piège moyenné temporellement par le rapport cyclique de modulation. Pour un rapport cyclique de 50%, si le temps de coupure est supérieur au temps d'évolution du centre du piège vers la position extrême (*i.e.* une période de modulation inférieure au double de la fréquence de piégeage), l'atome a une forte probabilité de s'échapper du piège pendant le temps de coupure et la durée de vie ne peut excéder quelques cycles d'oscillation. Dans tous les cas, lors de la phase où le piège est coupé, la distribution spatiale de probabilité de l'atome s'étend et un gain d'énergie potentielle apparaît lorsque le piège est activé à nouveau. Le chauffage induit est alors en compétition avec le refroidissement Doppler. Ce chauffage, désigné ci-après comme le chauffage de modulation, dépend directement de la fréquence de modulation car sa diminution augmente l'extension spatiale pendant la période de coupure.

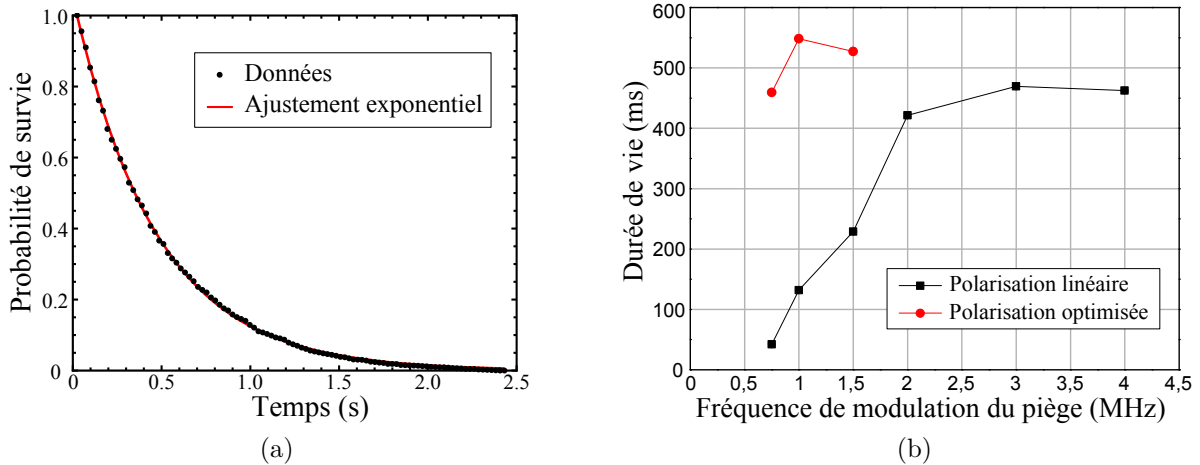


FIGURE 1.14 – (a) : Probabilité de survie d'un atome unique dans le piège dipolaire en présence du PMO d'après le signal de fluorescence avec une modulation du piège dipolaire de 3 MHz. L'ajustement exponentiel permet de déduire la durée de vie caractéristique. (b) : Durée de vie selon la fréquence d'alternance entre piège dipolaire et détection. Les deux ensembles de données correspondent à une polarisation linéaire du piège et à une polarisation avec une légère composante circulaire optimisant la durée de vie.

La mesure de la durée de vie de l'atome dans le piège en présence du PMO est donnée par la figure 1.14. En utilisant le signal de fluorescence, nous déduisons la probabilité que

26. ADwin-light-16

l'atome survit en fonction de la durée du séjour dans le piège. L'ajustement exponentiel de cette fonction fournit la durée de vie caractéristique qui est mesurée pour diverses fréquences de modulation du piège. La mesure a été effectuée dans le régime de faible chargement pour que le temps de vie soit limité par les pertes à un corps.

La durée de vie dans un piège dipolaire de polarisation²⁷ linéaire est ainsi limitée par les collisions avec la vapeur résiduelle pour des fréquences supérieures à 2 MHz, soit environ un ordre de grandeur au-dessus de la fréquence radiale de piégeage. Elle décroît lorsque la fréquence diminue jusqu'à 500 kHz où aucun chargement d'atome n'a pu être observé. Cette observation semble a priori qualitativement cohérente avec la discussion précédente, cependant la durée de vie dépend par ailleurs de façon critique de la polarisation du piège dipolaire. Nous avons observé que le temps de vie maximal²⁸, lorsque celui-ci n'est pas limité par les pertes à un corps, s'obtient par l'ajout²⁹ d'une légère composante circulaire à la polarisation linéaire standard (de l'ordre de 1,5% en intensité, soit une ellipticité de polarisation $\epsilon \simeq 0,97$). L'optimisation du temps de vie n'est pas perceptible au-delà de 1,5 MHz, où la polarisation linéaire est suffisante pour être limitée par la pression résiduelle.

Cet écart quantitatif entre le temps de vie avec une polarisation linéaire, qui est sensé être la configuration optimale dans un piège dipolaire, et le temps de vie avec une polarisation elliptique, nous a surpris. Il souligne en effet que le mécanisme de chauffage dû à la modulation du piège dipolaire n'est pas trivial et est fortement lié à la polarisation du faisceau dipolaire. Dans la suite, nous proposons une explication de cet effet. Afin de différencier les différents effets physiques impliqués dans notre système, nous procédons en trois étapes :

- Nous discutons, dans un premier temps, de l'effet de la polarisation sur la durée de vie dans un piège dipolaire classique.

- Dans une deuxième partie, nous abordons le cas des pièges dipolaires possédant une forte divergence en considérant : d'abord, le cas où la polarisation du faisceau est linéaire avant sa focalisation ; puis, le cas où la polarisation du faisceau est elliptique avant sa focalisation.

- Enfin, dans une troisième partie, nous nous intéressons au cas de la pince optique : un faisceau dipolaire de forte divergence qui est modulé. Nous avons alors développé des simulations Monte Carlo pour comprendre les effets combinés de la polarisation et de la modulation.

Effet de la polarisation dans un piège dipolaire :

Afin de comprendre les résultats expérimentaux précédents, nous considérons tout d'abord l'effet de la polarisation sur le temps de vie dans un piège dipolaire, étudié en détail dans la référence [63]. Le taux de pertes dépend de façon critique de la polarisation et est minimal pour des polarisations linéaires et circulaires. L'explication réside dans le décalage lumineux différentiel induit par la polarisation entre les différents sous-niveaux Zeeman des états hyperfins du fondamental de l'atome. En supposant que le champ magnétique est négligeable, l'axe de quantification du moment cinétique est aligné avec le vecteur

27. La polarisation est mesurée après la lentille de collimation du faisceau en sortie du vide

28. Les données ayant été prises à un jour d'intervalle, les fluctuations de pression dans la chambre peuvent expliquer la légère différence entre les maxima des deux courbes.

29. L'optimisation est réalisée par l'expérimentateur en regardant le signal de fluorescence défiler et en ajustant la polarisation à l'entrée de la fibre pour observer des longues durée de vie d'un atome.

caractérisant l'ellipticité de la polarisation \mathbf{C} et on peut donc réécrire l'équation 1.8 de l'expression du potentiel dipolaire sous la forme :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}, m_F) = U_{\text{dip},0}(\mathbf{r}) \left(1 + \frac{\delta_1 - \delta_2}{2\delta_1 + \delta_2} g_F m_F |\mathbf{C}| \right) \quad (1.27)$$

où $U_{\text{dip},0}$ est le potentiel dans l'état $m_F = 0$.

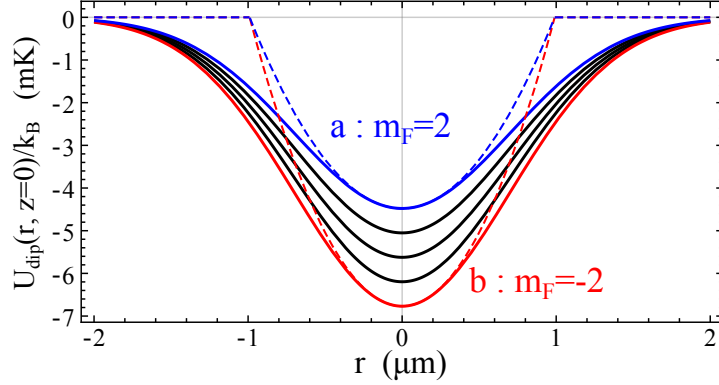


FIGURE 1.15 – Potentiels dipolaires des sous-états Zeeman du niveau fondamental $F = 2$, sur l'axe radial de la pince optique, en présence d'une lumière elliptique de $|\mathbf{C}| = 0,8$, soit une ellipticité $\epsilon = 0,6$. Les courbes en pointillés représentent les pièges harmoniques de même fréquence utilisés par la suite pour la modélisation.

La figure 1.15 représente, pour l'exemple, les pièges dipolaires pour les sous-niveaux Zeeman de l'état $F = 2$ à priori induits par la pince optique sur l'axe radial avec une polarisation d'une ellipticité $\epsilon = 0,6$, correspondant à un vecteur caractéristique de norme $|\mathbf{C}| = 0,8$. Les différents états du fondamental ont donc des fréquences de piégeage différentes. Une diffusion dans les divers états du fondamental est induite par l'émission spontanée résiduelle du piège dipolaire. La fluctuation de la force dipolaire induit alors un chauffage de l'atome qui produit des pertes.

L'effet physique est plus simple à saisir en limitant la diffusion à deux états $|a\rangle$ et $|b\rangle$. Lorsque l'atome change d'état de $|b\rangle$ vers $|a\rangle$, il perçoit une fréquence de piégeage inférieure et sa distribution de probabilité spatiale s'étend donc dans ce piège moins confinant ; lorsque l'atome est transféré en retour vers l'état $|b\rangle$, cette extension spatiale induit une augmentation de l'énergie potentielle. Le taux de pertes augmente donc lorsque la polarisation s'écarte de la polarisation linéaire car la différence de fréquences de piégeage entre les deux états augmente. En utilisant les états de moments cinétiques extrémaux pour $|a\rangle$ et $|b\rangle$ et en considérant les pièges comme harmoniques, la variation du taux de pertes avec l'ellipticité est quantitativement bien approximée par le modèle à deux niveaux à proximité de la polarisation linéaire, comme l'illustre la figure 1.16 issue de la référence [63].

Lorsque la polarisation devient circulaire, cet effet est compensé par le pompage optique induit par la lumière dipolaire qui polarise l'atome dans l'état de moment cinétique extrémal correspondant. La diffusion devient alors négligeable et le taux de pertes décroît.

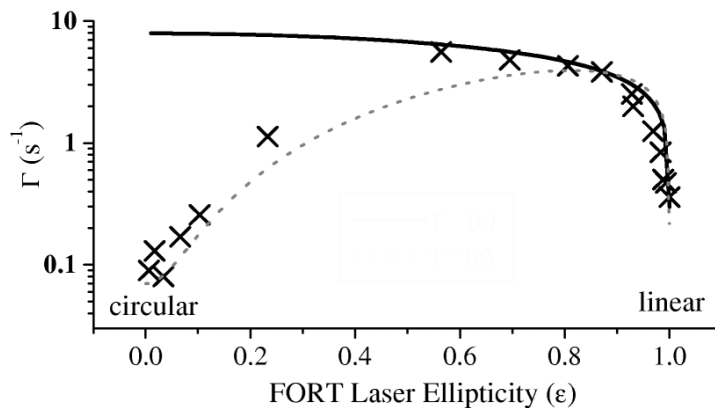


FIGURE 1.16 – Taux de pertes d'un piège dipolaire contenant des atomes de ^{85}Rb en fonction de l'ellipticité du faisceau. Les croix sont les données expérimentales, la ligne pleine est un modèle à deux états Zeeman et la ligne pointillée est l'extension de ce modèle pour prendre en compte le pompage induit par la composante circulaire de la polarisation. Figure extraite de [63].

Polarisation dans un faisceau très focalisé :

- *Polarisation linéaire :*

Un autre effet dû à la polarisation apparaît dans les faisceaux de forte ouverture numérique : la divergence d'un faisceau polarisé linéairement impose une polarisation elliptique aux alentours du foyer. En effet, dans une approche d'optique géométrique schématisée par la figure 1.17a, les différents rayons composant le faisceau après la lentille ont des angles très différents et le vecteur de polarisation local $\mathbf{e}_p(\mathbf{r})$ est nécessairement orthogonal à la direction de propagation du rayon. Aux alentours du foyer, les rayons se croisent et les vecteurs de polarisation interfèrent. Le vecteur de polarisation local résultant $\mathbf{e}_p(\mathbf{r})$ est compris dans le plan défini par l'axe optique, noté z , et le vecteur de polarisation du faisceau avant la lentille, orienté selon un axe noté y ; mais, il varie fortement aux alentours du foyer. La polarisation est elliptique avec des composantes circulaires de signes opposés de part et d'autre de l'axe optique à cause des différences des chemins optiques des rayons.

Le vecteur $\mathbf{C}(\mathbf{r}) = \Im(\mathbf{e}_p(\mathbf{r}) \times \mathbf{e}_p(\mathbf{r})^*)$ quantifiant localement l'ellipticité du faisceau dipolaire est alors orienté sur l'axe x , orthogonal au plan Oyz contenant le champ vectoriel de polarisation locale. Cette composante C_x a été calculée pour un angle de focalisation $\alpha = 0.43$ dans la référence [64] dont le résultat dans le plan focal est présenté sur la figure 1.17b. Le constat de l'optique géométrique sur les polarisations elliptiques de sens opposé est donc confirmé et, proche de l'axe optique, il en résulte un fort gradient de C_x sur l'axe Oy . L'ellipticité est donc quantifiée en première approximation par une composante linéaire en y (où l'origine est prise sur l'axe optique), soit $\mathbf{C} = \frac{\partial C_x}{\partial y} y \mathbf{e}_x$. La valeur du gradient obtenue dans la référence [64] est $\frac{\partial C_x}{\partial y} \simeq 0,57 \mu\text{m}^{-1}$. Dans notre situation expérimentale, la taille du faisceau est plus importante et sa divergence plus faible, en supposant que les dépendances sont linéaires³⁰, on déduit que pour la pince fibrée $\frac{\partial C_x}{\partial y} \simeq 0,18 \mu\text{m}^{-1}$.

30. Pour la différence de divergence, \mathbf{C} étant proportionnel au sinus de l'angle entre les vecteurs de polarisation qui interfèrent et les angles étant en moyenne relativement faibles, on attend une variation quasi linéaire par rapport à l'angle de divergence. Pour la différence de taille du col du faisceau, on peut considérer que l'effet est un changement d'échelle sur la variable y qui modifie linéairement le gradient.

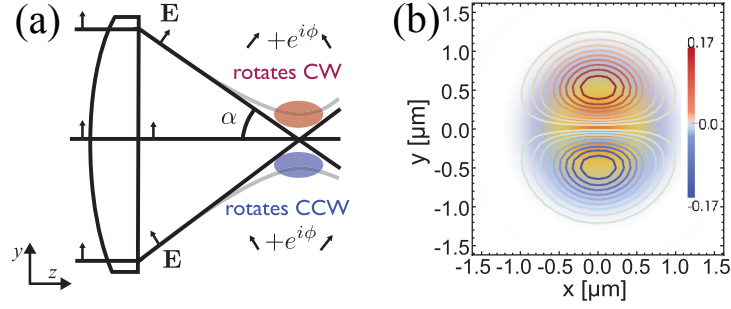


FIGURE 1.17 – Origine et calcul de l'ellipticité dans un faisceau de forte ouverture numérique. Figures extraites de [64]. a : L'origine de l'ellipticité est l'orthogonalité du vecteur de polarisation local $\mathbf{e}_p(\mathbf{r})$ par rapport au vecteur d'onde local. L'interférence des rayons de vecteurs d'ondes très différents au foyer conduit à une ellipticité variable où \mathbf{e}_p tourne dans le plan représenté dans des sens opposés au dessus et en dessous de l'axe optique. b : Coupe au plan focal pour $\alpha = 0,43$. Les lignes de niveau représentent \tilde{C}_x qui est la composante selon x du vecteur caractéristique de l'ellipticité \mathbf{C} normalisé par l'intensité relative $I(\mathbf{r})/I_{\max}$. L'intensité gaussienne du faisceau est représentée par l'ombre de fond.

Dans la limite où l'on se restreint à une approximation harmonique du piège, l'effet du gradient sur le potentiel dipolaire est simplement un décalage du centre du piège :

$$U_{\text{dip}}(y, m_F) \simeq -U_0 + \frac{1}{2}m\omega_r^2(y - y_0(m_F))^2 - \frac{1}{2}m\omega_r^2(y_0(m_F))^2 \quad (1.28)$$

$$\text{avec } y_0(m_F) = \frac{w_0^2}{4} \frac{\delta_1 - \delta_2}{2\delta_1 + \delta_2} \frac{\partial C_x}{\partial y} g_F m_F \quad (1.29)$$

où l'on a utilisé la profondeur piège U_0 dans l'état $m_F = 0$ et la pulsation radiale ω_r reliées par la taille du faisceau w_0 (cf. équations 1.12 et 1.13). Les différents sous-niveaux Zeeman ont des pièges décalés de $|y_0(1)| \simeq 11$ nm. Ce décalage des pièges conduit à un nouveau type de chauffage lors de la diffusion dans les sous-niveaux Zeeman. Lorsque l'atome change d'état, sa distribution spatiale est décalée par rapport au nouveau piège et il gagne donc nécessairement de l'énergie potentielle en moyenne ; l'effet est analogue à une agitation du piège.

- *Polarisation elliptique* :

En présence d'une polarisation elliptique du faisceau incident, le vecteur de l'ellipticité a alors une composante constante C_z suivant l'axe optique³¹. En pratique la valeur de C_x due au gradient est relativement faible (0,02 à la largeur gaussienne $\sigma_y \simeq 110$ nm de l'extension spatiale dans le piège à la température Doppler) devant la valeur de C_z dès que la polarisation s'écarte légèrement de la polarisation linéaire (1,5% en intensité de composante circulaire donne une ellipticité $\epsilon \simeq 0,97$, soit une composante $C_z \simeq 0,24$). On peut donc écrire $|\mathbf{C}| = \sqrt{C_z^2 + (\partial C_x / \partial y)^2 y^2} \simeq C_z + (\partial C_x / \partial y)^2 y^2 / (2C_z)$. L'effet du gradient est alors transformé en des différences de fréquences de piégeage car on a un terme quadratique en y . En réalité, ce terme est négligeable devant l'effet de la composante C_z .

31. La composante selon Ox du champ incident va aussi créer un gradient selon cet axe de la composante C_y . On néglige ici cette composante qui reste faible devant les autres si la composante du champ incident est faible.

L'ajout d'une légère composante circulaire à la polarisation permet ainsi d'annuler l'effet de décalage des pièges et le chauffage qu'il induit.

Un champ magnétique réel suffisamment important et orthogonal à l'axe Ox produit le même effet d'annulation de la différence de position entre les sites des différents états Zeeman avec une différence de fréquence d'oscillation uniquement due au gradient de C_x [64].

Discussion pour la pince optique pulsée :

Dans notre expérience, la situation est plus complexe que celle d'une pince optique classique. La présence des faisceaux du PMO et la modulation du piège produisent, dans une description simplifiée, une alternance entre une situation de piégeage (où les faisceaux du PMO sont fortement désaccordés et ont un effet négligeable) et une situation de refroidissement limité à la température Doppler. L'essentiel de la diffusion dans les états Zeeman est alors induite pendant la phase de refroidissement où le taux d'émission spontanée est bien supérieur. On néglige par la suite la diffusion Zeeman créée par la lumière dipolaire devant celle induite par les faisceaux du PMO. Le taux effectif de changement d'état Zeeman est ainsi approximativement proportionnel à la fréquence de modulation du piège. Nous reprenons ici le modèle à deux niveaux pour tenter d'obtenir une image physique de l'effet. Si la fréquence de modulation est importante, le retour à l'état initial (état $|b\rangle$) est très rapide par rapport à la fréquence piégeage, l'atome se déplace peu dans le piège et le gain d'énergie est négligeable. Au contraire, lorsque la fréquence de modulation est faible, l'atome reste un temps relativement long dans l'état $|a\rangle$ avant de retourner à l'état $|b\rangle$ et le gain d'énergie est conséquent. Cette analyse vaut pour les deux processus de chauffage dus à une polarisation elliptique globale ou à un gradient de l'ellipticité.

Pour résumer, dans le piège pulsé, il existe trois mécanismes de chauffage dépendants de la fréquence de modulation qui sont en compétition avec le refroidissement Doppler :

- quelle que soit la polarisation, le chauffage de modulation par extension spatiale lors de la phase de coupure est présent.
- en polarisation linéaire, il faut ajouter le chauffage de diffusion Zeeman par décalage des centres des pièges.
- en présence d'une polarisation elliptique, la diffusion Zeeman crée un chauffage par extension spatiale dans un (plusieurs, en pratique) état Zeeman de moindre confinement.

Simulations Monte Carlo :

Afin de comprendre et comparer les effets relatifs de chaque composante sur la durée de vie de l'atome dans le piège dipolaire, nous avons réalisé des simulations Monte Carlo de l'évolution de l'atome dans le piège dans trois cas : un seul état Zeeman (sans diffusion), deux états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ de centres décalés (polarisation linéaire) et deux états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ de fréquences de piégeage différentes (polarisation elliptique). La simulation se limite à une dimension radiale (selon l'axe y), car la fréquence d'oscillation est la plus importante et donc plus encline à des effets dus à la modulation à des fréquences supérieures, et surtout l'effet du gradient de l'ellipticité pour le cas linéaire est dans cette direction. Les potentiels sont approximés par les potentiels harmoniques de même fréquence, position et profondeur que les deux états $F = 2, m_F = \pm 2$. Le choix des états extrémaux est motivé par son efficacité dans le modèle à deux niveaux de la référence [63]. La figure 1.18 schématise les différents cas simulés.

La position et vitesse initiale de l'atome sont choisies aléatoirement suivant la distribution attendue (cf. équation 1.14) dans le piège pour une température égale à la

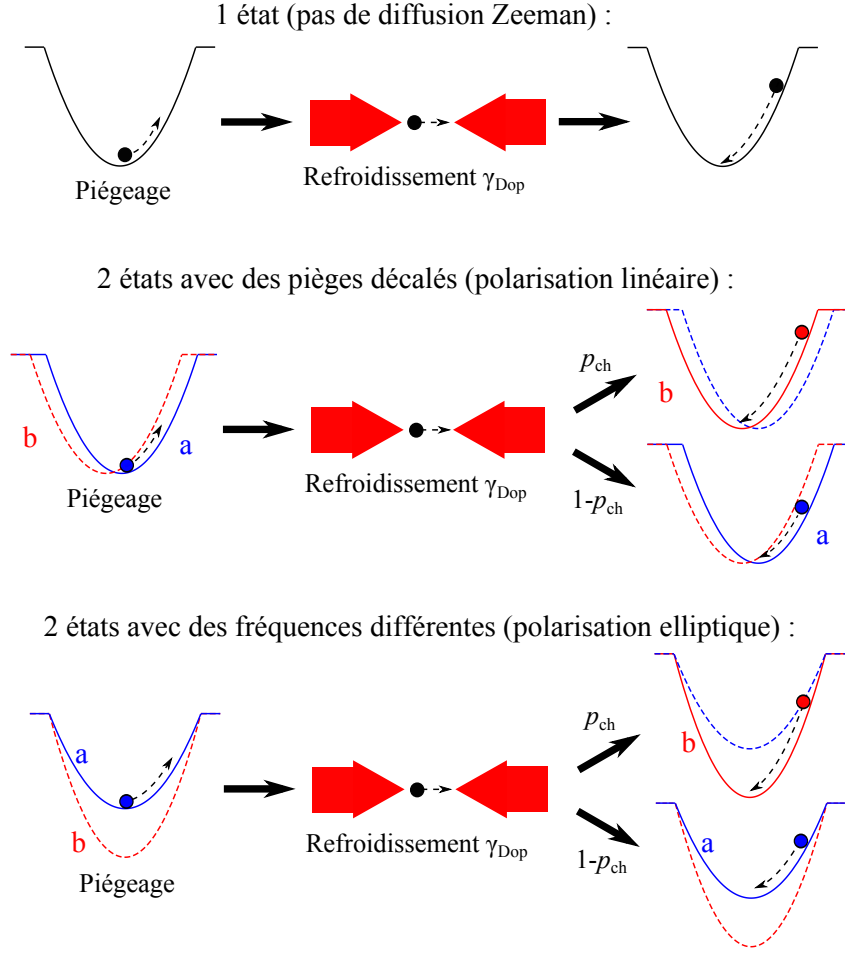


FIGURE 1.18 – Schéma des différentes simulations réalisées pour comprendre les durées de vie observées.

température Doppler $T_{\text{Dop}} \simeq 140 \mu\text{K}$. La simulation procède alors par périodes τ_{mod} de la modulation. La position et la vitesse après $\tau_{\text{mod}}/2$ dans le piège sont calculés (selon l'état Zeeman).

Le résultat est utilisé comme condition initiale de la période de refroidissement dont l'effet est modulé en fonction de la vitesse initiale pour prendre en compte la limite de refroidissement Doppler : lorsque l'énergie cinétique est inférieure à $k_{\text{B}}T_{\text{Dop}}/2$, l'atome évolue librement ; pour les vitesses supérieures, celle-ci est amortie avec la constante caractéristique $\gamma_{\text{Dop}} \simeq 9 \text{ kHz}$ attendue pour notre PMO ³².

Dans le cas à deux états $|a\rangle$ et $|b\rangle$, le changement d'état à la fin de la période de refroidissement est tirée avec la probabilité $p_{\text{ch}} = \frac{1}{2}(1 - \exp(-\gamma_{\text{ch}}\tau_{\text{mod}}))$ qui est celle attendue pour taux d'échange γ_{ch} identique de $|a\rangle$ vers $|b\rangle$ et $|b\rangle$ vers $|a\rangle$. La valeur de $\gamma_{\text{ch}} \simeq 2\pi \times 0,67 \text{ MHz}$ est prise égale à la moitié du taux d'émission spontanée dans le

³². Dans notre PMO, la saturation n'est pas faible et la constante d'amortissement varie par rapport à l'expression 1.22. Une meilleure approximation de la constante réelle est donc calculée par la dérivée par rapport à la vitesse de la différence entre les deux forces de pression de radiation. La valeur est réduite d'un facteur 5 environ. Il faut noter que cette détermination s'appuie tout de même sur la possibilité d'ajouter indépendamment les forces de pression de radiation, ce qui n'est pas une évidence dans la mesure où le paramètre de saturation est non négligeable ; et, par ailleurs, l'atome de rubidium n'est pas un atome à deux niveaux.

PMO. L'énergie mécanique dans le piège est alors calculée et la boucle s'arrête quand celle-ci est supérieure à la profondeur du piège, *i.e.* l'atome n'est plus piégé. L'effet des pertes dues à la pression résiduelle est pris en compte par une probabilité de perte à chaque cycle $1 - \exp(-\alpha\tau_{\text{mod}})$, avec $\alpha^{-1} = 500$ ms d'après les données expérimentales.

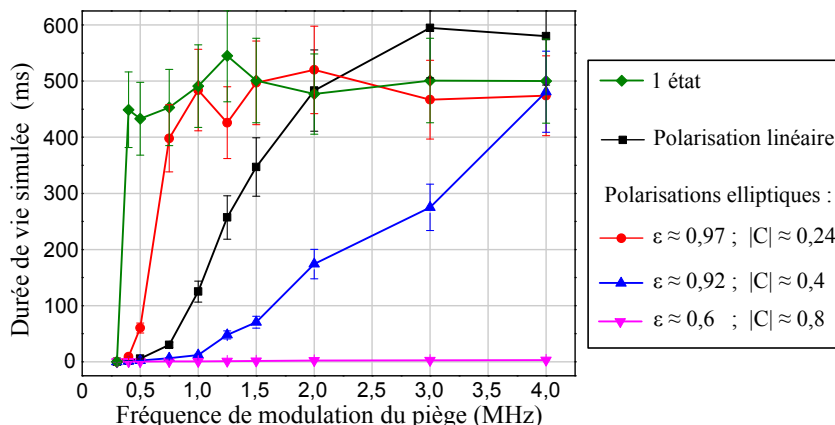


FIGURE 1.19 – Simulations Monte Carlo des durées de vie pour un atome à un niveau fondamental ou deux niveaux fondamentaux percevant des potentiels dipolaires différents $|a\rangle$ et $|b\rangle$. La polarisation linéaire est simulée par deux pièges décalés par le gradient de C . Les polarisations elliptiques sont simulées par deux pièges de fréquences différentes imposées par $|C| = \sqrt{1 - \epsilon^2}$. Les barres d'erreurs représentent $\pm 15\%$ de la valeur obtenue qui est la déviation standard d'une série de simulations similaires (50 atomes) dont la durée de calcul est bien plus faible.

Les résultats de la figure 1.19 présentent la durée de vie simulée, extraite de la probabilité de survie obtenue sur un ensemble de 50 atomes pour chaque point³³. On observe tout d'abord que, dans le cas à un état, le temps de vie converge très rapidement vers la valeur optimale lorsque la fréquence de modulation devient supérieure au double de la fréquence de piégeage. L'effet du chauffage par modulation est donc négligeable dans nos résultats expérimentaux. La faiblesse de cet effet par rapport aux autres s'explique par la dynamique restreinte de l'extension de l'atome à la phase de refroidissement. Dans les effets de diffusion, même si elle diminue sensiblement avec l'augmentation de la fréquence de modulation, l'extension ou le déplacement de la distribution de probabilité est en moyenne bien plus importante car elle se développe statistiquement sur plusieurs périodes de modulation.

Dans le cas de la polarisation linéaire, l'addition de l'effet du chauffage par décalage des pièges induit une convergence bien plus lente vers la valeur limitée par la pression résiduelle³⁴. Dans le cas d'une faible polarisation elliptique, identique à celle mesurée comme optimisant la durée de vie expérimentale ($\epsilon \simeq 0.97$), la durée de vie converge effectivement bien plus rapidement vers la valeur optimale que dans le cas de la polarisation linéaire tout en étant plus lente que dans le cas d'un niveau unique. Pour cette polarisation, l'effet de l'addition de la composante C_z du vecteur caractéristique de l'ellipticité diminue l'effet du gradient et du chauffage associé, et l'effet de chauffage par changement de fréquence

33. Le nombre de réalisations est fortement limité par la durée du calcul qui prend plusieurs heures pour chacune des simulations présentées. Ceci est dû au grand nombre de cycles nécessaires ($\sim 10^6$) pour un atome lorsque le temps de vie est long.

34. L'effet visible sur la figure 1.19 de dépassement de la valeur maximale (500 ms) est dû à l'incertitude de la simulation de Monte Carlo.

de piégeage reste inférieur à celui de décalage des pièges en polarisation linéaire. Lorsque la composante circulaire augmente, la convergence devient alors plus lente que dans le cas d'une polarisation linéaire (cf. $\epsilon \simeq 0.92$). Ceci correspond à l'existence expérimentale d'une polarisation elliptique optimale pour le temps de vie à fréquence de modulation inférieure à 2 MHz. Pour un faisceau avec une forte composante circulaire (20%, soit $\epsilon = 0,6$), le chauffage devient si puissant que les durées de vies n'excèdent pas quelques millisecondes.

Au vu des importantes lacunes intrinsèques du modèle et sachant qu'aucun paramètre n'est ajusté hormis le choix des sous-niveaux Zeeman, les résultats de la simulation correspondent relativement bien aux données de la figure 1.14b. La description physique proposée est donc validée dans son principe par ces résultats numériques.

Conclusion

Avec ce dispositif expérimental, nous avons démontré la faisabilité de l'utilisation d'une fibre optique pour le piégeage et la détection d'un atome unique dans une pince optique. Si la modulation du piège dipolaire peut apparaître comme une complication, elle est utile pour obtenir un fort blocage collisionnel dans un piège dipolaire profond et relativement large. La modulation n'affecte pas le piégeage en polarisation linéaire si la fréquence de modulation est suffisamment élevée. L'utilisation d'une simple lentille asphérique pour la focalisation du faisceau rend le dispositif d'une compacité et d'une flexibilité intéressantes pour être combinée avec d'autres éléments. En particulier, la pince pourrait être montée sur un système de déplacement fournissant une source d'atome unique voire une sonde à atome unique [105]. L'intérêt principal de cette technique est de dépasser les limitations du champ de vue transverse d'un objectif classique qui est usuellement fortement limité pour les objectifs de forte ouverture numérique. La pince pourrait ainsi être utilisée pour approcher un atome unique d'une structure microscopique, en particulier pour le chargement de résonateurs optiques comme les cristaux photoniques [106] ou les micro-tores de silice [107]. De plus, l'utilisation d'une fibre lentillée [108, 109], où la lentille est directement créée à la fin de la fibre, comme présenté sur la figure 1.20, permettrait de gagner trois ordres de grandeur sur la taille de la pince pour atteindre la limite ultime de la miniaturisation des pinces optiques fibrées.

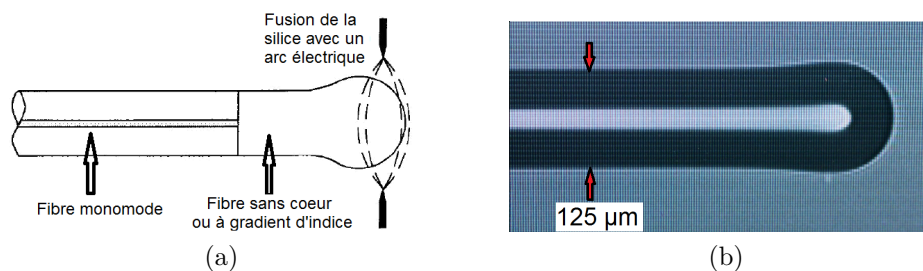


FIGURE 1.20 – (a) : Principe de la formation d'une fibre lentillée. Un bout de fibre sans cœur ou de fibre multimode à gradient d'indice est ajouté à l'extrémité d'une fibre monomode. Un dioptré sphérique est ensuite créé au bout de cette extension par fusion de la silice en utilisant l'effet de la tension surface. (b) : Image de fibre lentillée après sa formation. Les fibres lentillées réalisées ont permis d'obtenir des tailles au col $w_0 \simeq 2,1 \mu\text{m}$ (les détails sont consignés dans ma thèse de Master [109]).

Une source fibrée de photons uniques avec un atome de Rubidium

Les sources de photons uniques constituent un champ très actif de recherche expérimentale motivée par diverses applications :

- Une source de photons uniques émet un état comprimé en amplitude de la lumière et peut à priori être utilisée pour améliorer la précision d'une mesure de faible absorption [23, 110].

- La génération de nombres aléatoires est un problème technique intervenant dans divers domaines comme les simulations de Monte-Carlo ou les processus de cryptographie. Une source de photons uniques divisée sur une lame séparatrice constitue à priori une source idéale de bits aléatoires [111].

- L'application majeure des photons uniques réside dans les processus de manipulation de l'information quantique. Les photons uniques constituent un qu-bit en polarisation dont l'interaction avec l'environnement est faible et sont donc des candidats de choix pour transporter de l'information. Les photons uniques ont en particulier été au centre des mesures des inégalités de Bell pour résoudre le problème du paradoxe EPR [24]. De plus, les photons uniques permettent la sécurité maximale, assurée par le postulat de la mesure, des distributions quantiques de clés en cryptographie [112]. L'état quantique de l'émetteur est intriqué avec le photon émis qui peut être utilisé pour interagir avec un autre atome pour créer un état intriqué distant [39].

La qualité d'une source de photons uniques pour les protocoles d'intrication quantique dépend de plusieurs paramètres selon l'application recherchée :

- Le plus fondamental d'entre eux est évidemment l'unicité des photons émis car les protocoles sont basés soit sur la détection d'un photon unique, soit sur l'absorption d'un photon unique par un récepteur quantique.

- Par ailleurs, beaucoup de processus de manipulation d'information quantique avec des photons utilisent l'interaction entre deux photons arrivant sur les deux voies incidentes d'une séparatrice. Comme les photons sont des bosons, s'ils sont indiscernables, l'interférence détruit la probabilité d'obtenir un photon dans chacune des voies de sortie : les photons sont groupés aléatoirement dans une des voies. Cependant, cet effet n'est possible que si les photons ne peuvent être différenciés, *i.e.* il doivent être dans le même mode spatial et temporel. La combinaison de photons uniques émis par différents émetteurs est par exemple une voie pour créer de l'intrication à distance entre les émetteurs [60, 61, 113].

- Enfin, pour pouvoir traiter efficacement une grande quantité d'information, les sources de photons uniques doivent présenter un flux important dans des intervalles de temps bien définis. Ceci implique des excitations et désexcitations rapides et une bonne efficacité de collection du photon émis.

Les sources de photons uniques peuvent se classer grossièrement en deux catégories selon les deux types d'émetteurs optiques utilisés : les émetteurs "atomiques" qui sont des atomes, des ions ou des molécules isolés de l'environnement et les émetteurs "solides" qui peuvent être très divers mais ont la caractéristique commune d'être fixés dans ou sur un substrat solide. Ces deux types de sources ont chacun leurs avantages. D'un côté, les sources "atomiques" sont essentiellement appréciées pour leur capacité à fournir des photons indiscernables. De l'autre côté, les sources "solides" sont relativement plus simples à réaliser et plus compactes car le problème du piégeage de l'émetteur est évacué ; cependant, leur couplage fort à l'environnement tend à produire des photons discernables.

La pince optique fibrée offre une solution technique pour produire des photons uniques combinant :

- l'intérêt d'un émetteur "atomique" avec un atome de rubidium qui fournit des photons à une fréquence bien définie qui peuvent être utilisés pour interagir avec d'autres atomes de rubidium.

- l'intérêt d'un dispositif compact, relativement simple et directement fibré qui se rapproche ainsi de la relative facilité d'utilisation d'une source "solide".

Ce chapitre débute par une revue rapide des différentes sources de photons uniques existantes. Les principes de la génération de photons uniques avec un émetteur unique et de la caractérisation de l'unicité des photons sont ensuite présentés. La dernière section présente les résultats de l'utilisation de la pince optique fibrée comme source de photons uniques.

2.1 Intérêts des diverses sources de photons optiques uniques

La lumière émise par une source thermique ou un laser résulte de l'émission incohérente ou cohérente d'un ensemble d'émetteurs. L'état quantique à un photon en moyenne de telles sources est un mélange statistique ou cohérent des états de Fock $\{|n\rangle\}$ contenant n photons. Une impulsion laser atténuée ne peut donc pas être considérée comme une source de photons uniques car la statistique est poissonnienne. Elle implique donc que pour réduire considérablement la possibilité d'avoir deux photons dans l'impulsion, la probabilité d'avoir un photon est aussi très faible. Ainsi le flux doit être réduit considérablement et les signaux obtenus sont alors en compétition avec les bruits de fond des détecteurs. Les premières sources de photons pseudo-unicques ont été les sources annoncées grâce à des processus d'émission simultanée de deux photons intriqués dans deux modes différents, par cascade atomique [19] ou par conversion paramétrique basse [20] ou, plus récemment, par excitation collective faible d'un ensemble atomique (protocole d'écriture/lecture DLCZ) [114, 115]. Le principe est d'utiliser une détection sur le second photon déclenchée uniquement quand le premier est détecté. Cette technique permet d'être sûr que l'état du second photon contient au moins un photon, mais afin d'obtenir une faible probabilité d'avoir deux paires de photons par impulsion, la probabilité d'émettre une paire doit rester faible

et limite donc le flux atteignable de la source. Cependant, ces sources restent une ressource considérable pour l’optique quantique car la paire de photons émise est intriquée.

Afin d’obtenir une source de photons réellement uniques, il faut utiliser un émetteur unique. Les émetteurs uniques permettent d’obtenir un état de Fock à un photon, soit un état quantique de la lumière qui contient exactement un photon [23].

2.1.1 Obtention d’émetteurs optiques uniques

Les interactions dans un piège dipolaire de faible volume constituent une partie de l’ensemble des techniques expérimentales développées pour obtenir des émetteurs optiques uniques pour la génération de photons uniques. La discussion des possibilités expérimentales pour l’obtention d’émetteurs “atomiques” uniques a été menée dans la section 1.1.4. Les techniques sont assez diverses et relativement complexes, et la pince optique fibrée constitue l’une des réalisations les plus simples.

L’intérêt des sources “solides” réside dans la suppression du problème du piégeage mais le fort couplage à l’environnement via le substrat altère alors les propriétés de cohérence. Les émetteurs “solides” peuvent être des défauts colorés dans un cristal ou, un atome ou une molécule dans une matrice solide. Un exemple sur lequel des recherches actives sont en cours est le cas des centres colorés créés par la présence d’un atome d’azote (ou silicium) dans le cristal d’un diamant, le spin nucléaire de l’azote fournissant un qubit mesurable optiquement [116]. Pour la réalisation de sources de photons uniques, les molécules organiques dans des cristaux ou matrices solides constituent aussi une solution intéressante [117].

Un autre moyen d’obtenir des émetteurs uniques “solides” est de confiner spatialement les excitons d’un semi-conducteur dont les niveaux sont alors discrets. Ces configurations, nommées boîtes quantiques, peuvent être réalisées en utilisant des nano-cristaux de sélénium de cadmium (CdSe) entourés d’une protection de sulfure de zinc (ZnS) [118] ou en utilisant la formation d’îles de semi-conducteur sur un substrat dans un processus d’épitaxie moléculaire bien contrôlé [119].

Hormis les sources “atomiques” et “solides”, on peut distinguer une troisième catégorie qui contient les molécules ou autres émetteurs en solution, rarement utilisés comme outil pour la réalisation de sources de photons uniques ou d’outil de manipulation d’information quantique. Ces sources sont cependant d’une importance cruciale pour le domaine de la biologie moléculaire car elles permettent d’imager *in situ* l’évolution intra-cellulaire.

2.1.2 Propriétés des différentes sources expérimentales avec des émetteurs uniques

La diversité des émetteurs uniques produit des sources de qualités différentes. Par ailleurs, la collection des photons peut se faire par deux méthodes différentes. La plus simple est d’utiliser un système d’imagerie de forte ouverture numérique pour couvrir le plus grand angle solide possible autour de l’émetteur. L’efficacité de collection et d’émission peut être améliorée en se basant sur l’effet Purcell dans une cavité optique qui augmente le taux d’émission dans le mode de la cavité (cf. section 3.1.1).

De plus, pour obtenir des photons indiscernables, la condition d’identité des modes spatiaux et temporels impose de fortes contraintes. La condition de mode spatial implique un filtrage spatial qui est optimalement obtenu par le passage dans une fibre optique monomode et l’utilisation de séparatrices fibrées. La condition de mode temporel impose

que la forme du paquet d’onde contenant le photon doit être constante. En terme de fréquences, cette condition implique que le spectre de la source doit être limité par transformée de Fourier (du paquet d’onde individuel). Les effets qui réduisent l’indiscernabilité des photons ont des origines multiples [23]. Les émetteurs dont la décohérence est plus rapide que le temps d’émission subissent un déphasage du photon qui est un paquet d’onde réduit et émis à un temps aléatoire dans le temps de fluorescence. Les émetteurs dont la fréquence d’émission varie lentement à cause d’un couplage à l’environnement, produisent des photons discernables à des intervalles longs devant le temps caractéristique de diffusion spectrale. Enfin, les émetteurs dont le pompage vers l’état excité implique une relaxation depuis des niveaux supérieurs, génèrent des photons différenciés si le temps de cohérence est plus faible que le temps de relaxation (effet de pompage incohérent).

La première source de photons uniques a été obtenue avec un faible jet d’atomes de sodium excités et une lentille pour la collection [21]. Les ions piégés ont ensuite produit de meilleurs flux de photons [22]. Diverses expériences en cavité ont amélioré l’efficacité de collection [120]. Les sources “atomiques” piégées constituent les meilleures sources a priori pour l’information quantique car elle produisent des photons limités par transformée de Fourier indiscernables [121] et identiques entre deux atomes [122]. Cependant, leur mise en oeuvre nécessite le piégeage et le refroidissement d’un émetteur unique et donc un ensemble assez conséquent d’ingénierie laser, de vide et d’optique. L’utilisation d’une cavité complexifie d’autant plus le dispositif.

Les sources “solides” présentent au contraire une relative facilité de réalisation et ont usuellement des désexcitations très rapides utiles pour obtenir des bons flux. Le prix à payer en contrepartie est la rapide décohérence due au fort couplage à l’environnement qui tend à produire des photons discernables. En utilisant un environnement cryogénique pour réduire les effets thermiques et en utilisant un couplage à une cavité optique, les boîtes quantiques peuvent produire des photons indiscernables [123]. Les photons successifs émis par une boîte quantique de forte brillance peuvent ainsi être intriqués par une porte logique quantique [124].

Lors de la combinaison de différentes sources pour des protocoles d’intrication, les sources doivent émettre des photons indiscernables. Comme la longueur d’onde d’émission est impactée par l’environnement, les sources solides d’un même type produisent a priori des photons discernables. Certaines expériences récentes parviennent à accorder légèrement les fréquences d’émissions par divers leviers de contrôle (température, stress mécanique, champ électrique) et à observer le groupement de photons émis par deux boîtes quantiques différentes [125, 126]. Pour les centres colorés du diamant, en utilisant un environnement cryogénique et une grande pureté dans le processus de production du diamant ainsi qu’un contrôle de la fréquence d’émission par effet Stark et une sélection temporelle des photons, une forte indiscernabilité peut être obtenue et mène à l’intrication des centres colorés [113].

2.2 Principes de la génération et de la caractérisation de photons uniques

La génération d’un photon unique collecté par une lentille utilise l’excitation du système vers le niveau excité et sa relaxation vers l’état fondamental via le couplage au vide du champ électromagnétique. La démonstration de l’unicité des photons de la source se fait alors par la mesure de la fonction d’auto-corrélation de son intensité lumineuse.

2.2.1 Excitation d'un atome à deux niveaux

L'excitation d'un atome à deux niveaux via un champ électromagnétique monochromatique classique qui se couple au dipôle électrique de l'atome est un problème bien résolu de la mécanique quantique semi-classique. Nous en rappelons ici rapidement les résultats.

Dans le cas où l'on peut considérer que l'évolution des états internes de l'atome se limite à deux niveaux (fondamental f et excité e) séparés en énergie de $\hbar\omega_{\text{at}}$, le hamiltonien de l'atome et le dipôle se réduisent respectivement à :

$$\hat{H}_{\text{at}} = \hbar\omega_{\text{at}}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_- \quad (2.1)$$

$$\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{d}_{fe}\hat{\sigma}_+ + \mathbf{d}_{fe}^*\hat{\sigma}_- \quad (2.2)$$

où l'on a introduit les opérateurs de changement de niveau $\hat{\sigma}_+ = |e\rangle\langle f|$ et $\hat{\sigma}_- = |f\rangle\langle e|$ qui excitent et désexcitent respectivement l'atome.

Le couplage avec le champ laser, dans le cadre des approximations dipolaire électrique et séculaire (qui consiste à négliger les termes non résonants), s'écrit :

$$H_{\text{at},1} = \frac{\hbar\Omega}{2} \left(\hat{\sigma}_+ e^{-i\omega t} + \text{h.c.} \right) \quad , \quad (2.3)$$

où Ω est la pulsation de Rabi définie par l'équation 1.3.

Supposons que Ω soit constante et que le laser soit résonant avec la transition atomique ($\omega = \omega_{\text{at}}$). Si à l'instant $t = 0$ l'atome est dans son état fondamental $|f\rangle$, au temps t_π tel que $\Omega t_\pi = \pi$ l'atome est alors dans l'état $|\Psi\rangle = -ie^{-i\omega t_\pi}|e\rangle$. Plus généralement, on trouve que la population de l'état excité suit des oscillations de Rabi selon $p_e = \sin^2(\Omega t/2)$. Ainsi, l'atome a été porté dans son état excité par une impulsion π . C'est la manière la plus rapide d'amener un atome dans son état excité avec une probabilité 1. En effet, il existe une autre méthode plus complexe qui consiste à réaliser un transfert adiabatique de population, mais le but de notre expérience est d'obtenir une source rapide de photons uniques et donc un passage adiabatique de l'état fondamental vers l'état excité n'optimise pas le taux d'émission.

Ainsi, dans notre expérience nous voulons réaliser une impulsion π . Pour cela, nous avons à priori besoin de disposer d'un champ monochromatique résonant dont l'enveloppe est de la forme $\vartheta(t) - \vartheta(t_\pi - t)$ où ϑ est la fonction de Heaviside ; c'est-à-dire, un champ d'intensité constante $I = 2I_{\text{sat}} \left(\frac{\pi}{t_\pi \Gamma} \right)^2$ entre l'instant $t = 0$ et $t = t_\pi$ et nulle avant et après.

2.2.2 Émission spontanée d'un atome excité

Une fois l'atome dans l'état excité, celui-ci va retourner dans son état fondamental en émettant un photon. Cette instabilité des états excités est due à l'interaction entre l'atome et le vide du champ électromagnétique. La compréhension de ce phénomène ne peut se faire que dans le cadre de la quantification du champ électromagnétique. Un calcul perturbatif utilisant la règle d'or de Fermi permet de trouver le taux caractéristique de désexcitation du niveau excité, *i.e.* sa largeur naturelle Γ . On a ainsi :

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3 |\mathbf{d}_{fe}|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \quad . \quad (2.4)$$

Dans le cas des niveaux du ^{87}Rb que l'on considère, on obtient expérimentalement $\Gamma \simeq 2\pi \times 6,1$ MHz, soit une constante de temps caractéristique de 26 ns.

Cette rapidité de la désexcitation est essentielle à l'obtention d'une source rapide de photons uniques. En effet, on peut montrer [127] que si l'on considère un atome dans l'état excité et dans le vide électromagnétique à l'instant $t = 0$, alors lorsque $t \gg \Gamma$, on a l'état du système total (atome et rayonnement) qui se factorise $|\Psi(t)\rangle = |f\rangle \otimes |\Psi_R\rangle$ avec :

$$|\Psi_R\rangle = \sum_j \frac{h_j}{i\hbar} \frac{e^{-i\omega_j t}}{\frac{\Gamma}{2} - i(\omega_j - \omega_0 - \delta\omega)} |1_j\rangle \quad , \quad (2.5)$$

où j est l'indice des modes du champ électromagnétique ($j = (\mathbf{k}_j, \mathbf{e}_{p,j})$ avec \mathbf{k}_j le vecteur d'onde et $\mathbf{e}_{p,j}$ le vecteur de polarisation du mode), $\delta\omega$ est le Lamb-shift (décalage en fréquence de l'atome dû à la présence du vide de rayonnement), $|1_j\rangle$ est l'état de Fock à un photon dans le mode j et h_j est donné par l'élément de matrice de l'interaction entre l'état excité dans le vide et l'état fondamental avec un photon dans l'état j qui s'écrit :

$$h_j = \langle f, 1_j | \hat{H}_{\text{intA-R}} | e, 0 \rangle = \mathcal{E}_j (\mathbf{e}_{p,j} \cdot \mathbf{d}_{fe}) \quad , \quad (2.6)$$

où \mathcal{E}_j est l'amplitude du champ électrique d'un photon du mode j (définie rigoureusement dans la section 3.1.1). Ainsi la probabilité de trouver le photon émis dans le mode j s'écrit :

$$P_j = \frac{|h_j|^2}{\hbar^2} \frac{1}{\frac{\Gamma^2}{4} + (\omega_j - \omega_0 - \delta\omega)^2} \quad , \quad (2.7)$$

Le photon émis a donc une fréquence statistiquement majoritairement comprise dans une bande lorentzienne de largeur Γ autour de $\omega_0 + \delta\omega$ qui est la fréquence de la transition de l'atome habillé par le vide du rayonnement électromagnétique. On observe que cette probabilité est proportionnelle à $(\mathbf{e}_{p,j} \cdot \mathbf{d}_{fe})^2$, on a donc une dépendance polarisation et angulaire du champ qui est elle-même fonction de l'état de l'atome avant et après l'émission. La forme de l'équation 2.5 du champ rayonné ne fait pas apparaître explicitement que cet état ne contient qu'un photon ; en écrivant le champ dans la base correspondante au rayonnement du dipôle, cette multiplicité apparente des modes s'écrit sous la forme d'un état de Fock.

2.2.3 Équations de Bloch optiques

Lorsque l'excitation par un faisceau laser vers l'état excité est très rapide devant le temps caractéristique de la désexcitation, soit $t_\pi \ll 1/\Gamma$, la description précédente qui sépare excitation et émission spontanée reste pertinente. Cependant, pour réaliser des impulsions d'excitation très courtes, la fréquence de Rabi doit être très élevée ; or, elle reste limitée expérimentalement par la puissance laser disponible. Dans notre situation expérimentale, $t_\pi \sim 4$ ns et $1/\Gamma \simeq 26$ ns, l'évolution de l'état interne de l'atome doit donc être décrite en prenant en compte les deux effets en même temps. L'outil pertinent pour cette description est alors la matrice densité de l'atome $\hat{\rho}$. Son évolution est donnée par l'équation pilote qui s'écrit sous l'hypothèse que les modes du champ électromagnétique constituent un réservoir à mémoire courte (approximation markovienne) :

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \mathcal{D}_{\text{at}}(\hat{\rho}) \quad (2.8)$$

avec $\hat{H} = \hat{H}_{\text{at}} + \hat{H}_{\text{at,l}}$ le hamiltonien d'évolution sans décohérence et l'effet de l'émission spontanée est pris en compte par l'opérateur de relaxation \mathcal{D}_{at} dont la théorie entièrement quantique permet de déduire la forme :

$$\mathcal{D}_{\text{at}}(\hat{\rho}) = \frac{\Gamma}{2} (2\hat{\sigma}_- \hat{\rho} \hat{\sigma}_+ - \hat{\rho} \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_- - \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_- \hat{\rho}) \quad (2.9)$$

En utilisant les propriétés de la matrice densité (trace : $\text{Tr}(\hat{\rho}) = \rho_{ff} + \rho_{ee} = 1$, et hermitienne : $\rho_{fe} = \rho_{ef}^*$ et $\rho_{ff}, \rho_{ee} \in \mathbb{R}$), le système se réduit à trois équations différentielles réelles. En utilisant la représentation dans le référentiel tournant à la fréquence du laser, on aboutit à :

$$\frac{dp_e}{dt} = -\Gamma p_e(t) - \Omega(t) c_i(t) \quad (2.10)$$

$$\frac{dc_r}{dt} = -\frac{\Gamma}{2} c_r(t) - \delta(t) c_i(t) \quad (2.11)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = -\frac{\Gamma}{2} c_i(t) + \delta(t) c_r(t) + \Omega(t) \left(p_e(t) - \frac{1}{2} \right) \quad (2.12)$$

où $p_e = \rho_{ee}$ est la population de l'état excité, la cohérence est séparée en ses parties réelles et imaginaires $\tilde{\rho}_{fe} = \rho_{fe} e^{i\omega t} = c_r + i c_i$ et $\delta = \omega - \omega_{\text{at}}$ est le désaccord du laser à la transition. La probabilité d'émission d'un photon est alors donnée par Γp_e .

2.2.4 Mesure de l'unicité des photons

Pour caractériser une source de photons uniques, la mesure de la fonction d'auto-corrélation de l'intensité permet de déterminer l'unicité des photons. Le dispositif de Hanbury Brown et Twiss [128] consiste à séparer le chemin optique en deux voies sur une lame séparatrice de 50% de transmission et à mesurer le produit des intensités mesurées sur chacune des voies (cf. figure 1.10). L'auto-corrélation temporelle en intensité est donnée par la mesure du produit de l'intensité I_1 obtenue sur le détecteur D_1 et l'intensité I_2 obtenue sur le détecteur D_2 retardée d'un temps τ . Dans le cas d'un régime stationnaire, cette fonction dépend uniquement du délai entre les deux voies et s'écrit :

$$g_2(\tau) = \frac{\langle I_1(t) I_2(t + \tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle} = \frac{\langle I(t) I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (2.13)$$

dont la deuxième expression utilise le fait que la séparatrice divise équitablement le signal en deux et que les détecteurs ont la même efficacité quantique, soit $I_1 = I_2 = I/2$ où I est l'intensité de la source.

La fonction g_2 est paire. Si les champs sont classiques, en utilisant les relations évidentes $\langle (I(t) - \langle I(t) \rangle)^2 \rangle \geq 0$ et $\langle (I(t) - I(t + \tau))^2 \rangle \geq 0$, on déduit respectivement $g_2(0) \geq 1$ et $g_2(0) \geq g_2(\tau)$. Dans la limite où la cohérence est perdue à temps longs, on a $g_2(\infty) = 1$. Dans le cas du champ émis par une source classique, les émetteurs de l'ensemble contribuent avec des phases et délais différents dans un processus chaotique. On a alors $g_2(\tau) = 1 + |g_1(\tau)|^2$ avec $g_1(\tau) = \langle E^*(t) E(t + \tau) \rangle / \langle E^*(t) E(t) \rangle$ la fonction de corrélation du champ qui est la transformée de Fourier de densité spectrale de puissance normalisée d'après le théorème de Wiener-Khinchin [129, 130]. La fonction d'auto-corrélation d'intensité d'une source classique vérifie donc $g_2(0) = 2$ et décroît jusqu'à 1 en un temps caractéristique τ_c qui est le temps de cohérence de la source.

Pour des sources non classiques comme les lasers ou les sources de photons uniques, il est nécessaire de considérer la nature quantique de la lumière. La forme exacte en utilisant la quantification du champ électromagnétique s'écrit :

$$g_2(\tau) = \frac{\langle \hat{E}^{(-)}(t) \hat{E}^{(-)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t + \tau) \hat{E}^{(+)}(t) \rangle}{\langle \hat{E}^{(-)}(t) \hat{E}^{(+)}(t) \rangle^2} \quad (2.14)$$

où $\hat{E}^{(+)}(t)$ et $\hat{E}^{(-)}(t)$ sont les parties à fréquences positives et négatives de l'opérateur champ électrique en représentation de Heisenberg et sont respectivement les sommes des

opérateurs annihilation $\hat{a}_j(t)$ et création $\hat{a}_j^\dagger(t)$ sur la base des modes choisie pour la décomposition du champ (cf. section 3.1.1). Pour un champ classique, constitué d'un mélange statistique d'états cohérents, on obtient la forme donnée précédemment. Pour un champ laser, qui est un état cohérent¹, la fonction d'auto-corrélation d'intensité est constamment égale à 1 [131].

En termes de photons, un champ classique possède donc un effet de groupement de photons dont l'origine physique provient de la nature bosonique des photons. Lorsque deux photons émis indépendamment se recouvrent, l'interférence des champs et la symétrisation de l'état somme des deux photons induisent une interférence constructive [132]. Comme la durée du photon caractérise la cohérence temporelle τ_c de la source, le groupement n'apparaît que sur cette échelle de temps. L'effet de groupement pour les sources spectrales a été mis en évidence par la mesure de Hanbury Brown et Twiss [128] mais l'observation pour un corps noir n'a été réellement mise en évidence que récemment [133] à cause de la faible cohérence temporelle impossible à résoudre avec des détecteurs standards. Pour les lasers, l'émission stimulée étant le processus dominant, la première intuition serait d'attendre un fort groupement de photons. Cependant, la cavité du laser homogénéise le champ à une valeur stationnaire et les photons sortants sont issus d'un processus poissonien induit par la faible transmission du miroir. Le champ d'un faisceau laser idéal est donc décrit par un état cohérent. La fonction g_2 est alors mesurée à 1 quel que soit le délai [134]. Cette description est expérimentalement fautive pour les lasers qui présentent des bruits techniques en intensité qui produisent des statistiques super-poissoniennes.

L'effet de groupement observé pour les photons peut être aussi observé avec d'autres bosons. Par opposition, le principe d'exclusion de Pauli se retrouve dans un effet de dégroupement des particules fermioniques. En effet, l'anti-symétrisation de la fonction d'onde conduit alors à une interférence destructive pour la double détection des fermions. Ces effets ont été observés avec des nuages d'atomes froids, ainsi que l'annulation du groupement de bosons pour un condensat de Bose-Einstein dont la cohérence induit une statistique poissonienne analogue à celle d'un laser [135, 136].

Pour un atome unique, le flux de photons produit ne peut contenir deux photons coïncidents car l'atome doit être excité une nouvelle fois avant d'émettre à nouveau. On attend donc un effet de dégroupement avec une probabilité de photons exactement coïncidents nulle ($g_2(0) = 0$). De façon plus détaillée, il faut considérer le champ émis par le dipôle qui en physique classique lui est proportionnel :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}_{\text{det}}, t) \propto d(t_r) \quad \text{avec} \quad t = t_r + r_{\text{det}}/c \quad (2.15)$$

avec \mathbf{r}_{det} la position optique du détecteur par rapport à l'atome, et avec t et t_r les temps d'émission et de détection. En physique quantique, le dipôle s'écrit $\hat{d} = d_{\text{te}}\hat{\sigma}_+ + d_{\text{te}}^*\hat{\sigma}_-$ et le champ $\hat{\mathcal{E}} = \hat{E}^{(+)} + \hat{E}^{(-)}$, en représentation de Heisenberg on démontre que [137] :

$$\hat{E}^{(\pm)}(\mathbf{r}_{\text{det}}, t) \propto \hat{\sigma}_{\mp}(t_r) \quad (2.16)$$

avec $\hat{\sigma}_{\mp}(t_r)$ la représentation de Heisenberg de l'opérateur d'excitation atomique. Ainsi, la fonction de corrélation d'intensité s'écrit en insérant la relation précédente dans l'équation 2.14 :

$$g_2(\tau) = \frac{\langle \hat{\sigma}_+(t_r) \hat{\sigma}_+(t_r + \tau) \hat{\sigma}_-(t_r + \tau) \hat{\sigma}_-(t_r) \rangle}{\langle \hat{\sigma}_+(t_r) \hat{\sigma}_-(t_r) \rangle^2} \quad (2.17)$$

1. Un état cohérent $|\alpha_j\rangle$ d'un mode j : état propre de l'opérateur d'annihilation $\hat{a}_j|\alpha_j\rangle = \alpha_j|\alpha_j\rangle$

où l'on remarque que le numérateur fait apparaître le produit $\hat{\sigma}_-(t_r + \tau)\hat{\sigma}_-(t_r)$, qui pour un délai nul s'écrit $\hat{\sigma}_-(t_r)\hat{\sigma}_-(t_r) = [|f\rangle\langle e|f\rangle\langle e|](t_r) = 0$. La fonction g_2 s'annule donc en 0 comme prévu pour le champ émis par un émetteur unique.

Pour calculer la fonction g_2 à un délai non nul, il est possible de passer par les équations de Heisenberg-Langevin ou d'utiliser la matrice densité du système entier (atome et champ) [138]. Le résultat se retrouve plus simplement en adoptant le point de vue de la probabilité de détection de deux photons avec un délai τ positif et en symétrisant la fonction pour les délais négatifs. Cette probabilité pour un premier photon détecté à l'instant t est notée $G_2(t_r, \tau)$. Ce terme correspond à la détection d'un photon émis au temps t_r suivi de la détection d'un photon émis au temps $t_r + \tau$. La probabilité d'émettre un photon à l'instant t_r est donnée par $\Gamma p_e(t_r)$ avec p_e la population de l'état excité. La détection du photon projette l'atome dans son état fondamental f à l'instant d'émission t_r , événement noté $f@t_r$. La probabilité d'émettre un photon à l'instant $t_r + \tau$ s'écrit alors $\Gamma p_e(t_r + \tau|f@t_r)$, où la notation $|$ dénote la probabilité conditionnelle. On a donc :

$$G_2(t_r, \tau) = \eta^2 \Gamma^2 p_e(t_r) p_e(t_r + \tau|f@t_r) \quad (2.18)$$

avec η la probabilité de détection d'un photon qui comprend l'efficacité de collection, les pertes sur chemin optique jusqu'au détecteur et l'efficacité quantique de ce dernier².

Comme la mesure de la fonction de corrélation est indépendante du temps d'émission, la probabilité de détecter deux photons séparés par un délai τ est la moyenne sur le temps de mesure T : $G_2(\tau) = \int_{-T/2}^{+T/2} G_2(t_r, \tau) dt_r/T$.

Par ailleurs, le flux moyen de photons qui apparaît au dénominateur de g_2 est simplement donné par $\eta \Gamma \int_{-T/2}^{+T/2} p_e(t_r) dt_r/T$.

Ainsi, en prenant la limite où le temps de mesure est bien plus important que les temps caractéristiques de la dynamique du système, on peut écrire la fonction d'auto-corrélation comme :

$$g_2(\tau) = \frac{\int_{-T/2}^{+T/2} p_e(t_r) p_e(t_r + \tau|f@t_r) dt_r/T}{\left(\int_{-T/2}^{+T/2} p_e(t_r) dt_r/T\right)^2} \quad (2.19)$$

où le calcul des p_e est donné par l'évolution de la matrice densité.

Dans le cas où l'excitation est stationnaire, la probabilité d'être dans l'état excité ne dépend pas de du temps d'émission, soit $p_e(t_r) = p_{e, \text{st}}$. L'expression se simplifie alors à $g_2(\tau) = p_e(\tau|f@0)/p_{e, \text{st}}$. Le calcul pour l'évolution de la matrice densité depuis l'état fondamental donne la probabilité $p_e(\tau|f@0)$ et la limite à $t \rightarrow \infty$ donne la valeur stationnaire. Dans le cas où le laser est résonant avec l'atome, le calcul analytique permet de trouver :

$$g_2(\tau) = 1 - e^{-3\Gamma|\tau|/4} \left(\cosh(\kappa|\tau|) + \frac{3\Gamma}{4\kappa} \sinh(\kappa|\tau|) \right) \quad (2.20)$$

où l'on a défini $\kappa = \sqrt{(\Gamma/4)^2 - \Omega^2}$. La figure 2.1 présente les fonctions d'auto-corrélation en excitation continue pour diverses fréquences de Rabi par rapport à la largeur naturelle de la transition. Quand l'excitation est faible devant l'émission spontanée ($\Omega \ll \Gamma$), la fonction g_2 est simplement amortie vers 1 lorsque le délai augmente. Dans le régime opposé ($\Omega \gg \Gamma$), la dynamique cohérente du système permet d'observer des corrélations oscillantes à la fréquence de Rabi avant leur amortissement. En effet la probabilité d'obtenir l'émission d'un second photon est alors maximale après une demi-période de Rabi qui amène l'atome de l'état fondamental à l'état excité.

2. On suppose encore que l'efficacité est la même sur les deux voies de détection.

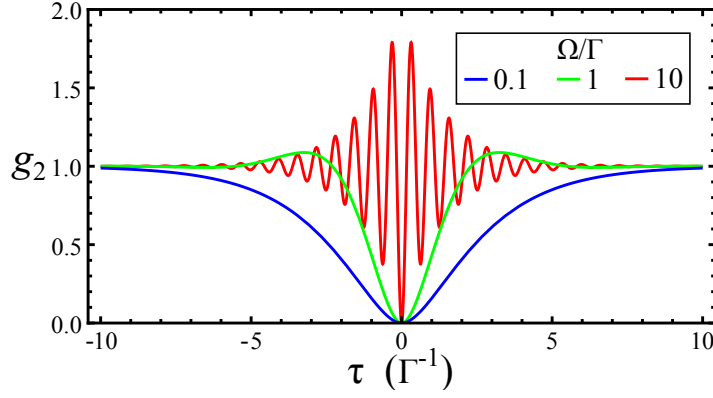


FIGURE 2.1 – Fonction d’auto-corrélation de l’intensité par un émetteur à deux niveaux sous excitation résonante continue de diverses pulsations de Rabi Ω .

Dans le cas de sources à la demande, où l’excitation est seulement présente entre $t = 0$ et $t = t_\pi$, la forme intégrale de g_2 doit être utilisée avec la convolution de toutes les solutions des équations de Bloch dont l’état initial est le fondamental aux divers temps t_r . En pratique cette convolution est limitée aux solutions donnant une probabilité d’état excité non nulle, soit les temps d’émissions t_r du premier photon où la pulsation de Rabi est non nulle. Ainsi, on a $g_2(\tau) \propto \int_0^{t_\pi} p_e(t_r) p_e(t_r + \tau | f @ t_r) dt_r$. Afin de réduire la probabilité d’émission de deux photons dans la même impulsion, qui est proportionnelle à l’intégrale de g_2 , la durée t_π de l’impulsion doit donc être prise la plus courte possible.

2.3 Génération de photons uniques avec la pince optique fibrée

La pince optique fibrée ayant la capacité d'obtenir un atome unique, nous allons démontrer sa capacité à délivrer des photons uniques. Dans un premier temps, l'analyse de l'auto-corrélation de la fluorescence collectée permet de démontrer que le système est une source continue de photons uniques confirmant l'unicité de l'atome dans le piège. Par la suite, l'inclusion d'un laser pulsé dans le dispositif a permis d'obtenir une source à la demande de photons uniques³.

2.3.1 Génération continue

La fluorescence de l'atome dans le piège en présence du PMO est une source continue de photons uniques. Les corrélations lorsqu'un atome est présent dans le piège sont mesurées par le dispositif de Hanbury Brown et Twiss. Le résultat est un nombre de coïncidences $C(\tau, \delta\tau, T)$ sur un intervalle de largeur $\delta\tau$ autour du délai τ pendant une durée d'acquisition totale T .

La modulation de la détection (active uniquement périodiquement pendant une durée τ_{det}) réduit la probabilité d'observer une coïncidence au sein de la même fenêtre de détection lorsque $|\tau|$ augmente. Dans la mesure où l'on se limite à $|\tau| < \tau_{\text{det}}$, la probabilité de coïncidence normalisée $p_c(|\tau|, \tau_{\text{det}})$ à τ , par rapport à la probabilité normalisée dans le cas d'une fenêtre de détection tendant vers l'infini $p_c(|\tau|, \tau_{\text{det}} \rightarrow \infty)$, est simplement donnée par la portion de l'intervalle de détection où le premier photon détecté à t_1 permet d'observer un photon à $t_1 + |\tau|$, soit $0 < t_1 < \tau_{\text{det}} - |\tau|$.

Ainsi, $\frac{p_c(|\tau|, \tau_{\text{det}})}{p_c(|\tau|, \tau_{\text{det}} \rightarrow \infty)} = 1 - |\tau|/\tau_{\text{det}}$.

Cet effet est alors compensé sur les résultats expérimentaux en divisant les données par cette fonction de probabilité de détection. Le résultat doit ensuite être normalisé afin de supprimer la dépendance de la durée d'observation et de l'intervalle de discrétisation. Lorsque le délai devient grand devant le temps caractéristique de la cohérence atomique, les photons ne sont pas corrélés et $g_2(|\tau| \gg \Gamma) = 1$, un facteur de normalisation est donc ajusté afin de retrouver cette caractéristique.

La fonction de corrélation $C_{\text{Norm}}(\tau)$ obtenue est alors la fonction de corrélation du signal complet qui comprend une part de signal S et une part de bruit B , assez importante ici à cause des diffusions résiduelles des faisceaux du PMO :

$$C_{\text{Norm}}(\tau) = \frac{\langle (S(t) + B(t))(S(t + \tau) + B(t + \tau)) \rangle}{\langle S(t) + B(t) \rangle^2} \quad (2.21)$$

Or la fonction que nous recherchons est l'auto-corrélation du signal :

$$g_2(\tau) = \frac{\langle S(t) S(t + \tau) \rangle}{\langle S(t) \rangle^2} \quad (2.22)$$

En faisant l'hypothèse que le bruit est poissonien, donc sujet à aucune corrélation, et en définissant la quantité :

$$A = \frac{\langle S(t) + B(t) \rangle^2}{\langle S(t) \rangle^2} = \frac{\langle S(t) \rangle^2 + 2\langle S(t) \rangle \langle B(t) \rangle + \langle B(t) \rangle^2}{\langle S(t) \rangle^2} \quad (2.23)$$

3. Les résultats expérimentaux présentés dans cette section ont été obtenus en collaboration avec Dominik Maxein, postdoctorant, et Romain Long, maître de conférence.

on démontre que [138] :

$$g_2(\tau) = AC_{\text{Norm}}(\tau) + 1 - A \quad (2.24)$$

Les composantes de A qui sont les valeurs moyennes du signal et du bruit se déduisent des histogrammes de fluorescence avec $\langle S(t) \rangle \simeq 8$ kHz et $\langle B(t) \rangle \simeq 2$ kHz. Les données normalisées et corrigées sont représentées sur la figure 2.2.

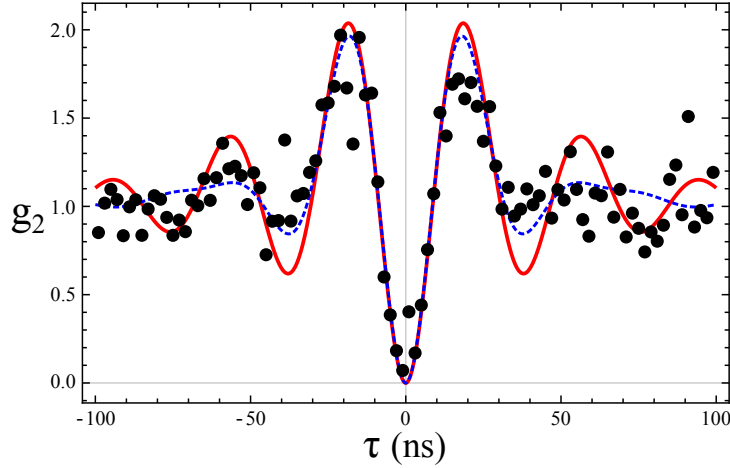


FIGURE 2.2 – Auto-corrélation normalisée et corrigée des photons de fluorescence (points). Les courbes utilisent l’expression analytique de la solution des équations de Bloch optiques à désaccord non nul $\delta = -2,5\Gamma$. La courbe rouge est un ajustement des données dont la pulsation de Rabi est $\Omega \simeq 3,6\Gamma$. La courbe en pointillés bleus correspond à la courbe attendue avec une pulsation de Rabi fluctuant uniformément sur $\pm 1,5\Gamma$ par rapport à la valeur ajustée : un effet de brouillage apparaît lorsque $|\tau|$ augmente à cause des fluctuations.

Les données montrent un dégroupement de photons caractéristique de l’émission d’un atome unique sous excitation continue. L’ajustement par la solution analytique [139]⁴ des équations de Bloch optiques pour un atome à deux niveaux est relativement correct à faible délai mais le signal est amorti vers l’unité dans un temps bien plus rapide que l’amortissement de la cohérence du dipôle due à l’émission spontanée. L’explication de ce phénomène réside dans un effet de brouillage dû aux fluctuations de la pulsation de Rabi qui est à l’origine des oscillations de la fonction d’auto-corrélation. Pour deux pulsations différentes, les oscillations ont des fréquences différentes, et se retrouvent en opposition de phase pour un délai donné et l’auto-corrélation se moyenne donc à 1 en ce point. Ce brouillage est illustré par la courbe en pointillés qui est la courbe moyenne attendue lorsque la fréquence d’oscillation fluctue uniformément dans un intervalle autour de la valeur ajustée. Deux effets font fluctuer la pulsation de Rabi : les interférences au sein du PMO modifient spatialement l’intensité et la polarisation perçue par l’atome sur des distances caractéristiques inférieures à la taille du piège, et la diffusion dans les différents états Zeeman modifie l’intensité de saturation des transitions.

4. L’expression de cette solution analytique étant assez imposante et trop obscure pour aider à la compréhension de la forme de la courbe, je n’ai pas jugé utile de la noter ici. Le lecteur intéressé peut se rapporter à la référence citée ou à la référence [138].

2.3.2 Excitation pulsée

Pour obtenir une source de photons uniques à la demande, l'atome doit être amené vers l'état excité au temps requis. Nous devons donc créer une série d'impulsions π pour la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ qui doivent donc respecter la relation $I = 2I_{\text{sat}} \left(\frac{\pi}{t_{\pi}\Gamma}\right)^2$. Cependant il y a plusieurs contraintes qui fixent la forme des impulsions et de la série. Tout d'abord, nous voulons éviter d'exciter le niveau $F' = 2$ qui est séparé de 267 MHz de $F' = 3$ donc, comme la durée de l'impulsion entraîne un élargissement en fréquence de l'ordre de $\Delta f \sim 1/(2\pi t_{\pi})$, nous devons prendre alors a priori prendre $t_{\pi} \gg 0,6$ ns. Une autre façon de résoudre le problème consiste à induire une transition σ^+ de façon à pomper rapidement l'atome vers le niveau $F = 2, m_F = 2$ et utiliser la transition cyclante vers le niveau $F' = 3, m'_F = 3$ qui est alors la seule possible. Pour cela, nous appliquons un champ magnétique de quantification de 4 Gauss sur l'axe du faisceau d'excitation de polarisation circulaire. Par ailleurs, pour éviter d'exciter deux fois l'atome avec la même impulsion, nous devons prendre une impulsion rapide devant le temps caractéristique de désexcitation de l'atome d'où $t_{\pi} \ll \Gamma^{-1} = 26$ ns. Enfin, il faut attendre entre deux excitations un temps $t \gg \Gamma^{-1}$ pour être sûr que l'atome a émis un photon et est retourné à l'état fondamental.

Afin d'obtenir des impulsions lumineuses de l'ordre de quelques nanosecondes, nous utilisons principalement un modulateur électro-optique (EOM) fibré en amplitude : un guide d'onde qui se sépare en deux bras pour former un interféromètre de Mach-Zender (voir la figure 2.3a). L'EOM est injecté avec un faisceau laser généré par une diode avec une cavité externe sur réseau qui est asservie sur la spectroscopie du rubidium. L'application d'un champ électrique dans le cristal du guide d'onde crée un déphasage proportionnel au champ électrique par effet Pockels. En utilisant un déphasage opposé entre les deux bras de l'interféromètre, la transmission dépend donc sinusoidalement de la tension appliquée aux bords du cristal. Le déphasage à tension constante dérive lentement, sur des temps supérieurs à la seconde, par des effets d'accumulation de charges sur le cristal du guide d'onde. La transmission de l'EOM est donc asservie à la transmission nulle, en dehors des périodes de génération d'impulsions. Le signal d'erreur de l'asservissement est obtenu par la détection hétérodyne de la faible modulation de la transmission produite par une faible modulation du voltage de l'EOM à une fréquence de 2 kHz.

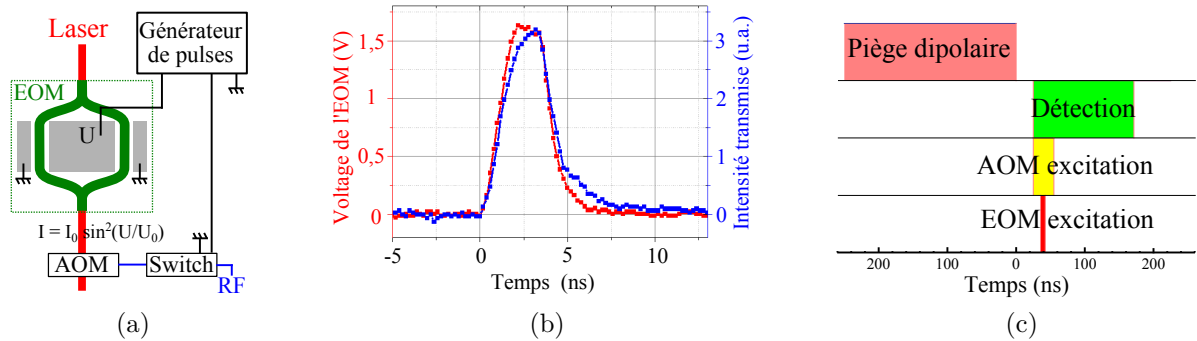


FIGURE 2.3 – Excitation pulsée. (a) : Dispositif expérimental. (b) : Impulsion lumineuse produite en réponse de l'impulsion électrique par l'EOM. (c) : Synchronisation des divers éléments pendant la génération de photons uniques sur une période de pulsation du piège.

L'impulsion d'excitation lumineuse est contrôlée par le générateur d'impulsions électriques dont le temps de montée/descente est de 2 ns. Le temps de montée/descente de l'EOM est théoriquement de 0,2 ns. Nous avons observé les impulsions produites par l'EOM en utilisant une photodiode rapide. La figure 2.3b présente des impulsions d'environ 4 ns. On remarque donc que ces impulsions ne sont pas carrées, limitées essentiellement par le générateur d'impulsions. L'EOM permet ainsi d'obtenir des impulsions lumineuses d'une puissance maximale de sortie de l'ordre de 6 mW avec un ratio d'extinction $P_{\max}/P_{\min} \simeq 800$.

Cependant cette extinction n'est pas suffisante car la fréquence de Rabi varie en \sqrt{I} donc son rapport d'extinction n'est que d'environ 28 et l'atome va être excité par le champ résiduel entre deux impulsions. Pour éviter ce problème nous avons rajouté après l'EOM, un AOM en simple passage qui est utilisé comme modulateur d'amplitude supplémentaire mais plus lent (20 ns de temps de montée ou descente). Pour assurer une extinction totale entre les séries d'impulsions, nous avons installé un obturateur mécanique ayant un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde. Une fibre optique amène le laser sur l'axe orthogonal à celui de la pince (cf. figure 1.7a) où il est focalisé à une largeur au col de l'ordre de 50 μm , bien supérieure à la longueur de Rayleigh du piège dipolaire pour obtenir une intensité homogène sur l'ensemble du piège. Entre les pertes dans l'AOM et dans le couplage à la fibre, la puissance maximale que l'on peut obtenir sur l'atome est de 3,5 mW, l'ajustement de la puissance est contrôlé par l'AOM.

La figure 2.3c représente la séquence des activations des divers éléments synchronisés pour la génération de photons uniques. La fréquence de pulsation du piège dipolaire a été prise à 2 MHz afin d'avoir une fenêtre temporelle de détection, $\tau_{\text{det}} \simeq 150$ ns, bien supérieure à $1/\Gamma \simeq 26$ ns, *i.e.* l'extension temporelle des photons uniques. Après chaque fin de période de piégeage ($t = 0$), la détection et l'AOM d'excitation sont activés à $t = 25$ ns. A $t = 45$ ns, nous appliquons l'impulsion sur l'EOM. La figure 2.4a montre l'évolution des temps d'arrivées des photons par rapport au début d'une impulsion de longue durée. Le taux d'émission des photons étant proportionnel à la population de l'état excité, on observe l'oscillation de Rabi amortie par la décohérence du dipôle. En limitant la durée de l'impulsion au temps du premier maximum⁵, on obtient une impulsion proche d'une impulsion π où la probabilité d'amener l'atome vers l'état excité à la fin du pulse est optimale. Comme l'illustre la figure 2.4b, le taux d'émission de photons décroît alors exponentiellement avec une constante de temps égale à la durée de vie de l'état excité.

5. En fait, l'optimisation prend en compte le temps de décroissance de l'intensité laser à fin de l'impulsion de commande.

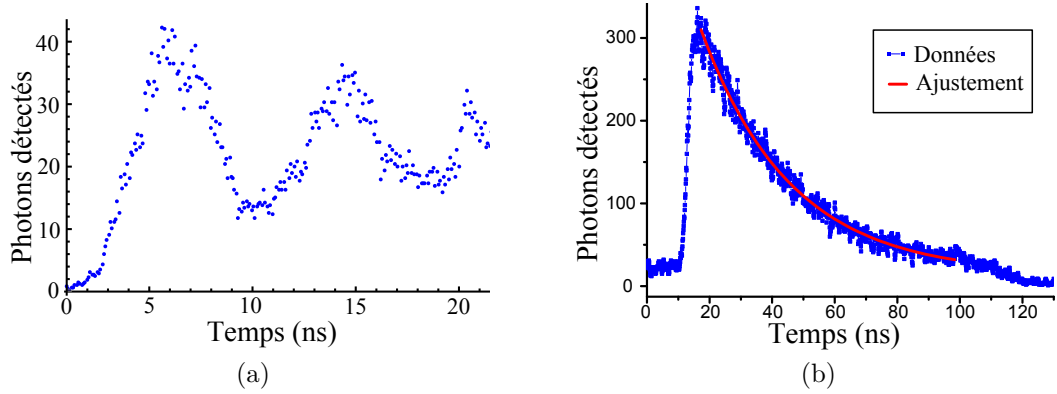


FIGURE 2.4 – Détection cumulée de photons sous excitation déclenchée. (a) : Excitation déclenchée et continue jusqu’à la fin la période présentée : l’oscillation de Rabi amortie de la population de l’état excité est détectée. (b) : Excitation par une impulsion π : l’atome est rapidement excité et émet un photon avec une probabilité exponentielle. L’ajustement exponentiel donne une durée de vie $\tau_T \simeq 28$ ns.

2.3.3 Source à la demande

Pour la source à la demande, nous utilisons une impulsion π avec une durée de 3, 5 ns. Le flux moyen de photons (et donc la détection de corrélations pour l’analyse) est amélioré lors de la mise en place d’une séquence expérimentale alternant la phase de génération de photons à la demande et la phase de refroidissement et chargement en présence du PMO. En effet, la pression de radiation du faisceau d’excitation chauffe l’atome. Après une série de 4000 impulsions d’excitation durant 2 ms, la probabilité d’avoir perdu l’atome reste cependant assez faible car le gain d’énergie est un quart de la profondeur du piège dipolaire. L’atome est alors refroidi et détecté dès le début de la phase de chargement et la génération de photons uniques est activée à nouveau. Lorsque l’atome unique est perdu la phase de chargement dure en moyenne 1 s avant le chargement d’un nouvel atome. En moyenne, on obtient un taux de photons uniques collecté dans la fibre d’environ 170 photons/s. Pendant la phase de génération de photons uniques, ce taux est d’environ 13500 photons/s.

Afin de caractériser la source de photons uniques obtenue, nous mesurons les corrélations de photons dont les résultats sont donnés sur la figure 2.5 sans suppression du bruit. L’essentiel des corrélations est observé autour des délais $\tau = n\tau_{\text{mod}}$ multiples du délai τ_{mod} entre deux impulsions d’excitation ($n \neq 0$), soit la corrélation entre deux photons émis par des impulsions d’excitation différentes. La probabilité d’obtenir une corrélation à $\tau \sim n\tau_{\text{mod}}$ entre deux photons émis par des impulsions séparées de $n\tau_{\text{mod}}$ est donnée par la multiplication des probabilités d’observer le premier photon sur le détecteur 1 et le second photon sur le détecteur 2, soit $\frac{\eta_c \eta_d}{2} p_1 \times \frac{\eta_c \eta_d}{2} p_1$ avec p_1 la probabilité que l’atome émette un photon par impulsion (devant laquelle on a négligé les probabilités d’avoir plusieurs photons par impulsion), et le facteur $1/2$ est dû à la séparatrice. Les corrélations autour du délai nul correspondent a priori aux observations de coïncidence entre deux photons émis avec la même impulsion d’excitation. En négligeant les impulsions à trois photons, la probabilité d’observer une coïncidence autour du délai nul est donnée par $\eta_c^2 \eta_d^2 \frac{p_2}{2}$ avec p_2 la probabilité que l’atome émette deux photons par impulsion et le facteur $1/2$ est dû au fait que sur les quatre possibilité de séparation des deux photons sur la séparatrice,

seules les deux où les photons empruntent des voies différentes mènent à une coïncidence. En notant a le nombre de coïncidences observées autour du délai nul et A le nombre de coïncidences observées autour d'un délai $\tau = nT$, on a alors $\frac{a}{A} = \frac{2p_2}{p_1^2}$. Ceci nous permet de déduire que, d'après les données expérimentales, la probabilité que l'atome émette deux photons par impulsion est $p_2 \simeq 4,5\%$. Cette estimation est une limite supérieure car elle inclut l'effet des corrélations dues au bruit.

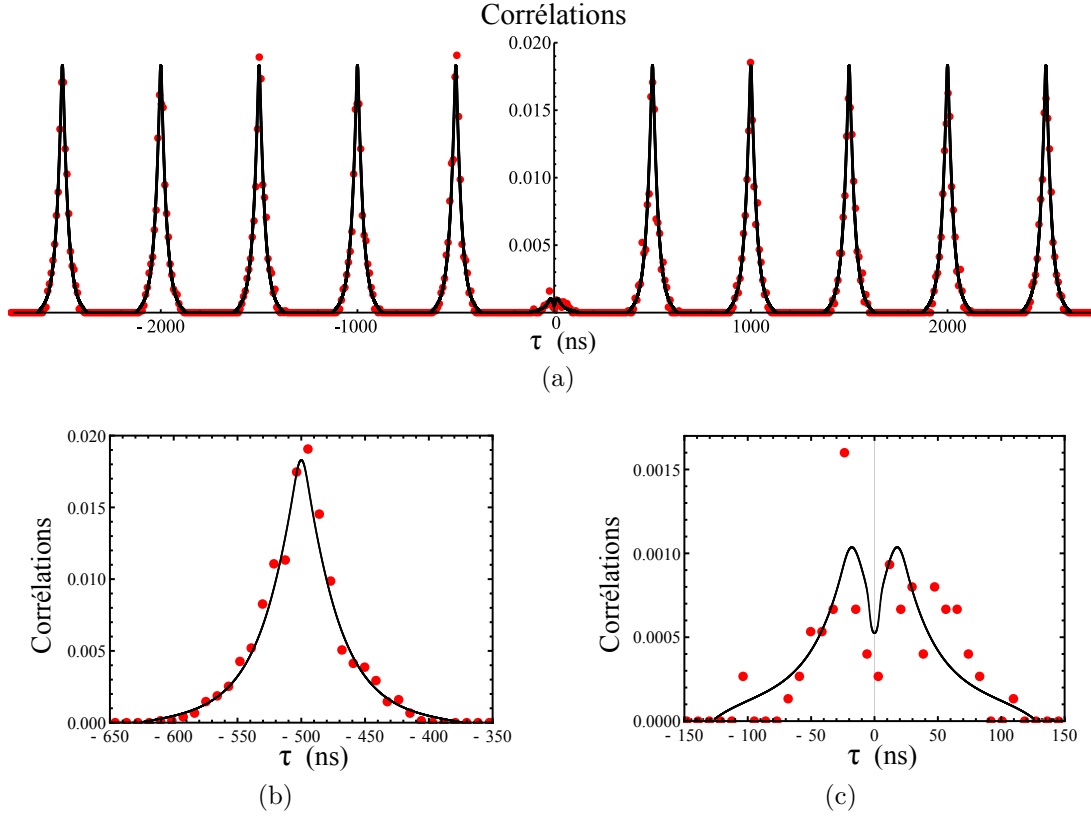


FIGURE 2.5 – Auto-corrélation temporelle (C en ns^{-1}) des photons de la source à la demande déclenchée toutes les 500 ns. Les points expérimentaux (en rouge) intègrent les corrélations sur un intervalle de 8 ns. La courbe noire est la simulation correspondante avec les équations de Bloch optiques incluant le bruit expérimental. Les données sont normalisée via la moyenne des intégrales des pics à délai non nul. (b) : Agrandissement sur un pic de corrélation entre deux photons successifs. (c) : Agrandissement sur le pic de corrélation autour du délai nul induit par le bruit et la probabilité d'obtenir deux photons par excitation.

Pour décrire plus précisément les corrélations observées, il faut prendre en compte l'effet du bruit et la forme réelle de l'impulsion d'excitation. La fonction de corrélation d'après l'équation 2.19 est proportionnelle à l'intégrale :

$$g_2(\tau) \propto \int_{-T/2}^{+T/2} p_e(t_r) p_e(t_r + \tau | f @ t_r) dt_r \quad (2.25)$$

Pour les délais autour d'un délai $\tau = n\tau_{\text{mod}}$ avec $n \neq 0$, comme $\tau_{\text{mod}} \gg 1/\Gamma$, le processus d'émission perd la mémoire du temps d'émission du premier photon car la probabilité que l'atome soit encore dans l'état excité après τ_{mod} est négligeable, d'où :

$$p_e(t_r + \tau | f @ t_r) \stackrel{\tau \gg 1/\Gamma}{=} p_e(t_r + \tau) \quad (2.26)$$

Par le même argument de perte de mémoire, la fonction p_e est la somme des émissions indépendantes et identiques induites par l'impulsion d'excitation tous les τ_{mod} , soit :

$$p_e(t_r) = \sum_m p_{e,0}(t_r - m\tau_{\text{mod}}) \quad (2.27)$$

avec $p_{e,0}$ la réponse de l'atome à l'excitation, avec l'origine du temps prise au début de la fenêtre de détection. Le terme dans l'intégrale est alors une somme double qui se réduit à une somme simple lorsque l'on se limite à l'étude autour d'un délai $\tau = n\tau_{\text{mod}}$ qui sélectionne les termes séparés par un tel délai. Avec un changement de variable sur t_r , on remarque que tous les termes sont identiques et le nombre de termes est proportionnel au temps total d'intégration T . On a alors, pour $n\tau_{\text{mod}} - \tau_{\text{det}} < \tau < n\tau_{\text{mod}} + \tau_{\text{det}}$ avec $n \neq 0$:

$$g_2(\tau) \propto C(\tau = \tau' + n\tau_{\text{mod}}) = \int_0^{\tau_{\text{det}}} \Gamma p_{e,0}(t_r) \Gamma p_{e,0}(t_r + \tau') [\vartheta(t_r + \tau') - \vartheta(t_r + \tau' - \tau_{\text{det}})] dt_r \quad (2.28)$$

où l'on a introduit la fonction de corrélation C définie à partir des taux d'émissions Γp_e . Les bornes d'intégration et le terme entre crochets (ϑ est la fonction de Heaviside) sont dues aux fenêtres de détections commençant à $t = 0$ et $t = n\tau_{\text{mod}}$ contenant les deux impulsions. L'expression est donnée via le délai relatif τ' qui élimine le délai entre les deux impulsions d'excitation et souligne ainsi l'égalité des corrélations entre deux impulsions différentes quel que soit leur délai. La fonction C est symétrique par rapport à $n\tau_{\text{mod}}$, *i.e.* paire en τ' ,⁶ car la probabilité d'émettre un photon au début d'une première impulsion et, dans une seconde impulsion, un photon créé relativement plus tard est évidemment égale à celle où les temps d'émissions, relatifs au début de l'impulsion, sont inversés.

Dans le cas où l'impulsion π est infiniment courte devant le taux d'émission spontanée, on a $p_{e,0}(t_r) = e^{-\Gamma t}$, d'où $C(\tau = \tau' + n\tau_{\text{mod}}) \simeq \frac{\Gamma}{2} e^{-\Gamma|\tau'|}$ où l'on voit l'intérêt de la définition de C qui donne une intégrale unité sur un pic de corrélation entre deux impulsions différentes si $\tau_{\text{det}} \gg \Gamma^{-1}$.⁷ Pour simuler efficacement notre expérience, nous résolvons numériquement les équations de Bloch optiques pour obtenir $p_{e,0}$ avec la forme de l'impulsion prenant en compte les temps de réponse de l'AOM et de l'EOM d'excitation, ainsi que le ratio d'extinction de ce dernier. La forme des impulsions est approximée par une combinaison d'exponentielles croissante et décroissante pour chaque modulateur.

Afin de prendre en compte le bruit dans nos mesures, il faut ajouter un taux de photons fictifs émis uniformément $b = B/(\eta_c \eta_d)$ avec B le taux de bruit détecté ($\simeq 120$ coups/s sur chacun des deux détecteurs). Les corrélations dues au bruit sont alors données par les corrélations du bruit avec lui-même et du bruit avec le signal qui constitue l'effet le plus important car le signal est bien plus important que le bruit. On a alors comme contribution à tous les pics de corrélations :

$$C_b(\tau = \tau' + n\tau_{\text{mod}}) = \int_0^{\tau_{\text{det}}} (2b\Gamma p_{e,0}(t_r) + b^2) [\vartheta(t_r + \tau') - \vartheta(t_r + \tau' - \tau_{\text{det}})] dt_r \quad (2.29)$$

En ajoutant C et C_b et en moyennant sur l'intervalle expérimental d'intégration des corrélations, on obtient un résultat qui ajuste bien les données normalisées à délai non nul, comme l'illustre la figure 2.5b.

6. Pour s'en assurer il suffit de faire la transformation $\tau' \rightarrow -\tau'$ puis de faire un changement de variable d'intégration et d'inverser les délimitations imposées par les fenêtres de détection sur les bornes d'intégration et les fonctions de Heaviside.

7. Ici, techniquement, il faut aussi que $\tau_{\text{det}} \gg |\tau'|$ pour l'expression de C ; cependant, la condition disparaît lors de l'intégration.

L'intégrale de C_b nous permet aussi de corriger la valeur expérimentale de la probabilité d'obtenir deux photons par impulsion à $p_2 \simeq 3\%$. Le calcul théorique de la contribution de l'émission de deux photons au pic à délai nul est par ailleurs donné par :

$$C_0(\tau) = \int_0^{\tau_{\text{det}}} \Gamma p_{e,0}(t_r) \Gamma p_{e,0}(t_r + \tau | f @ t_r) [\vartheta(t_r + \tau') - \vartheta(t_r + \tau' - \tau_{\text{det}})] dt_r \quad (2.30)$$

Les fonctions $p_{e,0}(t | f @ t_r)$ qui constituent la probabilité d'être dans l'état excité à t après un saut quantique vers l'état fondamental à t_r sont alors calculées numériquement pour $0 < t_r < \tau_{\text{det}}$ (via une discrétisation de l'ensemble). Le résultat, additionné de la contribution du bruit et moyenné sur l'intervalle d'intégration des points expérimentaux, est présenté sur la figure 2.5c. Comme les coïncidences sont bien moins nombreuses (83 photons pour l'ensemble du pic), les données sont beaucoup plus bruitées par la statistique poissonnienne de la détection dans un intervalle d'intégration. Le calcul nous permet par ailleurs de déterminer la contribution due à l'extinction imparfaite de l'EOM du taux d'émission de deux photons. Ce dernier serait ainsi réduit à 2% avec un EOM d'extinction idéale, ou expérimentalement en utilisant deux EOMs en série.

Conclusion

Nous avons ainsi démontré une source de photons uniques qui, malgré son faible flux, doit produire des photons avec une excellente indiscernabilité. En effet, le mode spatial des photons est très bien défini par le mode de la fibre. De plus, l'excitation et l'émission des photons se fait dans l'espace libre, ce qui évite l'élargissement spectral dû à la variation du déplacement lumineux avec l'oscillation de l'atome dans un piège dipolaire. Par ailleurs, cette source produit des photons résonants pour le ^{87}Rb , elle est donc une solution de choix pour certaines propositions d'expériences nécessitant des photons uniques. Par exemple, la référence [140] propose un schéma d'intrication probabiliste de deux atomes couplés à une cavité optique via la réflexion de photons uniques sur la cavité.

Piégeage d'une chaîne d'atomes uniques dans une cavité

Les résultats présentés précédemment montrent une voie vers la réalisation d'états intriqués de la matière via l'interaction entre atomes uniques portée par des photons uniques. La création et la caractérisation d'états intriqués est un élément central des recherches menées dans les diverses implémentations expérimentales du large domaine d'étude des dynamiques quantiques. Dans la suite de cette thèse, nous nous intéressons à ce domaine de création et détection d'intrication dans un système de particules multiples couplées et adressables individuellement, avec la construction d'une nouvelle expérience, où des atomes de Rubidium uniques et adressables sont couplés via le champ électromagnétique d'une cavité optique.

Les systèmes constitués de multiples particules détectables et adressables individuellement sont très intéressants du point de vue expérimental car ils permettent de créer et d'observer une intrication collective avec la résolution du qubit. Ces recherches sont en particulier motivées par l'implémentation de calculs quantiques et la réalisation de simulations quantiques. Il existe plusieurs types de systèmes pouvant réaliser de telles opérations :

- Les chaînes d'ions piégés ont été les premières réalisations de manipulations quantiques en utilisant les phonons comme voie d'interaction [49, 50]. Cependant, le nombre d'ions piégés dans une chaîne reste limité à l'ordre de la dizaine et le chauffage résiduel réduit les possibilités d'utiliser un grand nombre de particules.¹

- Les expériences de gaz quantiques dégénérés dans des réseaux bidimensionnels peuvent produire des systèmes d'atomes couplés et adressables en incluant des dispositifs d'imagerie à haute résolution [51]. Ce champ de recherche se développe de plus en plus mais les techniques pour coupler les atomes sont limitées aux interactions entre voisins via des champs laser complexes à réaliser.

- Enfin, l'électrodynamique quantique en cavité constitue un voie de choix pour la réalisation d'une interaction collective d'un ensemble de particules adressables.

En effet, l'utilisation d'une cavité optique confinant les photons dans un volume réduit permet de coupler efficacement un photon unique à un ensemble d'atomes et même à un atome unique. Un photon confiné dans le mode de la cavité interagit alors avec l'ensemble des atomes couplés au mode. L'indifférenciation de l'interaction pour les atomes permet

1. Une expérience récente utilisant un piégeage à deux dimensions a cependant produit un système de 300 ions simulant un hamiltonien d'interaction de Ising [141].

alors d'effectuer des opérations via le champ de la cavité sur la base des états collectifs de l'ensemble atomique. De plus, il convient de noter que l'interaction via le champ de cavité est à longue portée sur l'ensemble des atomes dans la cavité. L'électrodynamique quantique en cavité constitue ainsi un outil pour la réalisation d'états intriqués d'ensembles atomiques au sein d'une même cavité. Par exemple, des états comprimés du spin total de l'ensemble atomique, utiles pour repousser la limite du bruit de projection pour la métrologie, ont ainsi été produits dans une cavité optique [40]; et, les systèmes de qubits supraconducteurs couplés dans des cavités micro-ondes [34] permettent d'effectuer des portes logiques quantiques avec une très haute fidélité [142].

Un des puissants atouts de l'électrodynamique quantique en cavité est sa capacité à fournir aussi une détection de l'état quantique de l'ensemble d'atomes. Notre équipe a en particulier développé cette dimension en réalisant des tomographies de l'état quantique de l'ensemble atomique [41]. Cette détection collective est aussi très intéressante pour la création d'états dont la distribution de spin est non-gaussienne en utilisant la projection de la mesure quantique [41, 42]. Elle permet même de réaliser des états intriqués par l'effet Zénon quantique [44, 143].

Par ailleurs, la plupart des expériences d'électrodynamique quantique en cavité avec des ensembles atomiques ne permettent pas de différencier les atomes. Seules deux expériences² sont capables d'utiliser deux atomes ou deux ions discernables également et fortement couplés à une cavité optique [46, 47]. Les systèmes de particules discernables couplés par une cavité optique constituent donc un champ encore quasiment inexploré de recherche expérimentale.

Afin de combiner les techniques de création et de détection d'états quantiques en cavité précédemment développées dans notre groupe avec les capacités d'un système d'atomes uniques adressables, nous proposons une nouvelle expérience où une chaîne d'atomes uniques, obtenus via les pertes à deux corps dans un piège dipolaire comme dans l'expérience de pince optique fibrée, est couplée au champ électromagnétique d'une cavité optique. Pour obtenir un tel système, nous avons décidé de combiner une cavité Fabry-Pérot fibrée, qui offre des excellentes compacité et stabilité ainsi qu'un bon accès optique, avec une lentille de forte ouverture numérique pour imager et adresser individuellement les atomes uniques. Ces derniers seront optimalement couplés aux photons résonants confinés dans la cavité grâce à un réseau de sites de piégeage dipolaire aligné avec l'axe de la cavité.

Ce chapitre présente dans un premier temps les concepts théoriques du confinement d'une onde électromagnétique dans un résonateur optique et du couplage de celui-ci avec un atome, puis plusieurs atomes. Nous introduisons alors le principe de la tomographie d'états quantiques et nous discutons des possibilités offertes par des transitions Raman-cavité. Dans une seconde partie, nous abordons le principe de l'expérience, dont la construction sera discutée dans les chapitres suivants, qui vise à piéger une chaîne d'atomes uniques également et fortement couplés à une cavité optique. Le choix d'une cavité Fabry-Pérot fibrée pour obtenir un tel système est alors discuté ainsi que les possibilités offertes par l'inclusion d'un dispositif d'imagerie pouvant résoudre les sites de piégeage. La dernière partie de ce chapitre est dédiée aux considérations déterminant

2. Les expériences rapportées dans la référence [39] sont aussi capables de charger quelques atomes dans une cavité optique avec un couplage fort mais aucun résultat n'a été encore publié.

les choix des paramètres pour le résonateur qui influent sur le couplage et les modes de polarisation.

3.1 Champ électromagnétique et couplage à des atomes en cavité

Le principe fondamental d'une cavité est de forcer la lumière à suivre un circuit fermé par des réflexions multiples. La cavité est l'élément de base permettant la réalisation d'un maser [144] ou laser [3]. Il existe plusieurs techniques pour obtenir un résonateur. Le type le plus simple est la cavité Fabry-Pérot linéaire [145] qui place deux miroirs face à face et dont le principe est détaillé par la suite. Des structures plus complexes impliquant trois ou quatre miroirs sont par ailleurs assez fréquemment utilisées car elles permettent des cavités sans ondes stationnaires et dont les modes d'entrée et de sortie sont spatialement séparés. Des cavités peuvent aussi être obtenues par réflexion totale interne dans des micro-billes ou micro-tubes de solides dont les modes sont appelés modes de galerie et ont des volumes faibles [146]. Les cristaux photoniques, réseaux de diélectriques, permettent aussi de confiner le champ électromagnétique dans un volume très réduit [147]. Ces deux derniers types de cavités constituent un champ très actif de la recherche en particulier à cause de leur facteur de qualité très élevé, ayant comme application la réalisation de lasers à seuils très bas.

3.1.1 Confinement de photons dans un résonateur Fabry-Pérot

Le confinement de photons dans un résonateur Fabry-Pérot s'effectue grâce aux modes propres de celui-ci. Afin de décrire ces modes, nous introduisons tout d'abord la décomposition d'un rayonnement électromagnétique monochromatique en modes de Hermite-Gauss.

Modes de Hermite-Gauss :

L'équation de propagation d'une onde électromagnétique de pulsation ω dans un milieu diélectrique homogène isotrope s'écrit pour le champ électrique complexe :

$$\left(\nabla^2 + k^2\right) \mathbf{E} = 0 \quad \text{avec} \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (3.1)$$

où $k^2 = \epsilon_r \frac{\omega^2}{c^2}$ est le nombre d'onde complexe, ϵ_r est la permittivité diélectrique relative complexe du milieu, reliée à l'indice complexe par $n^2 = \epsilon_r$ et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Il existe différentes bases de solutions à cette équation. Les ondes planes progressives et l'expansion multipolaire en harmoniques sphériques en sont deux exemples. Cependant, ces modes ont une extension spatiale infinie impropre à la description simple de la propagation d'un faisceau laser. Une solution à extension spatiale finie dans le plan orthogonal à l'axe principal z de propagation peut être trouvée en supposant que le champ s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{E}(x, y, z) = E_0 u(x, y, z) e^{-ikz} \mathbf{e}_p \quad (3.2)$$

où u est une fonction quelconque adimensionnée représentant la variation du champ par rapport à une amplitude complexe de référence E_0 , le sens de propagation sur l'axe optique

est pris vers les z positifs et \mathbf{e}_p est le vecteur de polarisation (orthogonal à z). L'équation à laquelle obéit u devient alors :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (3.3)$$

dans l'approximation paraxiale qui considère que les variations de u avec z sont faibles devant les variations transverses et devant la longueur d'onde dans le milieu $\lambda = 2\pi/k$ afin de pouvoir négliger le terme $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ devant les deux premiers et le dernier respectivement dans l'équation précédente. La décomposition de u selon un produit de fonctions dont l'une contient la dépendance en x et l'autre celle en y permet de trouver un ensemble de solutions qui sont appelées modes transverses électromagnétiques (TEM) de Hermite-Gauss [4] :

$$\mathbf{E}_{m,n}(x, y, z) = E_0 u_m(x, z) u_n(y, z) e^{-ikz} \mathbf{e}_p \quad (3.4)$$

où les fonctions de variation transverse $u_j(l, z)$ avec $(j, l) = (m, x)$ ou (n, y) s'écrivent :

$$u_j(l, z) = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{2^j j! w_l(z)} \right)^{\frac{1}{2}} \mathcal{H}_j \left(\frac{\sqrt{2}l}{w_l(z)} \right) e^{-\frac{l^2}{w_l(z)^2}} e^{-i\frac{kl^2}{2R_l(z)}} e^{i\zeta_{j,l}(z)} \quad (3.5)$$

où $\mathcal{H}_j(X) = (-1)^j e^{X^2} \left(\frac{d^j}{dX^j} e^{-X^2} \right)$ est le $j^{\text{ième}}$ polynôme de Hermite. Les paramètres géométriques du mode, selon la direction transverse $l = x$ ou y , sont définis par rapport à la largeur $w_{0,l}$ et à la position $z_{0,l}$ du col du faisceau et évoluent selon la position sur l'axe :

- la largeur transverse du faisceau est donnée par :

$$w_l(z) = w_{0,l} \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_{0,l}}{z_{R,l}} \right)^2} \quad (3.6)$$

- le rayon de courbure (RDC) du front d'onde vaut :

$$R_l(z) = (z - z_{0,l}) \left(1 + \left(\frac{z_{R,l}}{z - z_{0,l}} \right)^2 \right) \quad (3.7)$$

- la phase de Gouy du mode vaut :

$$\zeta_{j,l}(z) = \left(j + \frac{1}{2} \right) \arctan \left(\frac{z - z_{0,l}}{z_{R,l}} \right) \quad (3.8)$$

où $z_{R,l} = \frac{\pi w_{0,l}^2}{\lambda}$ est la longueur de Rayleigh qui caractérise la distance sur laquelle les paramètres géométriques changent sensiblement. A $z \gg z_{R,l}$, le faisceau évolue de façon conique caractérisée par un angle de divergence θ_l donné par $\tan \theta_l = \frac{\lambda}{\pi w_{0,l}}$. Les largeurs transverses du faisceau aux cols et leur positions sur l'axe définissent donc un choix d'ensemble de modes TEM_{mn}.

Par ailleurs, les fonctions u_j vérifient la condition d'orthonormalité :

$$\forall z \int_{-\infty}^{+\infty} dl u_j(l, z) u_{j'}^*(l, z) = \delta_{jj'} \quad (3.9)$$

Elles définissent par conséquent une base dans laquelle un faisceau paraxial arbitraire peut être développé sous la forme :

$$\mathbf{E}_{m,n}(x, y, z) = \sum_n \sum_m E_{m,n} u_m(x, z) u_n(y, z) e^{-ikz} \mathbf{e}_p \quad (3.10)$$

où $E_{m,n}$ est l'amplitude complexe de référence du mode $\text{TEM}_{m,n}$. Les solutions pour un faisceau se propageant vers les z négatifs se déduisent en prenant $k \rightarrow -k$, ce qui a pour effet de changer le signe de la phase de Gouy car z_R est linéaire en k et la fonction arc tangente est impaire.

Le mode transverse fondamental $\text{TEM}_{0,0}$ est appelé faisceau gaussien. Lorsqu'un faisceau laser est issu d'une fibre optique monomode (comme dans l'expérience de pince optique ou dans les cavités fibrées considérées par la suite), il a été filtré spatialement par le seul mode capable de se propager dans la fibre. Le mode transverse sortant a un excellent recouvrement avec le mode gaussien, *i.e.* les modes d'ordres supérieurs sont négligeables, dans une décomposition sur une base à symétrie cylindrique où le col est pris sur la face de sortie de la fibre et sa largeur w_0 est choisie judicieusement par rapport aux paramètres de la fibre [30].

La validité de l'approximation paraxiale peut être vérifiée pour le mode gaussien en calculant le ratio du terme négligé dans l'équation de propagation par rapport aux autres termes, on aboutit alors à [148] :

$$\frac{\partial^2 u / \partial z^2}{2k \partial u / \partial z} \sim 2 \frac{\partial^2 u / \partial z^2}{\partial^2 u / \partial x^2} \sim 2 \frac{\partial^2 u / \partial z^2}{\partial^2 u / \partial y^2} \sim \frac{2}{k^2 w_0^2} = \frac{\lambda^2}{2\pi^2 w_0^2} = \frac{1}{2 \tan^2 \theta} \quad (3.11)$$

d'où l'on déduit que l'approximation paraxiale est valable tant que la largeur du faisceau au col est supérieure à la longueur d'onde, *i.e.* l'angle de divergence du faisceau est faible. Ce résultat souligne le lien avec l'approximation de Fresnel qui consiste à considérer les ondes sphériques approximées par des paraboles autour de l'axe optique pour le calcul de l'intégrale de Huygens [4].

Un des grands intérêts de cette description en mode gaussien réside dans la possibilité de calculer la propagation dans un système optique via la matrice ABCD du système [129]. En introduisant le paramètre complexe du faisceau $q = iz_R + z - z_0$, que l'on peut exprimer sous la forme $\frac{1}{q} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w(z)^2}$, on montre que celui-ci transformé par les matrices ABCD d'évolution des rayons de l'optique géométrique selon $q' = \frac{Aq+B}{Cq+D}$ où q et q' sont respectivement les paramètres complexes à l'entrée et à la sortie du système.

Modes propres transverses d'un résonateur Fabry-Pérot :

Considérons deux miroirs sphériques concaves se faisant face dont les axes optiques sont alignés, cf. figure 3.1. Les modes propres du champ électromagnétique sont ceux dont la forme et la phase sont maintenues après un aller-retour dans la cavité.

On suppose que l'approximation paraxiale est respectée car dans les résonateurs que nous utilisons la divergence du faisceau est faible. On considère un mode de Hermite-Gauss dont les fronts d'ondes à la position des miroirs épousent la forme de ces derniers, soit $R(z_1) = -R_1$ et $R(z_2) = R_2$ avec R_1 et R_2 les rayons de courbures des miroirs. Le mode est alors réfléchi avec exactement la même forme sur chaque miroir et constitue donc un mode propre de la cavité. Les deux conditions précédentes et la condition $L = z_2 - z_1$ permettent de déduire la longueur de Rayleigh en fonction de $g_1 \equiv 1 - L/R_1$ et $g_2 \equiv 1 - L/R_2$ comme [4] :

$$z_R^2 = \frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2} L^2 \quad (3.12)$$

Cette formulation montre que la longueur de Rayleigh des modes propres ne dépend que des propriétés géométriques du miroir et en particulier elle est indépendante de la longueur d'onde. On déduit directement de la formule la condition de stabilité du résonateur $0 <$

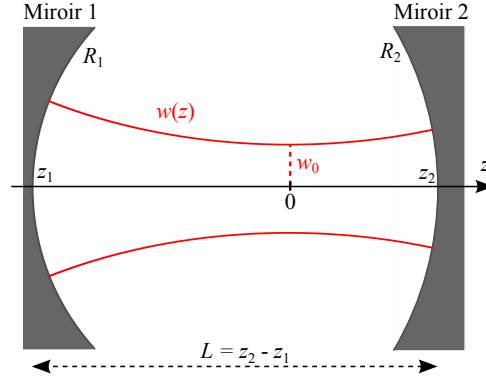


FIGURE 3.1 – Schéma de principe d'un résonateur Fabry-Pérot : deux miroirs de rayons de courbure R_1 et R_2 confinent des modes du champ électromagnétique dont l'enveloppe du mode transverse fondamental est représentée.

$g_1 g_2 < 1$ qui caractérise la capacité du système de miroirs à re-focaliser à l'infini la divergence naturelle des modes de Hermite-Gauss par les réflexions successives.

Le champ électrique est maximal à la position du col du mode. Ainsi, l'interaction avec un atome est optimisée à cette position. Comme nous le verrons par la suite, pour des raisons expérimentales il est important de placer les atomes à proximité du centre de la cavité. Nous considérons donc dans la suite les cavités symétriques (pour lesquelles $R_1 = R_2$) dont le col du mode se situe au centre de la cavité. Par ailleurs, nous ne nous limiterons pas au cas des modes à symétrie cylindrique, en supposant que les deux miroirs sont des paraboloides³ elliptiques dont les rayons de courbure selon les deux axes propres sont alignés avec les axes x et y des modes TEM et sont notés R_x et R_y . On obtient alors pour l'axe $l = x$ ou y :

$$z_{R,l} = \frac{1}{2} \sqrt{L(2R_l - L)} \quad (3.13)$$

$$\text{d'où } w_{0,l} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi}} (L(2R_l - L))^{\frac{1}{4}} \quad (3.14)$$

Modes propres longitudinaux d'un résonateur Fabry-Pérot :

Pour un mode TEM_{mn} donné, la condition de conservation de la phase pour un aller-retour dans la cavité définit les fréquences optiques de résonance $\nu_{q,m,n}$. En considérant la phase accumulée le long de l'axe optique⁴, la condition s'écrit :

$$2\pi q = 2\pi \frac{2L}{c} \nu_{q,m,n} - 2\phi_M - 4\left(m + \frac{1}{2}\right)\phi_G(L, R_x) - 4\left(n + \frac{1}{2}\right)\phi_G(L, R_y) \quad (3.15)$$

avec q un entier, ϕ_M est la phase lors de la réflexion sur un miroir⁵ et ϕ_G est la phase de Gouy du mode transverse fondamental d'une cavité symétrique à miroirs circulaires de rayon de courbure R_l :

$$\phi_G(L, R_l) = \arctan\left(\frac{L/2}{z_{R,l}(L, R_l)}\right) = \arctan\left(\sqrt{\frac{L}{2R_l - L}}\right) \quad (3.16)$$

3. Dans l'approximation paraxiale les miroirs sphériques et paraboliques sont équivalents.

4. Par définition du front d'onde, c'est la même condition pour n'importe quelle ligne du champ de Poynting.

5. Le coefficient de réflexion est $r = |r| e^{i\phi_M}$.

Dans le cas de miroirs parfaits, la phase à la réflexion est π et la fréquence du mode s'écrit donc :

$$\nu_{q,m,n} = \frac{c}{2L} \left(q + 1 + (2m + 1) \frac{\phi_G(L, R_x)}{\pi} + (2n + 1) \frac{\phi_G(L, R_y)}{\pi} \right) \quad (3.17)$$

Les modes longitudinaux sont donc séparés en fréquence par l'intervalle spectral libre $\nu_{\text{SL}} = \frac{c}{2L}$ et $q - 1$ est le nombre de demi arches du champ dans la cavité : pour $q - 1$ pair il y a un noeud du champ au centre de la cavité, pour $q - 1$ impair la symétrie impose au contraire un ventre. Les modes transverses sont a priori séparés en fréquence si l'on excepte les dégénérescences fortuites entre deux modes de composante longitudinale différente. Si les miroirs sont circulaires, les modes de $m + n$ égaux sont dégénérés. Deux cas particuliers permettent d'obtenir une forte dégénérescence des modes : dans la cavité confocale cylindrique où $R_x = R_y = L$, les modes sont dégénérés selon deux classes correspondant à la parité de $m + n$; et, dans la cavité concentrique où $R_x = R_y = L/2$ les modes sont entièrement dégénérés mais ce type de cavité est à la limite du domaine de stabilité.

Mode propre gaussien d'un résonateur Fabry-Pérot :

Le mode qui nous intéresse particulièrement par la suite est le mode transverse fondamental (mode gaussien) car il possède le plus faible volume et il offre le meilleur recouvrement avec un faisceau laser gaussien. En prenant en compte l'addition des deux ondes se propageant dans un sens et l'autre de l'axe optique qui forment une onde stationnaire, l'amplitude complexe du champ électrique du mode gaussien s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{q,0,0}(x, y, z) &= E_0 \mathbf{e}_p u_{\text{max}}^{(q,0,0)}(x, y, z) \\ &= E_0 \mathbf{e}_p \sqrt{\frac{w_{x,0} w_{y,0}}{w_x(z) w_y(z)}} e^{-\frac{x^2}{w_x(z)^2} - \frac{y^2}{w_y(z)^2}} \\ &\quad \times \cos \left[k \left(z - \frac{L}{2} \right) + \frac{kx^2}{2R_x(z)} + \frac{ky^2}{2R_y(z)} - \frac{1}{2} \left(\arctan \left(\frac{z}{z_{R,x}} \right) - \phi_G(L, R_x) \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \left(\arctan \left(\frac{z}{z_{R,y}} \right) - \phi_G(L, R_y) \right) + \frac{\phi_M}{2} \right] \end{aligned} \quad (3.18)$$

où \mathbf{e}_p est le vecteur de polarisation, l'origine de l'axe z est prise au col, *i.e.* au centre de la cavité, et $k = \frac{2\pi\nu_{q,0,0}}{c}$. E_0 est le champ sur l'axe au col, *i.e.* le champ maximal, et $u_{\text{max}}^{(q,0,0)}$ décrit la variation spatiale du champ par rapport au maximum.

Champ d'un photon :

La quantification du champ électromagnétique dans un milieu diélectrique linéaire homogène transparent non magnétique mène à l'écriture de l'opérateur champ électrique [149] :

$$\hat{\mathcal{E}}(\mathbf{r}) = \sum_j \hat{\mathcal{E}}^{(j)}(\mathbf{r}) = \sum_j \mathcal{E}_j \left(\mathbf{u}_0^{(j)}(\mathbf{r}) \hat{a}_j + \mathbf{u}_0^{(j)*}(\mathbf{r}) \hat{a}_j^\dagger \right) \quad (3.19)$$

où \mathcal{E}_j est l'amplitude du champ à un photon et $\mathbf{u}_0^{(j)}$ est la dépendance spatiale normalisée du mode⁶ qui inclut la polarisation et, \hat{a}_j et \hat{a}_j^\dagger sont respectivement les opérateurs

6. Les fonctions vérifient la condition d'orthonormalité : $\int \mathbf{u}_0^{(j)}(\mathbf{r}) \mathbf{u}_0^{(l)*}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = \delta_{jl}$.

annihilation et création d'un photon dans ce mode. L'opérateur se décompose selon ses composante à fréquences positives $\hat{\mathbf{E}}^{(+)}$ et négatives $\hat{\mathbf{E}}^{(-)}$:

$$\hat{\mathcal{E}} = \hat{\mathbf{E}}^{(+)} + \hat{\mathbf{E}}^{(-)} \quad \text{avec} \quad \hat{\mathbf{E}}^{(+)} = \sum_j \mathcal{E}_j \mathbf{u}_0^{(j)}(\mathbf{r}) \hat{a}_j \quad \text{et} \quad \hat{\mathbf{E}}^{(-)} = \hat{\mathbf{E}}^{(+)\dagger} \quad (3.20)$$

Le hamiltonien d'un mode du champ électromagnétique s'écrit :

$$\hat{H}_{\text{em},j} = \epsilon_0 \int \epsilon_r^{(j)}(\mathbf{r}) \hat{\mathcal{E}}^{(j)}(\mathbf{r})^2 d^3\mathbf{r} = \hbar\omega_j \left(\hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j + \frac{1}{2} \right) \quad (3.21)$$

En considérant l'énergie d'un photon $\langle 1 | \hat{H}_{\text{em},j} | 1 \rangle = \hbar\omega_j(1 + 1/2)$, on déduit l'amplitude du champ à un photon :

$$\mathcal{E}_j = \sqrt{\frac{\hbar\omega_j}{2\epsilon_0 \int \epsilon_r^{(j)}(\mathbf{r}) |\mathbf{u}_0^{(j)}(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r}}} \quad (3.22)$$

Le champ maximal du mode, qui traduit le couplage maximal que l'on peut obtenir, se déduit en prenant $\mathcal{E}_j^{\text{max}} = \mathcal{E}_j \times \max_{\mathbf{r}} (|\mathbf{u}_0^{(j)}(\mathbf{r})|)$, on aboutit alors à :

$$\mathcal{E}_j^{\text{max}} = \sqrt{\frac{\hbar\omega_j}{2\epsilon_0 V_j}} \quad \text{avec} \quad V_j = \int \epsilon_r^{(j)}(\mathbf{r}) \frac{|\mathbf{u}_0^{(j)}(\mathbf{r})|^2}{\max_{\mathbf{r}} (|\mathbf{u}_0^{(j)}(\mathbf{r})|^2)} d^3\mathbf{r} \quad (3.23)$$

où l'on a introduit le volume du mode V_j .

Dans la cavité, les seuls modes qui ont un champ important sont les modes de la cavité car ils sont confinés dans le volume de la cavité. Dans le cas d'un mode gaussien confiné entre deux miroir parfaits, le volume du mode peut être calculé à partir de l'équation 3.18 en négligeant la variation transverse de la phase⁷ comme :

$$V \simeq \frac{\pi}{4} w_0^2 L = \frac{\lambda}{8} \sqrt{(2R - L)} L^{\frac{3}{2}} \quad (3.24)$$

Pertes d'une cavité réelle :

En pratique, les miroirs de la cavité ne sont pas parfaits et le champ électrique décroît au cours du temps de façon exponentielle avec une constante de temps $1/\kappa$, et l'énergie décroît deux fois plus rapidement. Cette décroissance est due aux pertes totales en énergie du résonateur \mathcal{L}_{tot} par tour dans la cavité qui s'effectue en un temps $c/2L$. En optique classique, la qualité du résonateur est décrite par sa finesse \mathcal{F} qui est le rapport entre la pulsation caractéristique d'un aller-retour et le taux de décroissance en énergie du champ. On obtient donc :

$$\kappa = \frac{c}{2L} \frac{\mathcal{L}_{\text{tot}}}{2} = \nu_{\text{ISL}} \frac{\mathcal{L}_{\text{tot}}}{2} \quad \text{et} \quad \mathcal{F} = \frac{\pi\nu_{\text{ISL}}}{\kappa} = \frac{2\pi}{\mathcal{L}_{\text{tot}}} \quad (3.25)$$

L'intérêt de la considération de la finesse réside dans le fait qu'elle ne dépend normalement que des propriétés des miroirs et est indépendante de la longueur de la cavité. Ce n'est pas le cas du facteur de qualité $Q = \pi\nu/\kappa = \mathcal{F}\nu/\nu_{\text{ISL}}$, usuellement défini en mécanique

7. Cette approximation est du même ordre que l'approximation paraxiale qui est bien vérifiée pour nos cavités.

classique et utilisé pour les polaritons excitoniques dans les micro-cavités dont la longueur n'est pas ajustable. La finesse est proportionnelle au nombre moyen de tours dans la cavité pour un photon ou une impulsion lumineuse classique. Dans cette vision, l'interaction entre la lumière et la matière à l'intérieur de la cavité peut être vue comme une multiplication effective de la densité optique par le nombre de passages de l'impulsion lumineuse dans la matière. Pour une cavité dont les deux miroirs ont les mêmes propriétés, la finesse se ramène à $\mathcal{F} = \frac{\pi}{\mathcal{T} + \mathcal{L}}$ où les pertes totales par miroir sont séparées en deux contributions dont l'une est la transmission \mathcal{T} et l'autre contient les pertes \mathcal{L} de différentes natures qui seront discutées dans la section 4.1.1.

3.1.2 Couplage d'un atome à un mode de cavité

L'opérateur champ peut être décomposé comme $\hat{\mathcal{E}} = \hat{\mathcal{E}}_{\text{ext}} + \hat{\mathcal{E}}_{\text{cav}}$ avec le second terme qui contient uniquement les modes de la cavité. Le hamiltonien d'interaction entièrement quantifié est alors l'addition du hamiltonien de l'interaction avec la cavité et du hamiltonien de l'interaction avec les modes de l'espace libre :

$$\hat{H}_{\text{em}} = \hat{H}_{\text{ext}} + \hat{H}_{\text{cav}} \quad \text{avec} \quad \hat{H}_{\text{ext}} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_{\text{ext}}(\mathbf{r}_{\text{at}}) \quad \text{et} \quad \hat{H}_{\text{cav}} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathcal{E}}_{\text{cav}}(\mathbf{r}_{\text{at}}) \quad (3.26)$$

où \mathbf{r}_{at} est la position de l'atome et où l'on a considéré que la taille de l'atome est négligeable devant les longueurs caractéristiques du problème donc en particulier devant les longueurs d'onde des rayonnements avec lesquels il interagit.

Hamiltonien de Rabi :

Nous considérons d'abord uniquement l'effet d'interaction avec la cavité qui doit gouverner l'évolution si le confinement du champ est suffisant. L'interaction avec les modes de la cavité n'est importante que lorsque la fréquence d'un photon est proche de celle de la transition atomique. Nous nous limitons donc à considérer un mode de pulsation $\omega_c \simeq \omega_{\text{at}}$. Cette approximation est bien vérifiée pour les modes longitudinaux et transverses dont la fréquence est gouvernée par l'intervalle spectral libre $\nu_{\text{ISL}} \sim 1$ THz dans nos expériences, à comparer avec la largeur naturelle $\Gamma/2\pi \simeq 6$ MHz pour les transitions du Rubidium qui nous intéressent.

Le hamiltonien d'interaction avec un atome à deux niveaux s'écrit alors :

$$\hat{H}_{\text{int,R}} = -\left(\mathbf{d}_{fe}\hat{\sigma}_+ + \mathbf{d}_{fe}^*\hat{\sigma}_-\right) \cdot \mathcal{E}_c\left(\mathbf{u}_0^{(c)}(\mathbf{r}_{\text{at}})\hat{a} + \mathbf{u}_0^{(c)*}(\mathbf{r}_{\text{at}})\hat{a}^\dagger\right) \quad (3.27)$$

En ajoutant à ce hamiltonien les hamiltoniens des systèmes séparés, *i.e.* le hamiltonien de l'atome $\hat{H}_{\text{at}} = \hbar\omega_{\text{at}}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-$ et le hamiltonien du mode de la cavité $\hat{H}_c = \hbar\omega_c\hat{a}^\dagger\hat{a}$, on aboutit alors au hamiltonien total du système, parfois appelé hamiltonien de Rabi :

$$\hat{H}_R = \hbar\omega_{\text{at}}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_- + \hbar\omega_c\hat{a}^\dagger\hat{a} - \left(\mathbf{d}_{fe}\hat{\sigma}_+ + \mathbf{d}_{fe}^*\hat{\sigma}_-\right) \cdot \mathcal{E}_c\left(\mathbf{u}_0^{(c)}(\mathbf{r}_{\text{at}})\hat{a} + \mathbf{u}_0^{(c)*}(\mathbf{r}_{\text{at}})\hat{a}^\dagger\right) \quad (3.28)$$

Hamiltonien de Jaynes-Cummings :

L'approximation de l'onde tournante consiste à négliger les termes en $\hat{\sigma}_+\hat{a}^\dagger$ et $\hat{\sigma}_-\hat{a}$ qui ne sont pas résonants car ils correspondent à une double excitation et une double désexcitation du champ et de l'atome qui ne conservent pas l'énergie. On obtient alors le hamiltonien d'interaction de Jaynes-Cummings [149] :

$$\hat{H}_{\text{int,JC}} = \hbar g(\mathbf{r}_{\text{at}})\left(\hat{\sigma}_-\hat{a}^\dagger + \hat{\sigma}_+\hat{a}\right) \quad (3.29)$$

où l'on a introduit le couplage atome cavité :

$$g(\mathbf{r}_{\text{at}}) = -\frac{\mathbf{d}_{fe} \cdot \mathcal{E}_c \mathbf{u}_0^{(c)}(\mathbf{r}_{\text{at}})}{\hbar} = g_{\text{max}} u_{\text{max}}^{(q,0,0)}(\mathbf{r}_{\text{at}}) \quad (3.30)$$

avec la deuxième expression qui utilise la variation du mode gaussien de l'équation 3.18. Le couplage est la moitié de la pulsation de Rabi du champ d'un photon. Le couplage maximal $g_{\text{max}} = -\mathbf{d}_{fe} \cdot \mathbf{e}_p \mathcal{E}_c^{\text{max}} / \hbar$ peut être choisi réel positif au centre de la cavité avec une redéfinition pertinente de la phase globale de $E_{q,0,0}^{\text{max}}$. Il dépend du produit scalaire entre le dipôle et le vecteur de polarisation qui sélectionne les transitions possibles dans la base de quantification des états internes de l'atome. Le couplage maximal que l'on peut atteindre avec le bon choix de polarisation est donné par la valeur absolue d de l'élément dipolaire de la transition, en utilisant l'équation 3.23 :

$$g_{\text{max}} = \sqrt{\frac{d^2 \omega_j}{2\hbar \epsilon_0 V}} = \sqrt{\frac{3\lambda^2 c \gamma}{4\pi V}} \quad (3.31)$$

où $\gamma = \Gamma/2$ est la demi-largeur naturelle de la transition et la deuxième expression vaut pour un atome dont le niveau excité ne peut se désexciter que vers un seul état fondamental, ce qui est vérifié pour un atome idéal à deux niveaux ou une transition cyclante. Le couplage maximum pour d'autres transitions est relié à celui-ci par les coefficients de Clebsch-Gordan.

Le hamiltonien de Jaynes-Cummings s'écrit finalement comme :

$$\hat{H}_{\text{JC}} = \hbar \omega_{\text{at}} \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_- + \hbar \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar g(\mathbf{r}_{\text{at}}) (\hat{\sigma}_- \hat{a}^\dagger + \hat{\sigma}_+ \hat{a}) \quad (3.32)$$

où l'on a soustrait l'énergie du vide par un choix d'origine de l'énergie. Ce hamiltonien est l'élément de base de l'électrodynamique quantique en cavité car il décrit l'échange cohérent de l'énergie entre la matière et la lumière, via les processus d'absorption-excitation $\hat{\sigma}_+ \hat{a}$ et d'émission-désexcitation $\hat{\sigma}_- \hat{a}^\dagger$. Ce hamiltonien est valable pour l'ensemble des fréquences des modes du champ électromagnétique, il décrit en particulier les expériences avec des cavités optiques, comme notre système expérimental, ainsi que les expériences dans le domaine des micro-ondes. Ces dernières ont été les premières réalisations expérimentales capables d'observer les effets de l'interaction à l'échelle de particules uniques [31]. Le long temps de vie des photons dans les cavités micro-ondes permet aujourd'hui de manipuler l'état quantique du champ de la cavité avec quelques photons [150] grâce à une mesure non destructive via l'interaction avec des atomes traversant la cavité [151]. Le hamiltonien de Jaynes-Cummings décrit aussi les systèmes d'électrodynamique quantique en cavité dont le hamiltonien de la matière peut s'approximer par celui d'un atome à deux niveaux. Des réalisations expérimentales avec des systèmes très divers ont été produites, en particulier dans le domaine des émetteurs "solides" avec les qubits supraconducteurs pour le domaine micro-onde [34] et les boîtes quantiques pour le domaine optique [35].

Le hamiltonien de Jaynes-Cummings est diagonalisable (voir l'annexe B) et les énergies propres du système couplé atome-cavité sont représentées à résonance sur la figure 3.2a, et autour de la résonance dans le sous-espace à une excitation sur la figure 3.2b.

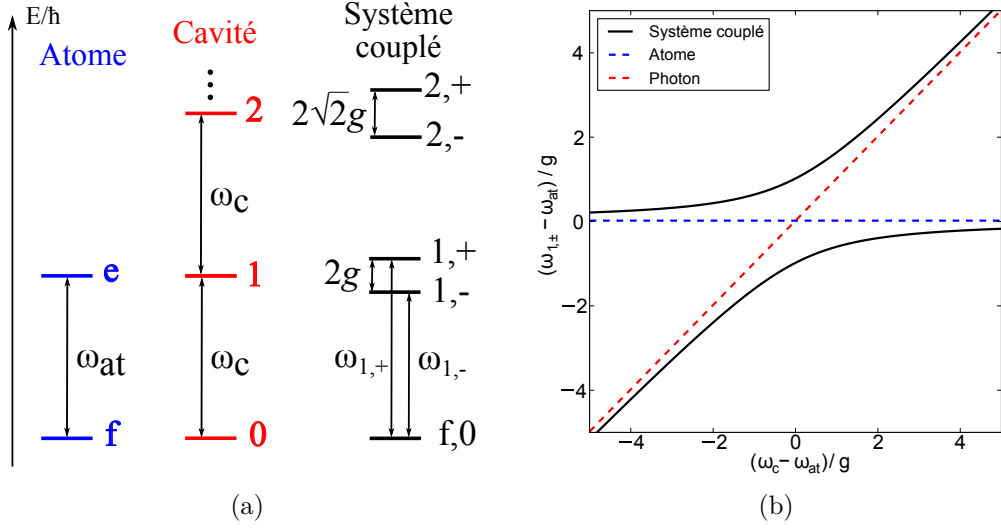


FIGURE 3.2 – Hamiltonien de Jayne-Cummings. (a) : États des sous-systèmes (atome et champ de la cavité) et du système couplé à résonance ($\omega_c = \omega_{at}$) . (b) : Fréquences propres du système couplé à une excitation en fonction du désaccord de la cavité par rapport à la résonance atomique. Les courbes pointillées représentent les énergies de l'atome et du photon pris indépendamment.

Généralisation au système ouvert :

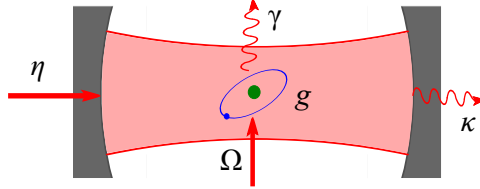


FIGURE 3.3 – Schéma de principe d'un atome couplé à une cavité avec la constante g . L'atome se couple aussi aux modes électromagnétiques de l'espace libre avec une constante de décroissance exponentielle γ . Le mode de la cavité décroît par la transmission des miroirs et les pertes avec une constante κ . L'injection d'un mode cohérent du champ dans la cavité est représentée par le paramètre η . Le couplage de l'atome à un champ extérieur est caractérisé par sa pulsation de Rabi Ω .

La description hamiltonienne de Jaynes-Cummings du système ne prend pas en compte le couplage de l'atome aux autres modes du champ que celui considéré pour la cavité \hat{H}_{ext} et les couplages des modes de la cavité aux modes de propagation depuis le miroir dus à sa transmission⁸. Ces processus sont à l'origine de la décohérence du système. La description générale du système ouvert passe donc par l'utilisation de sa matrice densité $\hat{\rho}$. Son évolution est donnée par l'équation pilote qui s'écrit sous la forme de Lindblad en supposant un couplage linéaire du système ouvert avec l'environnement dont le temps

8. Nous considérons ici une cavité idéale sans pertes autres que la transmission.

de corrélation est faible devant les constantes d'évolution du système (approximation markovienne) :

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_{\text{JC}}, \hat{\rho}] + \mathcal{D}_{\text{at}}(\hat{\rho}) + \mathcal{D}_{\text{cav}}(\hat{\rho}) \quad (3.33)$$

où les crochets $[\cdot, \cdot]$ dénotent le commutateur, \mathcal{D}_{at} et \mathcal{D}_{cav} sont les opérateurs caractérisant la décohérence de l'état interne de l'atome et du champ respectivement.

Le couplage de l'atome au modes extérieurs du champ s'écrit de façon analogue à un atome dans l'espace libre comme :

$$\mathcal{D}_{\text{at}}(\hat{\rho}) = \gamma' (2\hat{\sigma}_- \hat{\rho} \hat{\sigma}_+ - \hat{\rho} \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_- - \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_- \hat{\rho}) \quad (3.34)$$

où la constante γ' est a priori différente de celle de l'espace libre car la cavité modifie les modes du champ. Pour une cavité entièrement fermée, celui-ci est nul. Cependant pour nos expériences, la portion d'angle solide occupée par les miroirs est faible et l'on suppose que la modification de la constante de décroissance est négligeable, soit $\gamma' \simeq \gamma = \Gamma/2$.

Le couplage des modes du champ aux modes transmis par les miroirs s'écrit de façon analogue [152] :

$$\mathcal{D}_{\text{cav}}(\hat{\rho}) = \kappa (2\hat{a} \hat{\rho} \hat{a}^\dagger - \hat{\rho} \hat{a}^\dagger \hat{a} - \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{\rho}) \quad (3.35)$$

Le système aux temps longs devant $1/\kappa$ et $1/\gamma$ tend donc vers l'état vide de toute excitation où l'atome est dans son état fondamental et la cavité ne contient aucun photon. L'intérêt du système se révèle lors de l'interaction avec un faisceau laser suffisamment proche de la résonance. Il existe deux possibilités d'interaction. Le faisceau laser peut être utilisé pour pomper le mode de la cavité via un des miroirs ou pour interagir directement avec l'atome depuis l'espace libre. Cette dernière interaction est usuellement traitée dans le cadre de l'interaction semi-classique avec le hamiltonien d'interaction donné par l'équation 2.3 dont le paramètre est la fréquence de Rabi Ω . Le terme de pompage de la cavité peut être vu comme l'interaction avec une source classique de rayonnement dont l'expression se déduit d'un traitement "semi-quantique" de l'interaction où seul le mode du champ de cavité est quantifié [127] :

$$\hat{H}_{\text{p}} = -i\hbar\eta(\hat{a}e^{i\omega t} - \hat{a}^\dagger e^{-i\omega t}) \quad (3.36)$$

où η représente l'amplitude effective du champ injecté. Si la cavité est vide et le laser résonant, le nombre moyen de photons dans la cavité est alors η^2/κ^2 . La description "semi-quantique" est pertinente car le champ laser injecté est en général un état cohérent qui décrit les états classiques d'un oscillateur harmonique. La figure 3.3 schématise les différentes interactions du système avec l'extérieur. La résolution des énergies propres du système ouvert en faible excitation est donnée en annexe B.

Couplage faible ou couplage fort :

On distingue deux types de régimes pour l'évolution du système ouvert selon la dynamique de l'échange d'énergie entre l'atome et le champ, donnée par le couplage g , par rapport aux pertes du système, κ et γ . Lorsque le couplage est plus faible que les pertes, l'excitation quitte le système avant de pouvoir être échangée de façon cohérente entre les deux sous-systèmes. Au contraire, lorsque le couplage est suffisamment important, l'échange cohérent domine la dynamique. La limite entre ces deux régimes de couplage faible et de couplage fort n'est pas précisément déterminée car elle est continue. Une façon de définir la transition entre les deux domaines est de prendre $g_{\text{lim}} = (\kappa + \gamma)/2$ car dans le régime de couplage fort c'est la constante caractéristique des pertes (cf. figure B.2b).

Le couplage faible est intéressant dans la mesure où il induit une modification de l'émission de l'atome. En effet, dans la limite de "mauvaise cavité" où $\kappa \gg \gamma, g$, le taux d'émission spontané de l'atome habillé par le champ de la cavité peut se déduire (cf. équation B.8) comme $2\gamma_- = 2\gamma(1 + \frac{g^2}{\kappa\gamma})$. Cet effet est désigné sous le nom d'effet Purcell [153, 31, 154] et l'on caractérise la probabilité d'émettre un photon via les fuites de la cavité par le ratio de la puissance optique diffusée via la cavité P_{cav} à la puissance optique totale diffusée $P_{\text{diff}} = P_{\text{cav}} + P_{\text{spont}}$:

$$\frac{P_{\text{cav}}}{P_{\text{diff}}} = \frac{2\gamma_- - 2\gamma}{2\gamma_-} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2C}} \quad \text{avec} \quad C = \frac{g^2}{2\kappa\gamma} \quad (3.37)$$

où l'on introduit la coopérativité C du système qui a été définie originellement dans le contexte de l'étude de la bistabilité du système [155]. Lorsque C est important, la collection de photons via la cavité est importante. L'effet Purcell est ainsi un moyen d'améliorer la collection de photons uniques.

Dans le régime de couplage fort $g \gg \kappa, \gamma$, la dynamique du système est alors dominée par le hamiltonien de Jaynes-Cummings et l'observation du dédoublement de Rabi du vide se perçoit sur le spectre de la cavité. Les premières observations dans le domaine optique avec un atome ont été obtenues en 1991 [32]. Depuis, diverses expériences utilisent la cohérence de l'interaction entre photon et émetteur comme brique élémentaire de manipulation et détection d'états quantiques. Certaines s'orientent vers l'intrication distante de bits quantiques uniques dans des cavités différentes car le transfert cohérent d'information de l'émetteur au photon permet de propager l'information et donc l'intrication [27, 39]. Nous nous intéressons plutôt à la manipulation d'ensembles mésoscopiques d'atomes via le champ de la cavité pour créer et analyser des états intriqués de l'ordre de la centaine de particules [41]. Ces états sont dans un régime intermédiaire entre le qubit et les systèmes à grand nombre de particules, ce qui permet de combiner les techniques de détection individuelle de qubits avec la richesse de l'espace de Hilbert d'un système de particules multiples.

3.1.3 Couplage de N atomes à un mode de cavité

La situation est plus intéressante lorsque l'on considère un ensemble de N atomes car le couplage au champ de la cavité permet d'obtenir des états intriqués de l'ensemble atomique. L'état de l'ensemble peut être naturellement décrit par le produit tensoriel de la base des états internes. Cependant, la définition de nouvelles bases de description peut être plus adaptée au problème en fonction des états propres du hamiltonien.

États de Dicke :

Considérons un ensemble de N atomes à deux niveaux $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Nous définissons $\hat{\mathbf{J}}^{(p)}$, l'opérateur de spin-1/2 qui décrit l'état de l'atome p avec $\hbar\omega_{\text{at}}\hat{J}_z^{(p)} = \hbar\omega_{\text{at}}(\hat{\sigma}_+^{(p)}\hat{\sigma}_-^{(p)} - 1/2)$ qui donne l'énergie interne de l'atome (redéfinie avec un décalage de $-\hbar\omega_{\text{at}}/2$). Nous pouvons alors définir le pseudo-spin total du système comme la somme des spin-1/2, soit $\hat{\mathbf{J}} = \sum_{p=1}^N \hat{\mathbf{J}}^{(p)}$. Une base des états du système est constituée par les états propres $\{|J, J_z\rangle\}$ des opérateurs :

$$\hat{J}^2 = \hat{J}_x^2 + \hat{J}_y^2 + \hat{J}_z^2 \quad \text{et} \quad \hat{J}_z = \sum_{p=1}^N \hat{J}_z^{(p)} \quad (3.38)$$

Par la dérivation standard de l'addition de moments cinétiques, J est demi-entier pris entre 0 et $N/2$ et J_z est entier et pris entre $-J$ et J .

Un sous espace particulier du système est le sous-espace symétrique \mathcal{H}_S qui est engendré par les états symétriques sous l'échange des états de deux atomes. Lors d'une transformation qui agit de la même façon sur tous les atomes de l'ensemble, le système évolue dans \mathcal{H}_S s'il a été préparé dans un état symétrique, typiquement l'état où tous les atomes sont dans l'état $|0\rangle$ via pompage optique. Les états de \mathcal{H}_S ont un spin total maximal $J = N/2$ et une base de cet espace est constituée par les états de Dicke [156] :

$$|n_N\rangle = |J = \frac{N}{2}, J_z = -\frac{N}{2} + n\rangle \quad \text{avec} \quad n \in 0, 1, 2, \dots, N \quad (3.39)$$

où n est le nombre d'excitations dans le système. Par exemple, l'état à une excitation, aussi appelé état W [157], partage symétriquement une excitation délocalisée sur l'ensemble d'atomes :

$$|W\rangle = |1_N\rangle = |J = \frac{N}{2}, J_z = -\frac{N}{2} + 1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{p=1}^N |0\rangle^{(1)} \otimes |0\rangle^{(2)} \otimes \dots \otimes |1\rangle^{(p)} \otimes \dots \otimes |0\rangle^{(N)} \quad (3.40)$$

Les états de Dicke $|n_N\rangle$ sont les équivalents atomiques des états de Fock $|n\rangle$ pour le champ optique. Dans la limite où $N \rightarrow \infty$, la transformation de Holstein-Primakoff permet de passer des états de Dicke aux états de Fock [158, 159]. Comme la norme du pseudo-spin est $N/2$ pour les états symétriques, un état symétrique peut être représenté sur la sphère de Bloch.

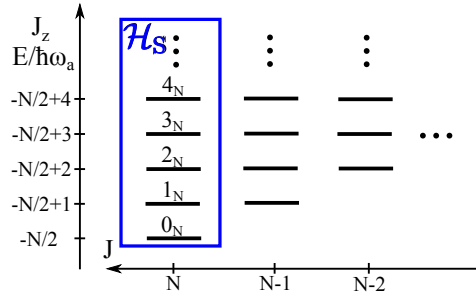


FIGURE 3.4 – États d'un ensemble de N atomes dans la base $\{|J, J_z\rangle\}$. Les états de Dicke $|n_N\rangle$ définissent une base du sous-espace symétrique \mathcal{H}_S .

Hamiltonien de Tavis-Cummings :

Lorsque N atomes sont couplés à un mode de cavité avec le même couplage g , le hamiltonien de Jaynes-Cummings se généralise au hamiltonien de Tavis-Cummings [160] :

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{TC}} &= \hbar\omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar\omega_{\text{at}} \sum_p^N \hat{\sigma}_+^{(p)} \hat{\sigma}_-^{(p)} + \hbar g \sum_p^N \left(\hat{\sigma}_-^{(p)} \hat{a}^\dagger + \hat{\sigma}_+^{(p)} \hat{a} \right) \\ &= \hbar\omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar\omega_{\text{at}} \left(\hat{J}_z + \frac{N}{2} \right) + \hbar g \left(\hat{J}_- \hat{a}^\dagger + \hat{J}_+ \hat{a} \right) \end{aligned} \quad (3.41)$$

où l'on a introduit les opérateurs $\hat{J}_\pm = \sum_p^N \hat{\sigma}_\pm^{(p)}$ qui ajoute (+) ou supprime (-) une excitation dans l'ensemble d'atomes. Le hamiltonien commute avec \hat{J} donc l'évolution

d'un ensemble initialement symétrique par échange de particule se fait dans le sous-espace \mathcal{H}_S .

Lorsque le nombre d'excitations dans le système est inférieur ou égal à 1, le système se comporte comme si l'ensemble était un "super-atome" qui se couple au champ avec un facteur \sqrt{N} par rapport à un atome normal (cf. annexe B).

La description plus générale du système ouvert s'effectue grâce à l'extension de l'équation pilote au hamiltonien de Tavis-Cummings :

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_{\text{TC}}, \hat{\rho}] + \mathcal{D}_{\text{cav}}(\hat{\rho}) + \sum_p^N \mathcal{D}_{\text{at}}^{(p)}(\hat{\rho}) \quad (3.42)$$

en ajoutant les éventuels termes de pompage des atomes ou de la cavité au hamiltonien.

3.1.4 Tomographie d'états quantiques

La réalisation d'états quantiques intéressants pour l'étude de l'intrication ou la métrologie nécessite l'utilisation d'états internes stables aux échelles de temps de l'expérience. Typiquement, les états excités optiques sont de mauvais candidats au vu de leur durée de vie. Il est possible cependant d'utiliser des états métastables qui ont une durée de vie suffisamment longue mais la contrepartie est alors d'adresser la transition avec le fondamental. En effet, la largeur de résonance devient très faible et nécessite le développement de lasers ultra-stables ou l'utilisation d'une combinaison de lasers en utilisant des transitions vers des niveaux intermédiaires. L'utilisation de deux niveaux de la structure hyperfine du fondamental permet d'obtenir un système stable et qui peut être manipulé par des champs micro-ondes dont la modulation de la phase et de l'amplitude est aisément obtenue techniquement. On notera donc par la suite les deux états hyperfins choisis $|0\rangle$ et $|1\rangle$ qui forment la base du système de N qu-bits dans lequel les états de l'ensemble seront manipulés. Nous associons le pseudo-spin \hat{J} et les états de Dicke $|n_N\rangle$ à cet ensemble pour décrire leur état.

Mesure non destructive de la population de $|0_N\rangle$:

Le principe de la détection de l'état quantique de l'ensemble repose sur la mesure de la transmission de la cavité lorsqu'elle est injectée par un laser. La cavité est accordée sur la transition $|1\rangle \rightarrow |e\rangle$ où $|e\rangle$ est l'état excité optique. L'effet de la transition $|0\rangle \rightarrow |e\rangle$ est négligeable car le désaccord hyperfin $\nu_{\text{HF}} \simeq 6,834$ GHz est bien plus important que la largeur spectrale du résonateur $\kappa \sim 2\pi \times 10$ MHz⁹. Si tous les atomes sont dans l'état $|0\rangle$, l'ensemble est donc dans l'état de Dicke $|0_N\rangle$, le mode de cavité n'est couplé à aucun atome et la transmission du laser est la lorentzienne classique de largeur κ d'un résonateur vide (discutée en détail en section 3.3.2).

Considérons le cas où un seul atome est dans l'état $|1\rangle = |f\rangle$ résonant avec le champ de la cavité. La résolution du système se fait dans le référentiel tournant du laser à la fréquence ω où le hamiltonien s'écrit :

$$\hat{H}_{\text{JC,p}} = -\hbar\Delta_{\text{at}}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_- - \hbar\Delta_{\text{c}}\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar g(\hat{\sigma}_-\hat{a}^\dagger + \hat{\sigma}_+\hat{a}) - i\hbar\eta(\hat{a} - \hat{a}^\dagger) \quad (3.43)$$

avec $\Delta_{\text{at}} = \omega - \omega_{\text{at}}$ et $\Delta_{\text{c}} = \omega - \omega_{\text{c}}$ les désaccords de l'atome et de la cavité par rapport à la pompe. La résolution peut se faire par les équations d'évolution dans l'approximation

9. En fait, le couplage est dans le régime dispersif ($|\Delta_{\text{ac}}| \gg g$) et induit une légère variation de la fréquence de la cavité $\delta_{\text{c}} = -\frac{N_0 g^2}{2\pi\nu_{\text{HF}}}$ où N_0 est le nombre d'atomes dans l'état $|0\rangle$.

de faible excitation et mène à l'établissement des valeurs de la population de l'état excité et du nombre de photons dans la cavité dans l'état stationnaire [161] :

$$p_e = \langle \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_- \rangle = \frac{\eta^2 g^2}{|g^2 - (\Delta_{\text{at}} + i\gamma)(\Delta_c + i\kappa)|^2} \quad (3.44)$$

$$n_c = \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = \frac{\eta^2 |\Delta_{\text{at}} + i\gamma|^2}{|g^2 - (\Delta_{\text{at}} + i\gamma)(\Delta_c + i\kappa)|^2} \quad (3.45)$$

Le résultat se trouve aussi en résolvant l'équation pilote dans le sous-espace d'une excitation au maximum $\{|f, 0_c\rangle, |e, 0_c\rangle, |f, 1_c\rangle\}$ et en prenant l'ordre dominant en η .

La transmission de la cavité est alors donnée par les fuites du mode via le miroir opposé au miroir d'injection¹⁰, soit $T = \kappa n_c$. Lorsque le système est à résonance et le laser aussi $\Delta_c = \Delta_{\text{at}} = 0$, la transmission avec un atome par rapport à la cavité vide (obtenu pour $g = 0$) s'écrit :

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{1}{(1 + 2C)^2} \quad (3.46)$$

La transmission à un atome est fortement réduite lorsque la coopérativité est importante. La mesure de la transmission permet donc de mesurer l'état du système dans la base $\{|0\rangle, |1\rangle\}$. Si la transmission est haute, l'atome est dans l'état $|0\rangle$. Si le laser est réfléchi sur la cavité et aucun photon n'est détecté en sortie, l'atome est dans l'état $|1\rangle$, voir la figure 3.5.

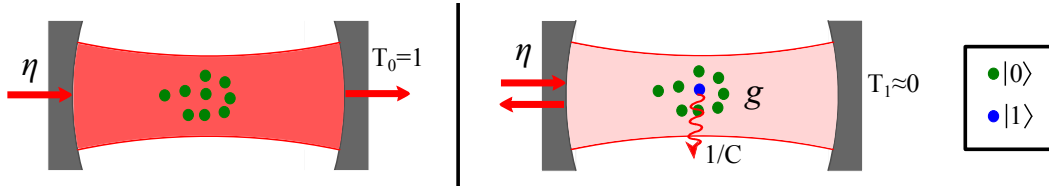


FIGURE 3.5 – Principe de la mesure sans échange d'énergie : la cavité ne transmet que lorsque tous les atomes sont dans l'état $|0\rangle$.

Si l'état comprend N_1 atomes dans l'état $|1\rangle$, la transmission est alors réduite par la même loi en remplaçant C par la coopérativité collective du "super-atome" donnée par :

$$C_{N_1} = \frac{N_1 g^2}{2\kappa\gamma} = N_1 C \quad (3.47)$$

La transmission est donc encore plus faible que dans le cas d'un seul atome couplé. La mesure de N atomes projette le système sur deux sous-espaces dont l'un est simplement engendré par l'état de Dicke fondamental $\{|0_N\rangle\}$ et l'autre par les états de Dicke restants $\{|1_N\rangle, \dots, |N_N\rangle\}$, car on ne peut les différencier les états de ce deuxième sous-espace par cette mesure.

L'intérêt principal de cette mesure réside dans le fait qu'elle se fait sans échange d'énergie entre le laser et l'ensemble d'atomes, c'est-à-dire sans émission spontanée [43]. En effet, lorsque le système est dans $|0_N\rangle$, le nombre de photons dans la cavité est important mais

10. Si les pertes par transmission constituent l'unique voie de décroissance du champ.

aucun atome n'est résonant à leur fréquence. Lorsque N_1 atomes sont couplés à la cavité, le taux d'émission spontanée par atome et par photon incident¹¹ sur la cavité est $\Gamma_{\text{ph,eff}} = 1/(N_1 C)$. Nous utilisons ici un taux adimensionné relatif au taux de photons incidents car expérimentalement la détection s'effectue par un certain nombre de photons détectés supérieur au bruit pour une cavité vide, soit un certain nombre de photons incidents en prenant en compte l'efficacité de détection. L'émission spontanée de photons est usuellement un problème pour les mesures d'états symétriques. En effet, elle permet à de l'information de fuir de façon incontrôlée du système et détruit la symétrie de l'état mesuré car le photon émis emporte l'information de l'atome de l'ensemble qui l'a émis. Pour des atomes réels, elle peut entraîner en plus des fuites vers des niveaux autres que ceux choisis comme états de base du qu-bit. Dans un sens, la mesure réalisée par la cavité peut ainsi être qualifiée de non destructive car elle projette un état symétrique dans le sous-espace symétrique, conservant ainsi le pseudo-spin total J .

Tomographie d'états symétriques :

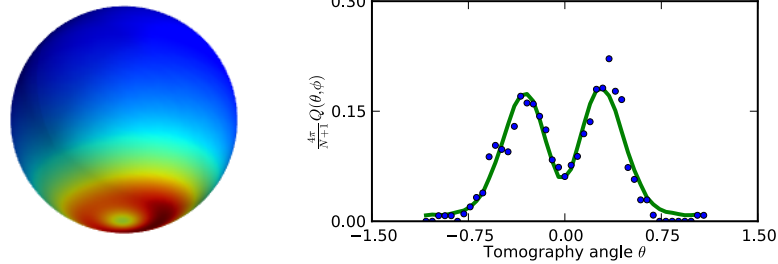


FIGURE 3.6 – Fonction Q de Husimi de la matrice densité maximisant la vraisemblance de la mesure d'un état W à 41 atomes. La graphe de droite présente une coupe (courbe verte) passant par le pôle sud avec les données (points bleus). Figure extraite de [162].

En combinant la mesure projective sur $|0_N\rangle$ avec une rotation de la sphère de Bloch $\hat{R}_{\theta,\phi}$ par un couplage micro-onde des états hyperfins, on peut mesurer la fonction Q de Husimi qui est le recouvrement de l'état de l'ensemble (représenté par sa matrice densité $\hat{\rho}$) avec l'état-cohérent $|\theta, \phi\rangle = \hat{R}_{\theta,\phi}|0_N\rangle$:

$$Q(\theta, \phi) = \frac{N+1}{4\pi} \langle \theta, \phi | \hat{\rho} | \theta, \phi \rangle \quad (3.48)$$

L'utilisation de cette mesure permet de procéder à des reconstructions probabilistes de la matrice densité du système avec des algorithmes d'optimisation de la vraisemblance. La figure 3.6 présente le résultat de la fonction Q de Husimi découlant de la reconstruction de la matrice densité depuis les mesures ponctuelles pour un état W [41]. La reconstruction de la matrice densité permet aussi de calculer des marqueurs de l'intrication de l'ensemble.

11. Le taux de photons incidents sur la cavité est $\frac{\eta^2}{\kappa}$ comme l'indique la transmission de la cavité vide à résonance κn_c ($\Delta_c = 0, g = 0$).

3.1.5 Transitions Raman entre un champ laser et le mode de cavité

L'interaction d'un ou plusieurs atomes en cavité avec un champ laser transverse constitue aussi un des intérêts de l'électrodynamique quantique en cavité. Considérons un atome¹² possédant deux sous-niveaux fondamentaux ($|0\rangle$ et $|1\rangle$) couplés à un état excité ($|e\rangle$), pour l'un via un faisceau laser Raman (pulsation de Rabi Ω) et pour l'autre via le mode de la cavité (couplage g), comme présenté sur la figure 3.7b. Le système réalise alors un couplage effectif entre les deux sous-niveaux fondamentaux via le champ de la cavité. Ce genre de processus présente deux avantages fondamentaux. Le premier est la possibilité de limiter l'émission spontanée car le processus Raman peut être très désaccordé devant la résonance atomique ($\Delta = \omega - \omega_{\text{at}} \gg \Gamma$ avec ω la pulsation du laser, ω_{at} celle de l'atome et Γ la largeur naturelle de la transition). Ceci évite la présence de champs résonants et peut ainsi se faire sans population de l'état excité. Le second est le couplage accordable de deux sous-niveaux stables avec le champ quantique de la cavité. Nous détaillons par la suite brièvement quelques applications intéressantes.

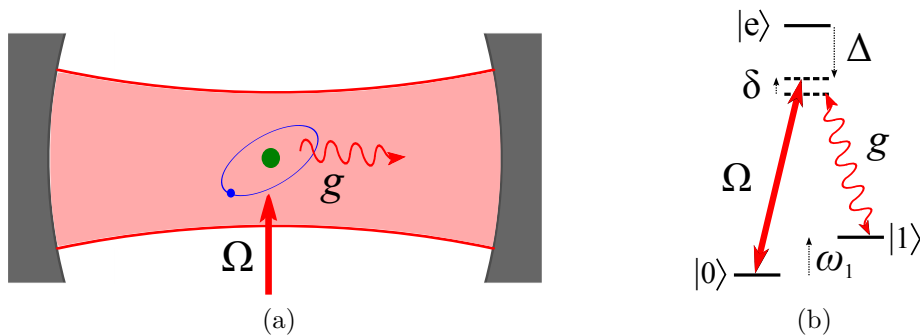


FIGURE 3.7 – Schéma de principe d'une transition Raman-Cavité. (a) Configuration expérimentale : un laser transverse est couplé à l'atome présent au sein de la cavité. (b) Configuration des niveaux : l'atome possède deux niveaux fondamentaux couplés par une transition à deux photons l'un dans le mode du faisceau laser Raman (pulsation de Rabi Ω) et l'autre appartenant au mode de la cavité (couplage g). Le désaccord entre la résonance atomique et le champ Raman est noté $\Delta = \omega - \omega_{\text{at}}$. Le désaccord du champ de cavité au laser est noté $\delta = \omega - \omega_c$.

Génération efficace de photons uniques de forme arbitraire :

En utilisant un système où un atome unique est présent dans une cavité optique et une transition Raman-cavité, le système fournit alors une source de photons uniques. En effet, considérons le système où la transition Raman est résonante ($\delta = \omega - \omega_c = 0$ avec ω_c la fréquence du mode de cavité). Comme démontré expérimentalement pour la première fois dans la référence [163], un atome initialement dans l'état $|0\rangle$ est transféré vers l'état $|1\rangle$ avec émission d'un photon dans le mode de cavité. Le photon s'échappe en pratique progressivement par la transmission résiduelle des miroirs. Il est donc collecté avec une efficacité parfaite par la cavité dans son mode de fuite. La variation de l'intensité du laser contrôle par ailleurs l'enveloppe temporelle du photon [38].

12. Ce type d'atome est souvent dit en configuration Λ , en référence à la forme de la lettre grecque.

Une nouvelle idée pour créer un état W avec un processus Raman-cavité :

Considérons maintenant un ensemble de N atomes dont les deux sous-niveaux fondamentaux sont couplés par un processus Raman-cavité identique au précédent. Si tous les atomes sont dans l'état $|0\rangle$, le système est dans l'état de Dicke fondamental et la transition Raman-cavité est résonante. Lorsqu'un atome est dans l'état $|1\rangle$, il se couple à la cavité et, dans le régime dispersif où la résonance atomique est très désaccordée par rapport au couplage ($\Delta \gg g$), il induit une modification de la pulsation de la cavité de $\delta_c = \frac{g^2}{\Delta}$ par rapport à la cavité "vide" (cf. équation B.3). Si ce désaccord est bien supérieur à la demi-largeur de la résonance de la transition Raman-cavité, donnée par la demi-largeur de la cavité κ , l'efficacité de la transition est sensiblement réduite dès qu'un atome est transféré dans l'état $|1\rangle$.

Cet effet de désaccord de la transition après une excitation est analogue à celui observé pour les transitions vers les niveaux de Rydberg d'atomes proches. L'interaction entre les importants dipôles atomiques désaccorde la transition et empêche l'excitation de plus d'un atome si l'ensemble est suffisamment confiné par rapport à la portée de l'interaction [90, 164, 165]. Si l'interaction de Rydberg a une portée limitée, le processus Raman-cavité est au contraire à longue portée sur l'ensemble des atomes couplés à la cavité.

Pour la réalisation pratique d'un tel effet de blocage d'excitation Raman-cavité, le désaccord Δ du processus Raman à la résonance atomique doit vérifier $g \ll \Delta \ll \frac{g^2}{\kappa}$ d'après les considérations précédentes. On doit donc avoir un couplage g bien supérieur au taux de pertes κ de la cavité. Par ailleurs, pour éviter l'excitation de l'atome, le désaccord doit être grand devant la demi-largeur naturelle γ de la transition atomique, soit $\Delta \gg \gamma$. Le taux d'émission spontanée résiduelle est alors $N \frac{\Omega^2}{\Delta^2} \frac{\gamma}{2}$ (cf. équation 1.15). Par ailleurs, le couplage effectif entre les états de Dicke $|0_N\rangle$ et $|1_N\rangle = |W\rangle$ s'écrit $\sqrt{N} \frac{g\Omega}{2\Delta}$ (cf. référence [166]). La condition d'avoir une émission spontanée bien plus faible que le transfert vers l'état W, afin de préserver celui-ci de la décohérence, impose donc une pulsation de Rabi satisfaisant $\Omega \ll \frac{4g\Delta}{\sqrt{N}\gamma}$. La rapidité maximale du transfert est donc obtenue pour un système où le couplage g est bien plus important que la largeur naturelle de la transition 2γ .

Double processus Raman-cavité : une simulation du hamiltonien de Dicke

Une double transition Raman-cavité, comme présentée sur la figure 3.8a, permet de réaliser un hamiltonien effectif couplant les deux sous-niveaux fondamentaux de N atomes via le champ de la cavité, qui s'écrit sous la forme [166] :

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \hbar\omega'_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar\omega'_1 \hat{J}_z + \hbar \frac{\lambda}{\sqrt{N}} (\hat{J}_- + \hat{J}_+) (\hat{a}^\dagger + \hat{a}) \quad (3.49)$$

où les pulsation effectives du mode de cavité, ω'_c , et de l'état atomique $|1\rangle$, ω'_1 , ainsi que le couplage entre le champ et les atomes λ , sont des paramètres ajustables par l'expérimentateur via les puissances et désaccords des faisceaux Raman.

Cet hamiltonien est le hamiltonien de Dicke [156] couplant N atomes à un mode du champ électromagnétique dont est issu le hamiltonien de Tavis-Cummings en faisant l'approximation de l'onde tournante. L'intérêt de cette réalisation effective du hamiltonien de Dicke est d'observer un phénomène de transition de phase quantique qui se produit dans le régime de couplage ultra fort où celui-ci devient de l'ordre des énergies des champs couplés. Le principe d'une transition de phase quantique réside dans un changement d'état

fondamental (donc à température nulle) lorsque le couplage varie, et qui apparaît à un couplage précis, appelé point critique quantique. L'étude des transitions de phase quantiques constituent un domaine important de la physique car l'on peut déduire les propriétés des transitions de phase classiques (par changement de température) des propriétés du point critique quantique associé [167]. Pour le hamiltonien de Dicke, la transition de phase quantique se produit pour $\lambda_{\text{crit}} = \sqrt{\omega'_c \omega'_1}/2$. Elle se caractérise (cf. figure 3.8b) par le passage d'une phase normale, où tous les atomes sont dans l'état $|0\rangle$ ($\langle \hat{J}_z \rangle = -N/2$) et la cavité est vide de photons ($\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = 0$), à une phase superradiante où la population des états atomiques $|1\rangle$ devient non nulle ($\langle \hat{J}_z \rangle > -N/2$) et le champ de la cavité contient des photons ($\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle > 0$).

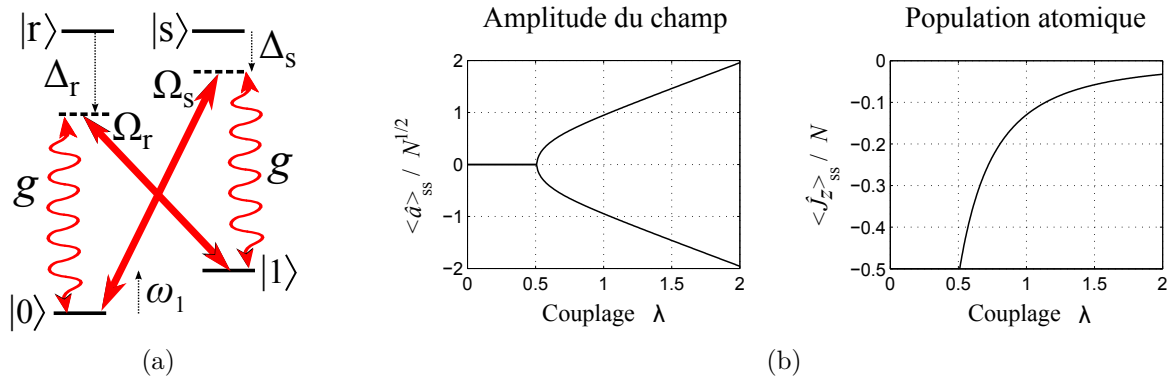


FIGURE 3.8 – (a) Configuration expérimentale pour la réalisation d'un hamiltonien de Dicke effectif : un double processus Raman-cavité couple les sous-niveaux fondamentaux via deux lasers et le même mode de cavité. (b) États stationnaires du hamiltonien de Dicke effectif à N atomes pour le champ de la cavité ($\langle \hat{a} \rangle_{ss}$) et de l'inversion de population atomique ($\langle \hat{J}_z \rangle_{ss}$) en fonction du couplage λ . Les pulsations (normalisées) de l'énergie d'un photon ω'_c et de l'énergie de l'état atomique ω'_1 sont choisies égales à 1. Le taux de pertes (normalisé) de la cavité est fixé à $\kappa = 0,2$. Le système admet une transition de phase quantique au couplage critique $\lambda_{\text{crit}} = 1/2$ d'une phase normale ($\lambda < \lambda_{\text{crit}}$) à une phase superradiante ($\lambda > \lambda_{\text{crit}}$). Figure extraite de la référence [166].

L'observation d'une telle transition a d'abord été obtenue avec un condensat de Bose-Einstein dans une cavité, où les sous-états fondamentaux sont des états du mouvement atomique [168]. Puis, plus récemment, elle a été observée avec un nuage d'atomes froids dans une cavité en utilisant les états hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ du ^{87}Rb [169]. En combinant, un tel dispositif de transition Raman-cavité à la tomographie d'états quantiques, nous espérons arriver à produire un dispositif capable de mesurer les états quantiques à proximité du point critique quantique afin d'étudier expérimentalement l'intrication dans une transition de phase quantique [170]. Par ailleurs, le hamiltonien de Dicke a été proposé comme voie de création d'états comprimés du spin atomique total en présence de dissipation (les pertes de la cavité) [171], ce qui apparaît comme une voie robuste pour améliorer les performances de la métrologie quantique.

3.2 Une chaîne d'atomes uniques en cavité Fabry-Pérot fibrée

Nous avons décrit dans la section précédente, une partie de la richesse de l'électrodynamique quantique en cavité avec N atomes couplés au champ. Afin de poursuivre les études expérimentales dans ce domaine des systèmes d'émetteurs couplés fortement à un mode du champ électromagnétique et de l'étendre au champ expérimental où les émetteurs sont adressables, nous proposons l'utilisation d'une chaîne d'atomes uniques piégés dans un réseau de sites optimalement couplés qui est aligné avec le champ de la cavité. Dans cette configuration, les atomes sont couplés collectivement via le champ de la cavité avec la possibilité de mesurer et d'agir sur chacun d'entre eux individuellement via l'utilisation de gradients de champs et d'imagerie à forte ouverture numérique. Le système obtenu est alors analogue aux expériences de chaînes d'ions piégés où l'interaction est réalisée via les modes collectifs d'oscillation mécanique [50, 172].

Par ailleurs, ce nouveau système permet de dépasser certaines limitations des expériences précédentes. En particulier, les expériences de tomographie requièrent l'acquisition d'un grand nombre de mesures car chaque point mesuré de la sphère de Bloch est le résultat des statistiques d'une mesure projective dont le résultat est binaire ($T = 0$ ou 1). Le chauffage résiduel de l'ensemble d'atomes (par les fluctuations du piège) et la préparation de l'état initial impliquent l'utilisation de faisceaux lasers pour refroidir les atomes afin de les conserver dans le piège et les pomper optiquement entre chaque mesure. Dans les expériences précédentes, où l'ensemble est situé dans un même site de piégeage, l'utilisation de tels procédés était impossible car ils impliquent des champs lasers proches de résonance qui entraînent des pertes d'atomes assistées par la lumière. La solution consistait alors à charger un nouvel ensemble d'atomes dans la cavité, une opération coûteuse en temps car la formation d'un piège magnéto-optique et le refroidissement évaporatif durent au moins quelques secondes par opération.

Pour les systèmes d'électrodynamique quantique en cavité avec des émetteurs autres que les atomes neutres, il existe une expérience piégeant une chaîne d'une centaine d'ions avec un couplage intermédiaire à un mode de cavité [173] et des expériences couplant des atomes artificiels dans une cavité micro-onde [174].

3.2.1 Piégeage dipolaire

Une onde stationnaire d'un laser rétro-réfléchi de longueur d'onde λ_D fortement décalé sur le rouge de la transition atomique produit un ensemble de plans d'intensité maximale séparés de $\lambda_D/2$. L'extension transverse d'un faisceau gaussien confine l'atome sur l'axe optique. Dans le domaine optique, cette configuration constitue un réseau dense de sites de piégeage sur l'axe optique du laser. Il est possible d'utiliser un tel réseau pour charger et maintenir une chaîne d'atomes uniques transverse au champ de la cavité [175]. Mais, l'obtention d'un couplage homogène au champ de la cavité pour un grand nombre de sites implique que la largeur du mode w_0 est importante, et donc le couplage est d'autant plus faible que le nombre de sites bien couplés est important.

La meilleure solution consiste donc à aligner la chaîne d'atomes avec le mode résonant de la cavité en utilisant un autre mode de la cavité pour le piège dipolaire. La condition pour obtenir un couplage maximal est alors imposée par le recouvrement entre les sites de piégeage et le mode résonant de la cavité. Les sites résonants de la cavité sont donnés par l'onde stationnaire du mode et sont donc séparés de $\lambda_{Rb}/2$. La solution maximisant

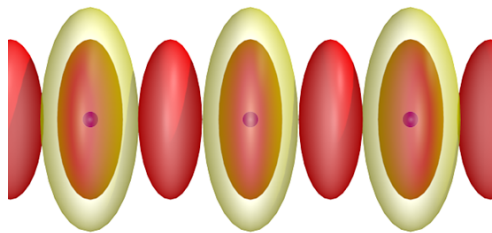


FIGURE 3.9 – Schéma des modes résonants (rouge) et des sites de piégeage (jaune) contenant les atomes (bleus) au centre de la cavité où la longueur d'onde du piège dipolaire est deux fois celle du mode résonant.

le positionnement et la densité des sites de piégeage est alors simplement $\lambda_D = 2\lambda_{Rb}$ qui produit un site de piégeage tous les deux maxima du champ, comme présenté sur la figure 3.9. Le couplage est alors identique pour chaque site.

L'utilisation d'un mode de la cavité pour le piège dipolaire présente plusieurs avantages. Le faisceau dipolaire est utilisé aussi pour asservir la longueur de la cavité afin de maintenir constante sa fréquence de résonance. L'amplification du champ dipolaire au sein de la cavité permet d'obtenir facilement les hautes intensités nécessaires au piégeage avec peu de puissance laser. Enfin, pour le cas du Rubidium où la ligne D2 a une longueur d'onde $\lambda_{Rb} \simeq 780$ nm, le piège dipolaire doit avoir une longueur d'onde $\lambda_D \simeq 1560$ nm qui appartient au domaine des lasers largement utilisés dans les systèmes de communication à cause de leur faible absorption dans les fibres optiques. Les possibilités techniques de manipulation de la lumière (amplification, modulation) sont ainsi simplifiées par l'existence de développements industriels.

Les pulsations radiale ω_r et axiale ω_z de piégeage pour une onde stationnaire d'extension transverse gaussienne w_0 et de longueur d'onde λ_D sont donnés par :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{8\pi^2U_0}{m\lambda_D^2}} \quad (3.50)$$

avec U_0 la profondeur du piège donnée par l'équation 1.12. Pour les cavités de notre expérience, le choix des paramètres mène à une largeur du faisceau dipolaire $w_{0,D} \simeq 7,78$ μm . Avec une puissance dans la cavité $P = 1$ W, la profondeur du piège est alors $U_0/k_B \simeq 733$ μK , soit une marge confortable de profondeur par rapport à la centaine de microkelvins typique du refroidissement Doppler du rubidium. Une telle puissance intracavité ne nécessite que 63 μW d'injection si la finesse est de 50 000. Les fréquences sont alors $\nu_r \simeq 10,8$ kHz et $\nu_z \simeq 340$ kHz.

Pour l'obtention d'atomes uniques, nous avons vu que les collisions assistées par la lumière permettent de réduire un paquet d'atomes chargé dans un site à 1 ou 0 atome selon la parité du site (cf. section 1.1.3). Le volume du site de piégeage peut ici s'estimer grossièrement comme $V_D \sim \lambda_D/\pi \times \pi w_{0,D}^2/2$, soit pour les cavités que nous utiliserons une valeur numérique de l'ordre de 40 μm^3 . La proximité de ce volume avec celui de la pince optique, nous permet de déduire que le processus de collisions réduira le paquet d'atomes à un atome unique au maximum de façon très efficace. La technique mentionnée précédemment de collision à énergie contrôlée pourrait éventuellement permettre d'améliorer le facteur de remplissage du piège.

Une autre solution pour obtenir des atomes uniques avec un remplissage unité est d'utiliser la transition d'un condensat de Bose-Einstein vers un isolant de Mott dans un

réseau [13]. L'implémentation de cette technique nécessite des confinements supplémentaires qui pourront être obtenus expérimentalement par des pièges dipolaires grâce aux multiples accès optiques prévus dans la nouvelle expérience.

3.2.2 Cavités Fabry-Pérot fibrées

Les cavités Fabry-Pérot¹³ peuvent se classer grossièrement en deux catégories. La première contient les cavités macroscopiques dont les miroirs ont une taille de l'ordre de quelques millimètres et sont produits par polissage d'un substrat en verre. La seconde comprend les cavités microscopiques qui ont des miroirs de l'ordre de quelques dizaines de microns et usuellement produits par ablation laser, technique décrite dans le chapitre 4. En produisant des miroirs microscopiques sur le bout d'une fibre optique, on peut alors avoir une cavité Fabry-Pérot fibrée dont le mode est directement couplé à celui de la fibre optique. Cette configuration présente le grand avantage d'offrir une injection stable et élimine les problèmes expérimentaux de l'accès optique à l'axe de la cavité autour de la chambre à vide.

Un couplage fort :

Le principal intérêt des miroirs microscopiques produits par ablation laser est leur faible rayon de courbure. En effet, dans le but d'atteindre le régime de couplage fort, le volume de cavité V doit être minimisé autant que possible car $g_{\max} \propto 1/\sqrt{V}$ d'après l'équation 3.31. Or l'équation 3.24, nous indique que $V \propto \sqrt{(2R - L)L^3}$. Ainsi la minimisation du volume implique d'utiliser une longueur de cavité faible et un rayon de courbure faible¹⁴. Cependant dans notre configuration expérimentale, nous ne pouvons prendre L trop faible car nous voulons pouvoir utiliser plusieurs dizaines de sites de piégeage dont le nombre maximal est donné par $N_{D,\max} = L/\lambda_{\text{Rb}}$ soit environ 160 pour une longueur de cavité choisie à $125 \mu\text{m}$.¹⁵ Avec une telle longueur et un rayon de courbure pour des miroirs circulaires $R = 300 \mu\text{m}$, le couplage maximal que l'on obtient pour la ligne D2 du Rb est $g_{\max} \simeq 2\pi \times 84 \text{ MHz}$. Si la cavité a une finesse $\mathcal{F} = 5.10^4$, la constante de décroissance du champ vaut $\kappa \simeq 2\pi \times 12 \text{ MHz}$, soit un facteur 7 pour la dynamique cohérente par rapport aux pertes : le système est donc dans le régime de couplage fort. La coopérativité sera alors de $C \simeq 98$.

Une cavité compacte avec un accès optique important :

Pour obtenir une chaîne d'atomes uniques contenant plusieurs dizaines d'atomes avec un accès optique important pour les faisceaux de refroidissement et d'interaction, les cavités Fabry-Pérot fibrées fournissent une solution technique idéale. En effet, l'accès optique pour des miroirs macroscopiques ou des miroirs microscopiques sur un substrat est fortement limité par l'extension transverse du miroir lorsque la cavité est courte. Ceci

13. On ne considère ici que les cavités dont le centre est dans le vide. Un troisième type de cavité Fabry-Pérot considère les cavités formées directement au contact des systèmes solides, spécialement utilisées pour les polaritons excitoniques.

14. Il est possible d'utiliser une configuration de cavité concentrique où $L = 2R$ mais qui n'est pas adaptée à nos expériences car la divergence du mode diverge en ce point et nuit à l'uniformité du couplage sur l'ensemble des sites, cf. section 3.3.1.

15. Ce nombre est en pratique réduit par l'accès optique disponible pour la collection de photons par l'imagerie à forte ouverture numérique et pour les faisceaux de refroidissement.

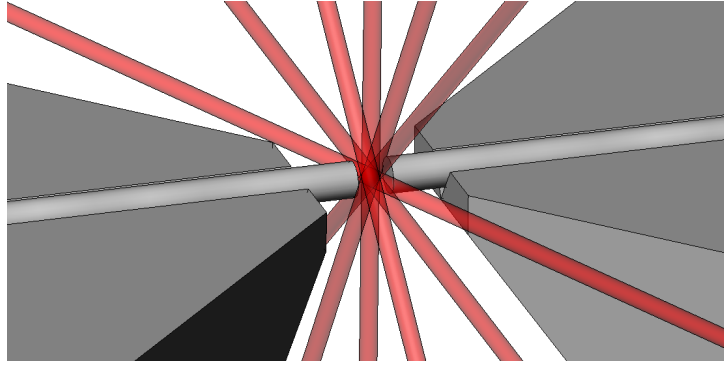


FIGURE 3.10 – Dessin de l'accès optique prévu dans la nouvelle expérience pour coupler des faisceaux au centre de la cavité fibrée. Quatre directions sont dans le plan orthogonal de la cavité. Deux directions forment un angle de 65° avec l'axe de la cavité.

est d'une importance cruciale pour éviter les limitations de la résolution d'un système d'imagerie à forte ouverture numérique. Par ailleurs, si l'utilisateur tient à éviter d'utiliser des faisceaux de refroidissement injectés dans la cavité, cela permet aussi d'utiliser des faisceaux externes ayant une composante sur l'axe de la cavité. Pour une cavité Fabry-Pérot fibrée produite avec des fibres standards de $125\ \mu\text{m}$ de diamètre et une longueur de cavité égale, l'accès optique au sein de la cavité pour des faisceaux ayant un angle de 65° avec l'axe de la cavité permet d'illuminer environ $65\ \mu\text{m}$ de l'axe, soit environ 85 sites de piégeage.

3.2.3 Imagerie haute résolution

Les dispositifs d'imagerie haute résolution permettent dans diverses expériences d'atomes froids dans des réseaux optiques d'obtenir des informations sur la population et l'état quantique de l'ensemble atomique au niveau de l'atome unique [176, 14, 80]. Dans notre nouvelle expérience, une lentille sera placée dans la chambre à vide au-dessus de la cavité comme présenté sur la figure 3.11. La transformation du front d'onde par la lentille dans le vide permet d'éviter les aberrations créées usuellement au passage de la fenêtre de la cellule lorsque l'onde n'est pas collimatée, ou créées par la déformation de la lentille induite par la différence de pression, lorsque celle-ci est insérée dans la fenêtre.

Détection des atomes :

Le principe de la détection des atomes est globalement le même qu'avec la pince optique. La lentille asphérique¹⁶ collectera les photons émis par l'interaction avec les faisceaux quasi résonants de refroidissement. La lentille utilisée a une ouverture numérique de 0,5 et doit donc permettre de collecter 6,7% des photons émis. En supposant que la pulsation de Rabi utilisée est de l'ordre de la largeur naturelle de la transition et que le désaccord est pris à $\delta = 10\Gamma$ (paramètres typique d'une mélasse optique), le taux par atome de photons incidents sur la caméra de détection est de 6,3 kHz. Selon l'efficacité quantique et le bruit de la caméra, en intégrant sur quelques millisecondes, voire quelques dizaines de millisecondes, le dispositif permettra de détecter le nombre et la position des atomes uniques piégés. Cette possibilité réduit l'incertitude du nombre d'atome qui

16. Thorlabs Geltech asphérique 352240-B

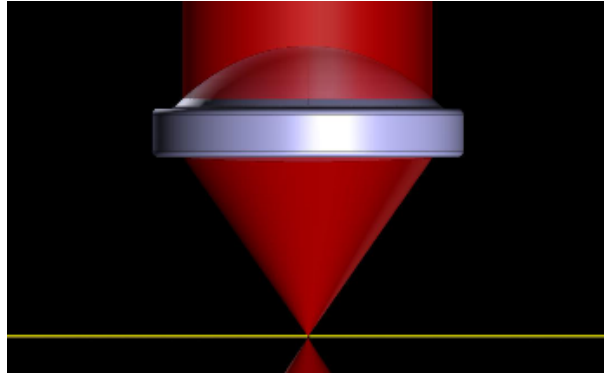


FIGURE 3.11 – Dessin du dispositif d'imagerie à haute ouverture numérique des sites de piégeage dans la cavité fibrée (les fibres sont représentées en jaune). La lentille est située dans la chambre à vide au-dessus de la cavité afin d'obtenir un faisceau collimaté.

constitue une des limitations des expériences précédentes. L'ouverture numérique de la lentille assure un rayon de la tache d'Airy de $0,48 \mu\text{m}$ qui doit permettre de résoudre deux sites de piégeage voisins séparés de $0,78 \mu\text{m}$.

Adressage des atomes :

Le dispositif permettra aussi d'adresser les atomes individuellement. L'utilisation d'une matrice de micro-miroirs permettra de contrôler l'intensité d'un faisceau laser dipolaire avec une résolution limitée par la diffraction sur les atomes. En combinant le déplacement lumineux induit par le faisceau sur un atome à une transition micro-onde qui ne sera résonante que pour celui-ci [51], il sera alors possible de réaliser un état quantique arbitraire de l'ensemble de N qu-bits.

Il est aussi possible d'envisager de contrôler le nombre d'atomes dans les sites en utilisant un faisceau résonant focalisé pour chauffer et perdre un atome dans un site en particulier. Ce faisceau pourrait être produit via l'utilisation de la matrice de micro-miroirs ou avec un défecteur acousto-optique.

3.3 Atomes et cavités réels : limitations et choix des paramètres

Dans le cadre des cavités réelles, la situation est un peu moins idéale que celle décrite précédemment du fait de plusieurs facteurs. Nous nous attachons ici à aborder les paramètres importants qui vont influencer sur le choix de la géométrie de la cavité et des miroirs.

3.3.1 Variation du couplage entre atomes

Le paramètre crucial du système est le couplage entre les atomes et la cavité. Il est donné par le recouvrement des sites de piégeage et des modes résonants de la cavité ainsi que par la valeur du champ pour le mode résonant.

Condition de chevauchement au centre de la cavité

Le recouvrement entre les sites de piégeage et les maxima du champ résonant souffre d'un effet dû à la phase de Gouy du mode. En effet, d'après l'équation 3.18, les maxima du champ pour les deux longueurs d'ondes, $\lambda_1 = \lambda_{\text{Rb}}$ du mode résonant et λ_2 du piège dipolaire, ont leurs positions données par $k_1 z - \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{\text{R},x}}\right) - \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{\text{R},y}}\right) = p_1 \pi$ et $k_2 z - \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{\text{R},x}}\right) - \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{\text{R},y}}\right) = p_2 \pi$ où p_1 et p_2 sont des entiers¹⁷. Nous cherchons à obtenir un site de piégeage tous les deux sites résonants, soit pour un site donné $p_1 = 2p_2$ qui impose $2k_2 z = k_1 z + \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{\text{R},x}}\right) + \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{\text{R},y}}\right)$. Or k_1 est fixé par la résonance atomique et implique donc un choix de k_2 . L'expression précédente montre qu'il ne peut pas y avoir d'accord pour tout z . On choisit donc de prendre le meilleur accord au centre de la cavité, où z est faible et l'on peut développer l'arc tangente pour obtenir la condition $2k_2 = k_1 + \frac{1}{2z_{\text{R},x}} + \frac{1}{2z_{\text{R},y}} + \mathcal{O}\left(\left(\frac{z}{z_{\text{R},x}}\right)^2\right) + \mathcal{O}\left(\left(\frac{z}{z_{\text{R},y}}\right)^2\right)$. Ainsi le choix optimal de longueur d'onde du laser dipolaire est donné par :

$$\lambda_2 = \frac{2}{\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{4\pi z_{\text{R},x}} + \frac{1}{4\pi z_{\text{R},y}}} \quad (3.51)$$

Ce choix permet de compenser au premier ordre la variation de la longueur d'onde effective imposée par la phase de Gouy. On remarque que cette compensation est efficace pour les sites dont la position est faible devant la longueur de Rayleigh et donc constitue un argument pour utiliser un régime de paramètres où $z_{\text{R},l} \gg L/2$. Dans le cas d'une cavité à miroirs de symétrie cylindrique et de paramètres $L = 125 \mu\text{m}$ et $R = 300 \mu\text{m}$, on obtient $\lambda_2 \simeq 1558,9 \text{ nm}$, soit 1,6 nm de décalage par rapport à $2\lambda_1$.

Condition de double résonance : choix des phases des miroirs

La situation expérimentale que nous cherchons à atteindre implique le chevauchement des sites de piégeages avec les maxima du mode résonant. Considérons tout d'abord les différents cas possibles imposés par la symétrie de la cavité. Le seul moyen d'obtenir un champ symétrique est d'avoir soit un noeud soit un ventre au centre de la cavité. Ce qui produit quatre combinaisons avec les deux longueurs d'onde considérées au centre de la cavité :

- un ventre pour les deux champs est une solution possible de recouvrement optimal.
- un noeud pour les deux champs produit un recouvrement nul des sites de piégeage avec le mode résonant.
- un ventre à λ_1 et un noeud à λ_2 produit un site de piégeage au site résonant à $\lambda_1/2$ du centre et donc un recouvrement optimal.
- un noeud à λ_1 et un ventre à λ_2 produit un recouvrement nul.

Les solutions sont donc celles qui produisent un ventre à λ_1 au centre de la cavité, *i.e.* un nombre de demi-arches du mode résonant impair.

Si l'on considère une cavité avec des miroirs parfaits, la phase de réflexion est alors π et il y a un noeud du champ sur la surface du miroir. Cela implique que les deux longueurs d'onde sont en phase au niveau de leurs noeuds tout au long de la cavité dans la limite où celle-ci est assez plane pour négliger les effets de phase de Gouy. Dans un certain nombre

¹⁷. Cette condition suppose qu'il y a un ventre des deux champs au centre de la cavité comme l'un des deux cas de chevauchement possibles développés après, le raisonnement se généralise sans problème à l'autre cas pour le même résultat.

d'expériences [177, 178], la solution consiste à utiliser un mode longitudinal pour le piège dipolaire contenant une demi-arche de plus ou de moins que la moitié du nombre du mode résonant. Le battement entre les deux longueurs d'onde permet alors d'obtenir un recouvrement au centre de la cavité. Mais cette solution n'est possible uniquement que si le changement de longueur d'onde reste faible et que l'on demeure proche de la longueur d'onde optimale pour conserver le recouvrement. Pour nos cavités de faible longueur, le changement de longueur d'onde $\simeq \frac{\lambda_2^2}{2L} \simeq 0,6\% \lambda_2 \simeq 10 \text{ nm}$ est important¹⁸ et nous avons donc besoin d'une autre solution technique.

La condition de double résonance est décrite par les deux équations de résonance :

$$2\pi q_1 = 2Lk_1 - 2\phi_1 - 2\phi_G(L, R_x) - 2\phi_G(L, R_y) \quad (3.52)$$

$$2\pi q_2 = 2Lk_2 - 2\phi_2 - 2\phi_G(L, R_x) - 2\phi_G(L, R_y) \quad (3.53)$$

où ϕ_1 et ϕ_2 sont les phases de réflexion pour les deux longueurs d'onde. Ces phases sont présentes expérimentalement à cause de la pénétration du champ dans le miroir. Le nombre d'onde k_1 est fixé par la résonance atomique, et avec une géométrie de cavité donnée, les phases de Gouy sont imposées, ainsi que le nombre d'onde k_2 via l'équation 3.51. Les deux équations imposent donc une relation entre les phases qui permet d'exprimer la phase de la longueur d'onde λ_2 comme :

$$\phi_2 = -\pi \left(q_2 - \frac{q_1}{2} \right) + \frac{\phi_1}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{L/2}{z_{R,x}} - \phi_G(L, R_x) + \frac{L/2}{z_{R,y}} - \phi_G(L, R_y) \right) \quad (3.54)$$

Il existe donc quatre solutions pour la phase afin d'avoir la double résonance selon la valeur du premier terme modulo 2π car $q_2 - q_1/2$ est un demi-entier. Pour comprendre à quoi correspondent ces solutions, on fait tendre les $z_{R,l}$ vers l'infini pour se ramener continûment au cas d'une cavité plan-plan, ce qui n'a pas d'influence sur la signification du terme demi-entier. Considérons de plus $\phi_1 = \pi$ comme pour un miroir parfait. Nous savons que, dans ce cas, $q_1 - 1$ est le nombre de demi-arches du champ (cf. equation 3.17) et que la condition d'avoir un ventre au centre de la cavité impose que $q_1 - 1$ soit impair, et donc q_1 pair ; cela implique donc que $\phi_2 = \pm\pi/2$. Les solutions 0 et π sont éliminées car elles engendrent respectivement un ventre et un noeud du champ dipolaire sur le miroir, c'est-à-dire superposé avec un noeud du champ résonant. Ces deux configurations constituent les deux mauvaises solutions car le chevauchement est identique en tout point de la cavité plan-plan.

En conservant uniquement les solutions $\phi_2 = \pm\pi/2$ et en relâchant les contraintes sur les variables continues, on aboutit à l'expression :

$$\phi_2 = j\pi + \frac{\phi_1}{2} + \delta\phi_{M,opt} \quad (3.55)$$

avec j entier où les deux possibilités produisent un noeud ou ventre du mode dipolaire au centre de la cavité et la phase relative optimale s'écrit :

$$\delta\phi_{M,opt} = \frac{1}{2} \left(\frac{L/2}{z_{R,x}} - \arctan \left(\frac{L/2}{z_{R,x}} \right) + \frac{L/2}{z_{R,y}} - \arctan \left(\frac{L/2}{z_{R,y}} \right) \right) \quad (3.56)$$

On remarque dans cette expression que les phases de Gouy sont compensées au premier ordre en $1/z_{R,l}$ par le choix de la longueur d'onde dipolaire.

¹⁸. Le problème est aussi technique car la variation de longueur d'onde est bien supérieure aux capacités des lasers standards.

Longueur de pénétration et phase de réflexion :

Pour des miroirs non parfaits, le champ pénètre sensiblement dans la matière et modifie donc le volume du mode par rapport à son expression établie précédemment à l'équation 3.24. Le champ pénétrant avec une incidence normale par rapport au miroir, le volume effectif du mode résulte d'une longueur effective de cavité $L_{\text{eff}} = L + 2L_p$, où l'on a introduit la longueur de pénétration du mode. Pour les cavités de haute finesse, les meilleurs miroirs sont des empilements de couches diélectriques. La pénétration du champ dans les miroirs peut donc être calculée de façon analogue au volume en considérant le champ résultant \mathbf{E} de la réflexion d'une onde plane incidente vers les z positifs sur un miroir plan occupant l'espace $z_{M,\text{début}} < z < z_{M,\text{fin}}$ selon :

$$L_p = \int_{z_{E,0}}^{z_{M,\text{fin}}} \epsilon_r(z) \frac{|\mathbf{E}(z)|^2}{\max_z (|\mathbf{E}(z)|^2)} dz - (z_{M,\text{début}} - z_{E,0}) \quad (3.57)$$

où $z_{E,0}$ est la position du premier zéro du champ dans le vide avant le miroir afin de prendre en compte le fait que le champ ne s'annule pas sur le miroir comme nous l'avions supposé lors de l'établissement de l'équation 3.24.

La longueur effective de la cavité est la distance effectivement parcourue par un photon confiné et détermine donc aussi l'intervalle spectral libre, soit $\nu_{\text{ISL}} = c/2L_{\text{eff}}$. Afin de comprendre la compatibilité avec la condition de résonance que nous avons établie qui ne prend en compte que la longueur géométrique L , il faut considérer la variation de la phase avec la fréquence. Si l'on développe la phase au premier ordre selon $\phi_M = \phi_M(\nu_0) + (\nu - \nu_0) \frac{\partial \phi_M}{\partial \nu}(\nu_0)$, et que l'on en déduit la variation de la phase en insérant cette expression dans la condition de résonance, on obtient l'intervalle spectral libre et donc on peut en déduire que la longueur de pénétration s'écrit :

$$L_p = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial \phi_M}{\partial \nu}(\nu_0) = \frac{\lambda_0^2}{4\pi} \frac{\partial \phi_M}{\partial \lambda}(\lambda_0) \quad (3.58)$$

Cette expression exprime simplement le fait que si le champ perçoit une distance supérieure de $2L_p$ alors la phase de réflexion sur un miroir doit inclure un terme en $2L_p k$ pour la prendre compte. Pour les miroirs conçus pour l'expérience, nous verrons par la suite comment la phase relative est ajustée et nous vérifierons que les deux façons de calculer la profondeur de pénétration sont compatibles. Pour un miroir de Bragg classique, ces deux notions sont analytiquement équivalentes dans la limite de haute réflectivité [179].

Couplage homogène et optimum pour tous les sites de piégeage :

Le couplage ne peut être constant sur l'ensemble des sites de la cavité à cause du décalage entre les sites de piégeage et les sites résonants mais aussi à cause de la divergence du faisceau qui impose une diminution du champ maximal par ventre. Si l'on néglige pour l'instant la phase de Gouy et que l'on considère une cavité symétrique cylindrique, on obtient que le couplage s'écrit pour le site situé à z_s $g = g_{\text{max}} / \sqrt{1 + (z_s/z_R)^2}$. Afin de faire diminuer la différence de couplage entre sites, il convient donc de prendre $z_R \gg L/2 = \max(z_s)$. Condition qui est en accord avec celle obtenue pour assurer un bon chevauchement des sites de piégeage et résonants. Lorsque z_R est important, la variation est approximativement quadratique $g = \frac{g_{\text{max}}}{2} \left(\frac{z_s}{z_R} \right)^2$. Cependant, par sa dépendance en volume du mode $g_{\text{max}} \propto 1/\sqrt{z_R}$, le couplage tend donc vers 0 pour $z_R \rightarrow \infty$. Nous devons donc faire un compromis entre la valeur du couplage et son uniformité.

Pour l'uniformité du couplage, nous savons que $\frac{z_R}{L/2}$ est le paramètre à optimiser. Pour la valeur du couplage, nous tenons à obtenir un système qui soit dans le domaine de couplage fort $g_{\max} \gg \kappa, \gamma$, en particulier pour nos résonateurs courts $\kappa > \gamma$ usuellement sauf finesse exceptionnelle. Le rapport $\frac{g_{\max}}{\kappa} = \frac{2\mathcal{F}}{\pi} \sqrt{\frac{3\lambda_1 \gamma}{\pi c} \frac{L}{z_R}}$ est alors le paramètre à optimiser. Par ailleurs, il existe d'autres contraintes de caractère plus expérimental : la condition de stabilité du résonateur impose $R > L/2$, nous tenons aussi à éviter la configuration confocale où $R = L$ et les pertes du miroir à cause de son extension finie (cf. section 4.1.1), ce qui limite l'utilisation de rayons de courbure trop importants pour lesquels la taille du mode sur le miroir devient de l'ordre de son diamètre. La figure 3.12 présente les deux paramètres à optimiser dans la zone de rayons de courbures expérimentalement utilisables.

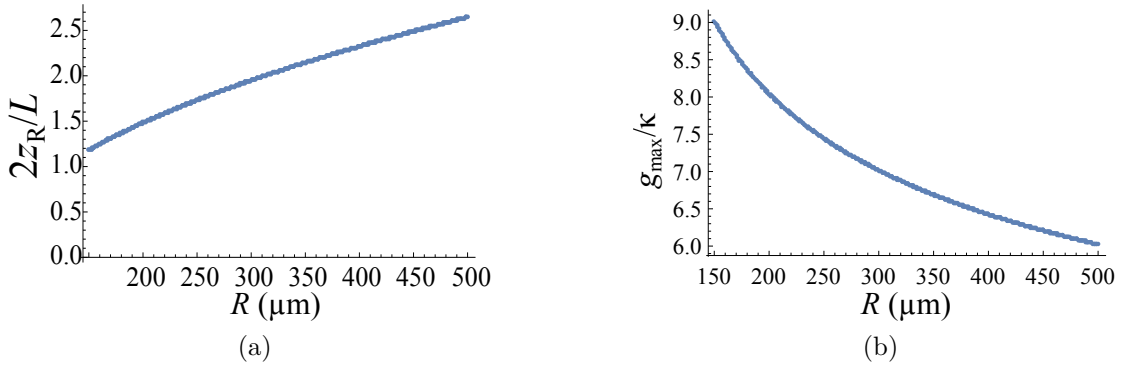


FIGURE 3.12 – Paramètres à optimiser le couplage pour une cavité de longueur $L = 125 \mu\text{m}$ et de finesse $\mathcal{F} = 50000$. (a) : pour obtenir un couplage uniforme la divergence du faisceau doit être faible au site maximal, soit $\frac{z_R}{L/2}$ important. (b) : pour obtenir un système en couplage fort, le couplage doit être bien supérieur aux pertes de la cavité.

La figure souligne donc la nécessité de faire un compromis entre le couplage maximal et sa variation. Le choix d'un rayon de courbure de $300 \mu\text{m}$ permet d'avoir une longueur de Rayleigh de l'ordre de la taille de la cavité, et assure que la différence de couplage, par rapport au couplage maximum, sur le site le plus proche du miroir est de l'ordre de $\frac{g_{\max}}{2} \left(\frac{L/2}{z_R}\right)^2 = \frac{g_{\max}}{8}$. Le couplage est alors 7 fois plus important que les pertes pour un cavité de finesse $\mathcal{F} = 5 \cdot 10^4$, préservant ainsi la dynamique cohérente du système.

Le couplage varie aussi en fonction du site de piégeage à cause de la dilution de l'énergie du champ dipolaire, impliquée par sa divergence, qui entraîne une diminution du confinement de l'atome autour l'axe optique. Cependant, si l'atome est suffisamment refroidi dans un piège suffisamment confinant, l'extension spatiale de son paquet d'onde devient faible devant la variation spatiale du mode résonant et donc la variation du couplage induite est faible. Le couplage pour chaque site est calculé numériquement en prenant en compte tous les effets via l'intégration du module du champ pondéré par la densité de probabilité d'un atome piégé dans le site en faisant l'hypothèse que celui-ci est localement un piège harmonique. Les fréquences de piégeage pour chaque site sont calculées depuis l'expression du champ dipolaire donnée par l'équation 3.18 avec k_2 choisi pour vérifier l'accord au centre de la cavité. La densité de probabilité est alors déduite grâce à l'équation 1.14. La figure 3.13 présente les résultats à température nulle, où le confinement est optimal, pour différents décalages de la phase relative $\delta\phi_M \equiv \phi_2 - \phi_1/2$ [π] par rapport à la phase optimale. Le résultat démontre que la variation du couplage est relativement faible ($\sim 10\%$) pour la majorité des sites si la phase relative est optimale ; mais devient

catastrophique et décroît jusqu'à 0 sur les miroirs si la phase relative est le contraire de l'optimum, *i.e.* avec une erreur de 90° .

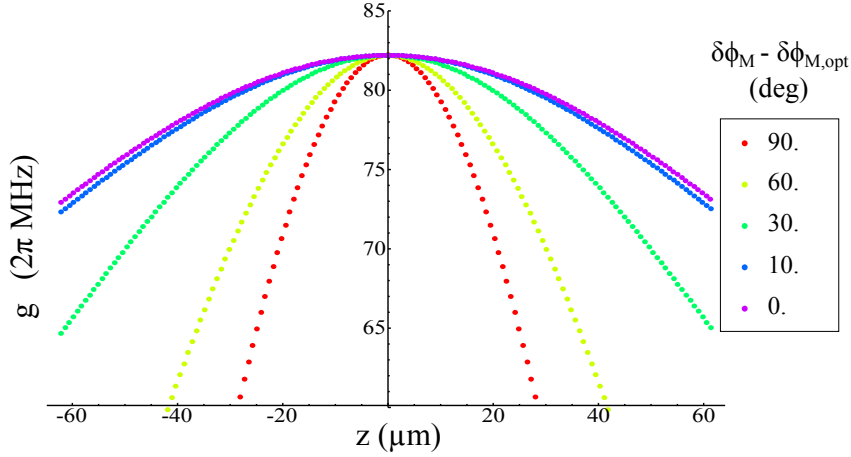


FIGURE 3.13 – Couplage en fonction du site de piégeage dans la cavité à température nulle pour une cavité symétrique cylindrique de paramètres $\mathcal{F} = 5.10^4$, $L = 125\mu\text{m}$ et $R = 300\mu\text{m}$. La puissance du piège dipolaire est $P_{\text{dip}} = 100 \text{ mW}$. Les différentes courbes présentent les variations si la phase relative des miroirs n'est pas optimale.

3.3.2 Transmission et pertes du résonateur

La transmission de la cavité est l'outil de détection qui permet de sonder l'état quantique d'un ensemble d'atomes. Nous nous intéressons ici au cas spécifique d'un résonateur Fabry-Pérot dont les deux miroirs sont identiques.

Transmission d'une cavité Fabry-Pérot :

Considérons tout d'abord les coefficients de réflexion r et transmission t du champ pour un miroir. Ils sont reliés aux coefficients en intensité, respectivement \mathcal{R} et \mathcal{T} qui vérifient la conservation de l'énergie, soit $\mathcal{R} + \mathcal{T} = 1$. En incluant l'indice optique du milieu extérieur n_e , *i.e.* celui du substrat du miroir qui est extérieur à la cavité, et l'indice optique du milieu de la cavité n_c , et en utilisant les propriétés de symétrie de la matrice de transfert entre les champs incidents et les champs sortants, les valeurs absolues des coefficients s'écrivent [180] :

$$r_{ec} = \sqrt{1 - \mathcal{T}} e^{i\phi_{ec}} \quad \text{et} \quad r_{ce} = \sqrt{1 - \mathcal{T}} e^{i\phi_{ce}} \quad (3.59)$$

$$t_{ec} = \sqrt{\frac{n_e}{n_c}} \sqrt{\mathcal{T}} e^{i(\phi_{ec} + \phi_{ce})/2} \quad \text{et} \quad t_{ce} = \sqrt{\frac{n_c}{n_e}} \sqrt{\mathcal{T}} e^{i(\phi_{ec} + \phi_{ce})/2} \quad (3.60)$$

où les indices marquent le sens de propagation de l'onde incidente sur le miroir : avec "ec" pour une onde incidente se propageant de l'extérieur vers la cavité et, "ce" pour une onde incidente se propageant de la cavité vers l'extérieur ; et, où l'on a noté ϕ_{ec} et ϕ_{ce} les phases de réflexion respectives.

Considérons alors une cavité Fabry-Pérot plane injectée par une onde plane comme présenté sur la figure 3.14, le champ complexe incident sur le miroir E_i est transmis avec

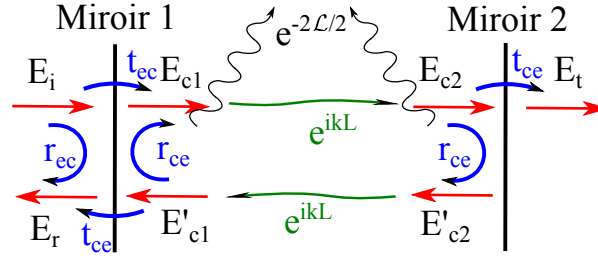


FIGURE 3.14 – Schéma d'injection d'un champ dans une cavité Fabry-Pérot.

un paramètre complexe de transmission t_{ec} et réfléchi avec un paramètre r_{ec} dans le mode E_r qui est l'onde plane se propageant en sens contraire de l'onde incidente. Le champ transmis dans la cavité sur le miroir d'entrée E_{c1} se propage jusqu'au miroir 2 où il est en partie transmis et en partie réfléchi. La composante réfléchie se propage à nouveau jusqu'au miroir 1, E'_{c1} , pour donner le champ réfléchi et une contribution à E_{c1} . Les équations de réflexion et transmission des champs sur le miroir 1 s'écrivent :

$$E_r = r_{ec}E_i + t_{ce}E'_{c1} \quad \text{et} \quad E_c = t_{ec}E_i + r_{ce}E'_{c1} \quad (3.61)$$

Par ailleurs, E'_{c1} peut s'exprimer en fonction de E_{c1} en propageant le champ et en incluant les pertes énergétiques qui ne sont pas dues à la transmission à travers les miroirs. Ces pertes sont modélisées par un paramètre \mathcal{L} de pertes par miroir, le champ décroît donc pour un tour dans la cavité de $e^{-\mathcal{L}}$. On obtient donc $E'_{c1} = e^{-ik2L}e^{-\mathcal{L}}r_{ce}E_{c1}$, ce qui nous permet de déduire E_{c1} et la réflexion et la transmission de la cavité :

$$E_{c1} = E_i \frac{t_{ec}}{1 - r_{ce}^2 e^{-\mathcal{L}} e^{-ik2L}} \quad (3.62)$$

$$r = \frac{E_r}{E_i} = r_{ec} + \frac{t_{ec}t_{ce}r_{ce}e^{-\mathcal{L}}e^{-ik2L}}{1 - r_{ce}^2 e^{-\mathcal{L}}e^{-ik2L}} \quad (3.63)$$

$$t = \frac{E_t}{E_i} = \frac{t_{ec}t_{ce}e^{-ikL}e^{-\mathcal{L}/2}}{1 - r_{ce}^2 e^{-\mathcal{L}}e^{-ik2L}} \quad (3.64)$$

De plus, nous faisons l'approximation de grande finesse qui consiste à considérer $\mathcal{T}, \mathcal{L} \ll 1$, car ils sont expérimentalement de l'ordre de 10^{-5} . On peut alors écrire $\sqrt{1 - \mathcal{T}} \simeq 1 - \mathcal{T}/2$ et $e^{-\mathcal{L}} \simeq 1 - \mathcal{L}$. Nous nous intéressons par ailleurs à la transmission et réflexion proche de la résonance où $-2kL + 2\phi_{ce} = 2\pi q - \delta\phi$ et l'on effectue l'approximation lorentzienne en développant $e^{-i\delta\phi} \simeq 1 - i\delta\phi$. En ne conservant que les termes d'ordre dominant, on aboutit à :

$$t \simeq -e^{i(\phi_{ec} + \phi_{ce} - kL)} \frac{\mathcal{T}}{\mathcal{T} + \mathcal{L} + i\delta\phi} \quad (3.65)$$

$$r \simeq e^{i\phi_{ec}} \left(1 - \frac{\mathcal{T}}{\mathcal{T} + \mathcal{L} + i\delta\phi} \right) \quad (3.66)$$

Par ailleurs, la différence de phase par rapport à la résonance est liée à la différence de fréquence (ou plutôt pulsation) par $\delta\phi = 2L_{\text{eff}}\delta k = \frac{\delta\omega}{\nu_{\text{ISL}}}$. En utilisant la formulation de

la constante de vie d'un photon dans la cavité de l'équation 3.25, on peut alors exprimer les coefficients en intensité :

$$T_I(\delta\omega) = \frac{I_t}{I_i} = \frac{n_e |E_t|^2}{n_e |E_i|^2} = |t|^2 = \frac{\mathcal{T}^2}{(\mathcal{T} + \mathcal{L})^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{\kappa}\right)^2} \quad (3.67)$$

$$R_I(\delta\omega) = \frac{I_r}{I_i} = |r|^2 = 1 - \left(1 - \frac{\mathcal{L}^2}{(\mathcal{T} + \mathcal{L})^2}\right) \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{\kappa}\right)^2} \quad (3.68)$$

On obtient logiquement une forme lorentzienne qui est la transformée de Fourier de la décroissance exponentielle du champ. On remarque que les valeurs à résonances de réflexion $\frac{\mathcal{L}^2}{(\mathcal{T} + \mathcal{L})^2}$ et transmission $\frac{\mathcal{T}^2}{(\mathcal{T} + \mathcal{L})^2}$ peuvent permettre de déduire les caractéristiques de transmission et pertes des miroirs. L'intensité circulant dans la cavité s'exprime relativement comme :

$$\frac{I_c}{I_i}(\delta\omega) = \frac{\mathcal{T}}{(\mathcal{T} + \mathcal{L})^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{\kappa}\right)^2} \stackrel{\mathcal{L} \ll \mathcal{T}}{\approx} \frac{\mathcal{F}}{\pi} \frac{1}{1 + \left(\frac{\mathcal{F}\delta\omega}{\pi\nu_{\text{ISL}}}\right)^2} \quad (3.69)$$

où la deuxième expression, valable dans les cavités où l'essentiel des pertes est dû à la transmission des miroirs, fait apparaître l'amplification de l'intensité intra-cavité à résonance induite linéairement par la finesse.

Les équations développées pour la cavité plane avec une onde plane s'appliquent aussi pour les cavités générales en choisissant un mode de la base des modes de Hermite-Gauss où le seul changement à effectuer est la prise en compte de la phase de Gouy dans la propagation de l'onde, afin d'obtenir la condition de résonance correcte. Les coefficients en intensité sont alors des coefficients en puissance en intégrant sur le plan orthogonal à l'axe optique.

Couplage entre la fibre et la cavité :

Le développement précédent supposait que le champ incident avait la forme du mode propre de la cavité. En pratique pour une cavité fibrée, le champ incident se couple au mode avec une efficacité énergétique ϵ . Nous nous intéressons ici au cas du mode gaussien injecté par le mode gaussien sortant de la fibre. Le calcul du recouvrement de deux modes gaussiens ayant le même axe optique mène à [181] :

$$\epsilon = \frac{4}{\left(\frac{w}{w'} + \frac{w'}{w}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}kww'\right)^2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'}\right)^2} = \frac{4}{\left(\frac{w_0}{w'_0} + \frac{w'_0}{w_0}\right)^2 + \left(\frac{2(z_0 - z'_0)}{kw_0w'_0}\right)^2} \quad (3.70)$$

où la première expression est le résultat du recouvrement des champs à un point donné de l'axe où les largeurs des faisceau sont w et w' et leurs courbures R et R' . La deuxième expression s'en déduit par les équations 3.6 et 3.7 en se ramenant aux largeurs aux cols, w_0 et w'_0 , et aux positions, z_0 et z'_0 , des cols. La formule se généralise aux faisceaux astigmatiques et elliptiques en prenant le produit des racines des couplages dans les deux axes de base choisis.

Dans le cas où le miroir est placé sur une fibre optique monomode dont le mode guidé a une taille w_f , le mode injecté dans la cavité après le passage du miroir¹⁹ a une taille w_f

19. Si l'on considère que l'épaisseur du miroir est faible devant la longueur de la cavité.

et une courbure $R_f = R/(1 - n_f)$ où R est le rayon de courbure du miroir²⁰ et $n_f \simeq 1,45$ l'indice de la fibre optique, le couplage s'écrit donc [48] :

$$\epsilon = \frac{4}{\left(\frac{w_f}{w_M} + \frac{w_M}{w_f}\right)^2 + \left(\frac{\pi n_f w_f w_M}{\lambda R}\right)^2} \quad (3.71)$$

où w_M est la largeur du mode gaussien de la cavité sur le miroir. Pour un type de fibre donné avec un miroir de rayon de courbure fixé, le couplage dépend de la longueur de la cavité via w_M comme l'illustre la figure 3.15. Une fibre avec un coeur plus large ($w_f = 4,5 \mu\text{m}$) que les fibres standard ($w_f = 3 \mu\text{m}$) permet d'obtenir un meilleur couplage dans notre cas, car le mode de la cavité sur le miroir (pour $R = 300 \mu\text{m}$, $L = 125 \mu\text{m}$ et $\lambda = \lambda_{\text{Rb}}$) est de $6,2 \mu\text{m}$.

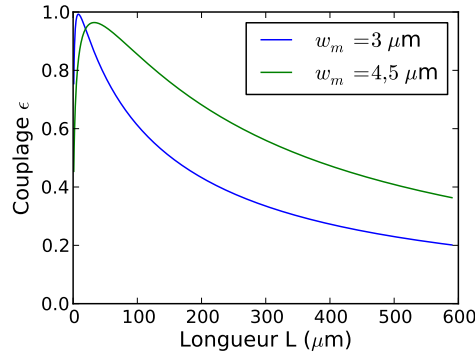


FIGURE 3.15 – Couplage du mode de la fibre au mode de la cavité dans le cas d'une cavité symétrique à miroirs circulaires de rayon de courbure $R = 300 \mu\text{m}$ pour différentes tailles de mode de la fibre.

Dans le cas où les axes optiques sont décalés mais parallèles avec une distance d (cf. figure 3.16a), c'est-à-dire, quand la structure du miroir n'est pas centrée sur le coeur de la fibre, le couplage s'écrit alors [181] :

$$\epsilon_d = \epsilon e^{-\frac{d^2}{d_e^2}} \quad \text{avec} \quad d_e^2 = \frac{2}{\epsilon \left(\frac{1}{w_f^2} + \frac{1}{w_M^2} + \left(\frac{kw_f}{2R_f}\right)^2 + \left(\frac{kw_M}{2R}\right)^2 \right)} = \frac{2}{\epsilon \left(\frac{1}{w_{0,f}^2} + \frac{1}{w_0^2} \right)} \quad (3.72)$$

Pour nos cavités avec une fibre standard la variation à $1/e$ du couplage par déplacement est ainsi $d_e \simeq 4,8 \mu\text{m}$. La condition sur le centrage des miroirs pour obtenir un bon couplage doit donc satisfaire $l_{\text{EC}} \ll 4,8 \mu\text{m}$, où l_{EC} est la distance entre le centre du miroir et le coeur de la fibre.

Dans le cas où les axes optiques présentent un angle θ , dans la limite des faibles angles, la variation du couplage est gaussienne et se met sous la forme [181] :

$$\epsilon_\theta = \epsilon e^{-\frac{\theta^2}{\theta_e^2}} \quad \text{avec} \quad \theta_e^2 = \frac{2}{\pi^2 \epsilon \left(\frac{w_f^2}{\lambda^2} + \frac{w_M^2}{\lambda^2} \right)} \quad (3.73)$$

20. La largeur et la position du col du mode quittant la fibre sont donnés par :

$$w_{0,f}^2 = \frac{w_f^2}{1 + \left(\frac{\pi w_f^2}{\lambda R_f}\right)^2} \quad \text{et} \quad z_{0,f} = z_M - \frac{R_f}{1 + \left(\frac{\lambda R_f}{\pi w_f^2}\right)^2}$$

Ainsi dans notre situation expérimentale, la variation à $1/e$ du couplage entraînée par un mauvais alignement est $\theta_e \simeq 3,8^\circ$. L'angle d'alignement de la fibre avec l'axe de la cavité pour obtenir un bon couplage doit donc être très inférieur à cette valeur.

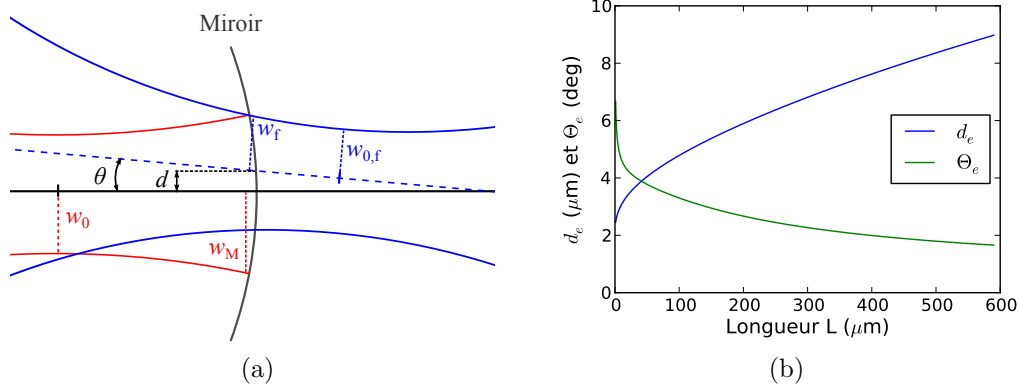


FIGURE 3.16 – Couplage du mode de la fibre au mode de la cavité en présence d'erreurs de centrage d ou d'angle θ . (a) : Schéma du couplage représentant le mode de la cavité (rouge) et le mode quittant la fibre avec les erreurs. (b) : Distance et angle caractéristiques du couplage pour des erreurs d'alignement des modes pour une fibre de mode $w_f = 3 \mu\text{m}$ avec un miroir de rayon de courbure $R = 300 \mu\text{m}$.

La figure 3.16b présente la variation de d_e et θ_e en fonction de la longueur de la cavité. Le positionnement latéral est de moins en moins sensible sur le couplage car la taille du mode devient bien plus importante que le mode de la fibre. Par contre la sensibilité angulaire augmente car les positions des cols s'éloignent.

Transmission et réflexion d'une cavité fibrée :

La puissance incidente dans le mode gaussien de la cavité est donc donnée par $P_{i,0} = \epsilon P_1$. La puissance transmise P_t dans le mode de la cavité se couple à la fibre de sortie avec un facteur ϵ_2 . La transmission de la cavité fibrée est alors donnée par :

$$T_{CF}(\delta\omega) = \frac{P_t}{P_1} = \epsilon \epsilon_2 \frac{\mathcal{T}^2}{(\mathcal{T} + \mathcal{L})^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{\kappa}\right)^2} \quad (3.74)$$

La transmission depuis le mode de l'espace libre du laser couplé dans la fibre comporte un facteur multiplicatif $\eta_f \sim 0,8$ qui représente le couplage dans la fibre. Ce facteur peut être connu expérimentalement en couplant le laser dans une fibre avec mesure du couplage et en effectuant un soudage optique de cette fibre à celle portant le miroir. La qualité du soudage optique est normalement très bonne (pertes $\sim 1\%$ mesurées sur une série de soudages) et permet de supposer que la puissance injectée est celle mesurée précédemment.

Dans nos expériences, le critère important est la collection des photons contenus dans le mode de la cavité, via la transmission. Ainsi le paramètre le plus critique est ϵ_2 car la puissance dans la cavité est proportionnelle à ϵ . En utilisant une fibre multimode pour la fibre de sortie, la collection de la lumière du mode gaussien est quasi parfaite ($\epsilon_2 \simeq 1$). En effet, le facteur limitant est l'ouverture numérique $NA = \sin \theta_a \simeq 0,22$ avec θ_a l'angle d'acceptance des fibres que nous utilisons. Tant que l'angle de divergence du mode

$\theta_0 = \lambda/\pi w_0$ reste inférieur à θ_a , le couplage est proche de 1. Ceci impose pour la largeur du col $w_0 > \lambda/\pi\theta_a \simeq 1,1 \mu\text{m}$ qui est bien vérifiée pour nos conditions expérimentales.

Pour la réflexion, la puissance réfléchiée dans le mode de la fibre résulte des interférences entre le champ gaussien qui se couple à la cavité et les autres modes non couplés. Le mode du champ normalisé au champ incident dans la fibre est décomposé selon la base des modes TEM qui sont la composante circulant dans le sens incident des modes propres de la cavité selon $|f\rangle = C_g|g\rangle + \sum_{m,n \neq 0,0} C_{m,n}|m,n\rangle$ où $|g\rangle = |0,0\rangle$ est le mode gaussien et les $|m,n\rangle$ sont les modes d'ordres supérieurs (version avec le formalisme de Dirac de l'équation 3.10). Pour alléger les notations, nous nous limitons ici au cas de miroirs circulaires, la généralisation se dérive sans difficultés par la même méthode. La normalisation²¹ implique $\langle f|f\rangle = 1 = |C_g|^2 + \sum_{m,n \neq 0,0} |C_{m,n}|^2$. Par ailleurs le couplage en énergie du champ de la fibre au mode gaussien donne $|\langle g|f\rangle|^2 = |C_g|^2 = \epsilon$, donc $\sum_{m,n \neq 0,0} |C_{m,n}|^2 = 1 - \epsilon$.

Comme la base choisie est celle des modes de la cavité, chacun des modes du champ est réfléchi sur lui-même lors de la réflexion sur le miroir car sa courbure est la même que celle des modes. On en déduit donc que l'opérateur de réflexion $\hat{\mathcal{R}}$ transforme le vecteur $|m,n\rangle$ en $r_{m,n}e^{i\phi_{r,m,n}}|m,n,-\rangle$ où $|m,n,-\rangle$ est le champ se propageant dans le sens opposé au champ incident, $r_{m,n}$ est le coefficient de réflexion du mode sur la cavité donnée par l'équation 3.66 et $\phi_{r,m,n}$ est la phase résultant de la définition de la base. En effet, l'origine des phases est au col du faisceau dans la cavité que l'on définit comme origine de l'axe des positions ($z_0 = 0$). Lors de la réflexion, la phase du champ réfléchi sur le miroir hors résonance est celle du champ incident sur le miroir plus la phase de réflexion $\phi_{ec} : \delta\omega_{m,n} \rightarrow \infty \Rightarrow r_{m,n} = e^{i\phi_{ec}}$. Afin de respecter cette condition sur le miroir, la phase de l'opérateur de réflexion doit vérifier $\phi_{r,m,n} = -2kz_1 + 2(m+n+1)\arctan\left(\frac{z_1}{z_R}\right)$ avec z_1 la position du miroir.

Le seul mode dont l'amplitude est modifiée est le mode fondamental, soit $\hat{\mathcal{R}}|g\rangle = re^{i\phi_g}|g,-\rangle$ où r est donné par l'équation 3.66 et $\phi_g = -2kz_1 + 2\arctan\left(\frac{z_1}{z_R}\right)$ est la phase. Les autres modes subissent uniquement un déphasage qui dépend de leur phase de Gouy, soit $\hat{\mathcal{R}}|m,n\rangle = e^{i\phi_{r,m,n}}|m,n,-\rangle = e^{i(\phi_g+\phi_{ec})}e^{i2(m+n)\arctan(z_1/z_R)}|m,n,-\rangle$.

Le mode de couplage à la fibre lors de la réflexion $|f,-\rangle$ est simplement le mode de la fibre se propageant en sens inverse qui possède donc les mêmes coefficients que $|f\rangle$ lors de sa décomposition, soit $|f,-\rangle = C_g|g,-\rangle + \sum_{m,n \neq 0,0} C_{m,n}|m,n,-\rangle$. Le champ couplé à la fibre lors de la réflexion s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \frac{E_r}{E_i} &= \langle f,-|\hat{\mathcal{R}}|f\rangle = e^{i\phi_g} \left(r|C_g|^2 + e^{i\phi_{ec}} \sum_{m,n \neq 0,0} |C_{m,n}|^2 e^{i2(m+n)\arctan\left(\frac{z_1}{z_R}\right)} \right) \\ &= e^{i(\phi_g+\phi_{ec})} \left(re^{-i\phi_{ec}}\epsilon + \eta(1-\epsilon) \right) \end{aligned} \quad (3.75)$$

où l'on a introduit le coefficient complexe de couplage du champ réfléchi des modes non gaussiens à la fibre :

$$\eta = \frac{1}{1-\epsilon} \sum_{m,n \neq 0,0} |C_{m,n}|^2 e^{i2(m+n)\arctan\left(\frac{z_1}{z_R}\right)} \quad (3.76)$$

qui vérifie $|\eta| \leq 1$. L'égalité implique que les phases sont toutes égales, ce qui est vérifié si le miroir est plan et signifie que le mode réfléchi est exactement le mode incident en sens opposé. Le coefficient de réflexion en puissance se déduit donc :

$$R_{CF}(\delta\omega) = \frac{P_r}{P_i} = |r|^2\epsilon^2 + (1-\epsilon)^2|\eta|^2 + 2\epsilon(1-\epsilon)\Re\left(re^{-i\phi_{ec}}\eta^*\right) \quad (3.77)$$

21. Le produit scalaire est défini par l'intégrale transverse des champs comme dans l'équation 3.9.

Les deux premiers termes sont les contributions respectives du mode gaussien et des modes d'ordres supérieurs si elles étaient incohérentes et le troisième terme est leur interférence. Ce dernier terme dépend de la variation en fréquence autour de la résonance $\delta\omega$ et modifie donc la forme de la réflexion à résonance par rapport à la lorentzienne inversée observée pour un couplage parfait au mode gaussien. En notant $\eta = |\eta|e^{i\phi_\eta}$, on peut l'exprimer comme :

$$2\epsilon(1-\epsilon)\Re\left(re^{-i\phi_{ec}}\eta^*\right) = 2\epsilon(1-\epsilon)|\eta|\left[\cos(\phi_\eta)\left(1 - \frac{\mathcal{T}}{\mathcal{T} + \mathcal{L}}\frac{1}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{\kappa}\right)^2}\right) + \sin(\phi_\eta)\frac{\mathcal{T}}{\mathcal{T} + \mathcal{L}}\frac{\frac{\delta\omega}{\kappa}}{1 + \left(\frac{\delta\omega}{\kappa}\right)^2}\right] \quad (3.78)$$

La contribution de ce terme est donc maximale quand le couplage au mode gaussien est $\epsilon = 0,5$ et lorsque le couplage des modes d'ordres supérieurs réfléchis est parfait, soit $|\eta| = 1$. La forme de la résonance est modifiée par l'addition d'un terme lorentzien et d'un terme dispersif, où la phase relative ϕ_η des modes d'ordres supérieurs par rapport au mode gaussien décide du poids et du signe de chaque terme.

La figure 3.17 présente les réflexions en puissance attendues pour les cas où l'interférence est importante par rapport au couplage parfait. Lorsque $\sin\phi_\eta = 0$, la réflexion est lorentzienne, mais les valeurs à résonance et hors résonance sont affectées par le couplage des modes d'ordre supérieurs. La situation de la figure 3.17a où $\phi_\eta = \pi$ voit les interférences des modes d'ordre supérieur réduire à 0 la réflexion hors résonance et une valeur non nulle lorsque le mode fondamental n'est que partiellement réfléchi à résonance. Cette situation, d'interférence totalement destructive où la lumière réfléchie est entièrement perdue dans les modes non guidant de la fibre, est cependant très improbable. En effet, elle implique que les seuls modes de la cavité dont la composante au champ de la fibre est non nulle sont les modes qui vérifient $2(m+n)\arctan(z_1/z_R) = (2p+1)\pi$ avec p entier.

Pour un certain²² ϕ_η , la courbe a une forme de courbe de dispersion. Cet effet peut être utile car il permet d'obtenir un signal d'erreur directement depuis la réflexion pour asservir la longueur de la cavité sans avoir à utiliser la méthode standard de Pound-Drever-Hall de détection hétérodyne en modulant le laser d'asservissement [182, 183]. Dans l'expérience de cavité fibrée précédente, une des cavités a été asservie de cette façon [162].

Par ailleurs, le traitement effectué ici pour des cavités fibrées peut se généraliser au cas des cavités macroscopiques lorsqu'un élément réalise un filtrage spatial. L'effet s'observe fréquemment lorsque la photodiode de détection ne collecte qu'une partie de la réflexion et est mal centrée sur l'axe optique. Un effet similaire peut être obtenu en utilisant les interférences entre le mode gaussien et le mode TEM_{01} sur une photodiode double dont les signaux sont soustraits [184].

L'expression de la réflexion fait donc intervenir 6 paramètres réels (ϵ , $|\eta|$, ϕ_η , \mathcal{T} , \mathcal{L} et κ). La mesure de la transmission d'un miroir \mathcal{T} peut s'effectuer directement sur un miroir. Par ailleurs la mesure d'un spectre de transmission fournit la largeur de la résonance κ . La mesure de la longueur de la cavité permet alors de déduire la finesse qui, connaissant la transmission du miroir, permet de déduire les pertes \mathcal{L} . La mesure de la transmission à résonance permet de trouver le couplage ϵ via l'équation 3.74 (sous l'hypothèse $\epsilon_2 = 1$). Un ajustement de R_{CF} peut aussi permettre de déduire $|\eta|$ et ϕ_η .

22. La valeur dépend des autres paramètres.

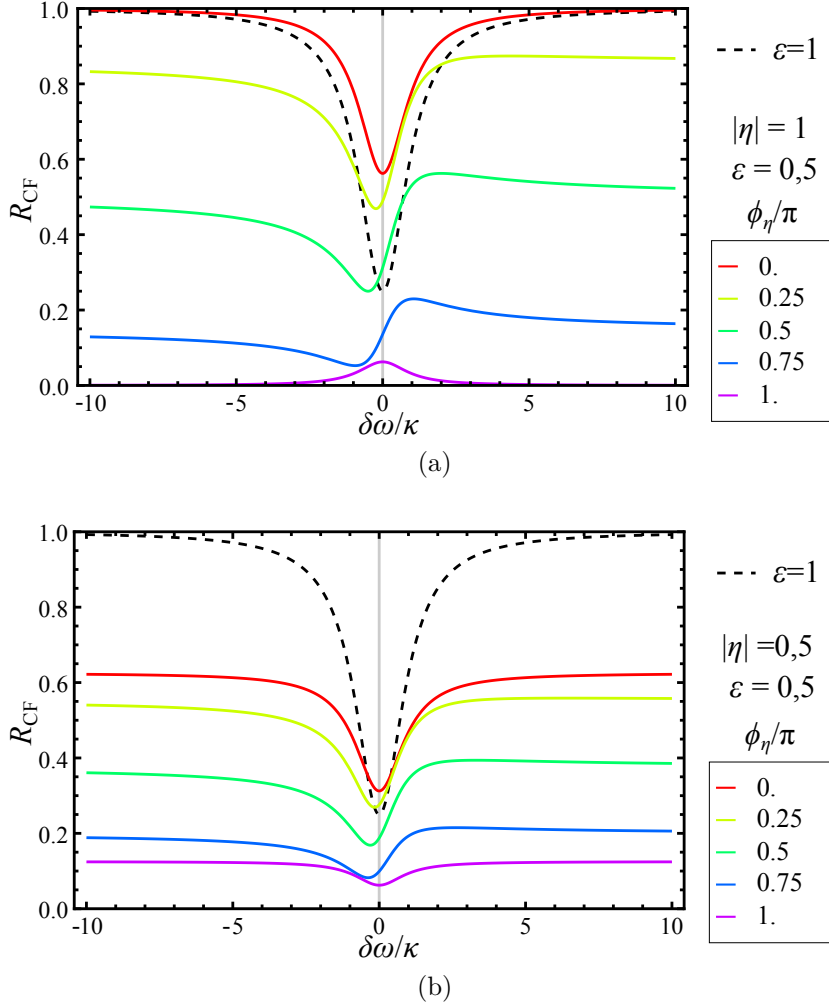


FIGURE 3.17 – Réflexion de la cavité en puissance pour un couplage au mode gaussien $\epsilon = 0,5$ où la contribution des termes d'interférence entre le mode gaussien et les modes d'ordres supérieurs est importante. Les diverses courbes présentent divers cas de déphasage selon la valeur de $0 < \phi_\eta < \pi$. Les courbes non représentées pour $-\pi < \phi_\eta < 0$ sont les symétriques des courbes pour $-\phi_\eta$ par rapport à l'axe $\delta\omega = 0$. La courbe en pointillés présente la réflexion si le couplage est parfait. Les valeurs de transmission et réflexion d'un miroir ont été prises égales $\mathcal{T} = \mathcal{L}$ (cf. données expérimentales). (a) Cas où les modes d'ordres supérieurs sont réfléchis entièrement dans la fibre $|\eta| = 1$: interférence maximale. (b) Un cas où les modes d'ordres supérieurs sont partiellement réfléchis dans la fibre $|\eta| = 0,5$.

3.3.3 Biréfringence de la cavité

Les modes du champ en cavité sont à priori la combinaison linéaire de deux modes de polarisation selon deux vecteurs arbitraires et dégénérés en énergie. Cependant, pour des résonateurs de haute finesse, une séparation spectrale des modes apparaît dans nombre d'expériences. Cet effet constitue un problème pour les expériences visant à mesurer une faible biréfringence en l'amplifiant par l'utilisation d'une cavité, comme les expériences de mesure de violation de la parité de l'interaction faible [185] ou de mesure de la biréfringence magnétique du vide [186]. Pour les expériences de électrodynamique quantique en cavité, cet effet peut être un problème ou un avantage selon la configuration expérimentale et les manipulations quantiques recherchées.

L'origine de la biréfringence peut provenir de la biréfringence des matériaux constituant l'empilement de couches diélectriques des miroirs de haute réflectivité. Cependant, cette explication du phénomène n'est pas très convaincante car dans le processus de déposition les matériaux déposés sont à priori amorphes. La référence [187] présente une revue des biréfringences observées et démontre que la biréfringence doit alors être induite par les couches les plus proches du substrat pour expliquer sa décroissance lorsque la réflectivité augmente. Une origine de cette biréfringence peut néanmoins s'expliquer par un stress mécanique induit sur les miroirs [188]; cependant, cet effet devrait être faible pour les cavités fibrées car le miroir est situé à une distance bien supérieure à sa taille du point de collage induisant le stress.

Origine géométrique de la biréfringence

La résolution de l'équation paraxiale que nous avons utilisée au paragraphe 3.1.1 pour obtenir les modes de Hermite-Gauss est en fait une solution scalaire du problème. La théorie peut être étendue à une solution vectorielle dont la référence [189] démontre que le champ peut se développer en série de termes pondérés par le paramètre de l'approximation paraxiale $\frac{1}{kw_0}$. La correction au premier ordre du champ vectoriel est alignée avec l'axe optique. Pour un miroir parfait, la condition de réflexion impose que le champ tangent à la surface du miroir est nul, $\mathbf{E}_{\text{tan}} = \mathbf{0}$. Cette condition diffère donc pour le champ vectoriel par rapport au champ scalaire qui est vérifiée implicitement si la polarisation a été choisie selon l'axe l orthogonal à l'axe de la cavité, $\mathbf{E}_l = \mathbf{0}$. Ainsi, la condition sur le champ vectoriel prend en compte la courbure du miroir selon l'axe de polarisation choisi. Si l'on choisit les axes propres du miroir elliptique, il est alors clair que les deux modes de polarisation vont avoir une condition de résonance différente pour pouvoir respecter la condition $\mathbf{E}_{\text{tan}} = \mathbf{0}$ sur le miroir.

Le calcul de la différence de fréquence entre la solution scalaire et la solution vectorielle au premier ordre dans une cavité plan-parabolique a été développé dans [190] pour un miroir à symétrie circulaire avec le mode fondamental puis étendu aux modes elliptiques et d'ordres supérieurs dans [191]. Le principe du calcul est basé sur la référence [192] qui permet de calculer la variation de la fréquence de la cavité causée par une déviation de la surface du miroir par rapport à la forme idéale en utilisant la deuxième identité de Green²³. En appliquant l'identité avec la solution scalaire de Hermite-Gauss et la solution vectorielle correspondante au premier ordre polarisée selon l'axe l , le calcul démontre que la différence de fréquence entre les deux s'écrit au premier ordre :

$$\Delta\nu_{\text{pol},l} = -\frac{c}{4\pi kLR_l} \quad (3.79)$$

où R_l est le rayon de courbure du miroir selon l'axe l , L est la longueur de la cavité et k le nombre d'onde. La différence entre les deux corrections pour les axes x et y donne donc la séparation en polarisation des deux modes :

$$\delta\nu = \frac{\nu_{\text{ISL}}}{2\pi k} \left(\frac{1}{R_b} - \frac{1}{R_a} \right) \quad (3.80)$$

où l'on a renommé les axes x et y par les axes a et b qui correspondent respectivement aux axes majeur et mineur de l'ellipse du miroir. La différence en fréquence est reliée au

²³. $\int_V (f\nabla^2 g - g\nabla^2 f) d^3\mathbf{r} = \oint_S (f\nabla g - g\nabla f) \cdot d\mathbf{S}$ pour deux fonction f et g continument dérivables deux fois.

retard de phase $\delta\phi_p$ pris sur l'axe a par rapport à l'axe b lors de la réflexion sur le miroir courbé qui s'écrit donc :

$$\delta\phi_p = \frac{2\pi\delta\nu}{\nu_{\text{ISL}}} = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{1}{R_b} - \frac{1}{R_a} \right) = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta_M \quad \text{avec} \quad \Delta_M = \left(\frac{1}{R_b} - \frac{1}{R_a} \right) \quad (3.81)$$

où Δ_M représente la partie géométrique de la biréfringence qui est indépendante de la longueur d'onde, et que nous désignerons sous le nom de biréfringence géométrique du miroir. La notion de biréfringence du miroir est rendue pertinente par l'indépendance de $\delta\phi_p$ en L qui rend le traitement effectué indépendant de la cavité choisie pour effectuer le calcul.

Biréfringence d'une cavité à deux miroirs elliptiques :

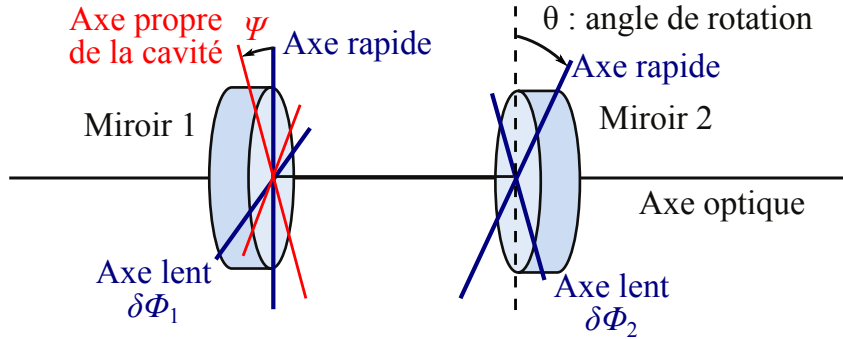


FIGURE 3.18 – Schéma de la biréfringence en cavité : les axes propres des miroirs (bleus) et les valeurs de différence de phases associées définissent les axes propres de polarisation de la cavité (rouges).

Lorsque l'on forme une cavité avec deux miroirs elliptiques, les modes propres de polarisation sont déterminés par la condition de conservation de la polarisation lors d'un aller-retour dans la cavité. Le formalisme de Jones [193] permet de calculer l'évolution de la polarisation dans un système biréfringent selon un axe de propagation. Nous prenons comme base de l'espace de polarisation, les deux polarisations linéaires alignées avec les axes rapide et lent du premier miroir (cf. figure 3.18). Les axes du second miroir ont un angle θ dans cette base. Le miroir j a un effet qui s'écrit dans sa base d'axes propres comme une matrice diagonale $M_j = \text{diag}(1; e^{i\delta\phi_j})$. La matrice M de propagation d'un tour dans la cavité est donc la multiplication des matrices de chaque miroir tournées dans la base choisie grâce à la matrice de rotation \mathcal{R} :

$$\begin{aligned} M &= \mathcal{R}(\theta) M_2 \mathcal{R}(-\theta) M_1 \\ &= \begin{pmatrix} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta e^{i\delta\phi_2} & \cos \theta \sin \theta e^{i\delta\phi_1} (1 - e^{i\delta\phi_2}) \\ \cos \theta \sin \theta (1 - e^{i\delta\phi_2}) & (\cos^2 \theta e^{i\delta\phi_2} + \sin^2 \theta) e^{i\delta\phi_1} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.82)$$

Les biréfringences sur les miroirs sont en pratique très faibles car elles sont au maximum de l'ordre de $\frac{\lambda}{2\pi R_b}$ et les rayons de courbure sont au moins de deux ordres de grandeurs plus importants que λ . Ainsi, $\delta\phi_j \ll 1$ et nous pouvons donc diagonaliser M dans cette

approximation [194]. On obtient ainsi les valeurs propres en développant à l'ordre 2 en $\delta\phi_1$ et $\delta\phi_2$:

$$\alpha_{\pm} = 1 + i \frac{\delta\phi_1 + \delta\phi_2}{2} - \frac{\delta\phi_1^2 + \delta\phi_2^2}{4} - \cos^2 \theta \frac{\delta\phi_1 \delta\phi_2}{2} \pm i \frac{1}{2} \sqrt{\delta\phi_1^2 + \delta\phi_2^2 + 2\delta\phi_1 \delta\phi_2 \cos(2\theta)} \quad (3.83)$$

La matrice M étant unitaire ses valeurs propres s'écrivent $\alpha_{\pm} = e^{i\phi_{\pm}}$ où ϕ_{\pm} représente le déphasage du vecteur propre associé lors d'un tour dans la cavité. Les valeurs de ϕ_{\pm} sont du même ordre que les $\delta\phi_j$ qui les engendrent donc on peut développer au premier ordre la différence $\alpha_+ - \alpha_- = e^{i\phi_+} - e^{i\phi_-} \simeq i(\phi_+ - \phi_-) = i\delta\phi$ où l'on a introduit la différence de phase entre les deux valeurs propres $\delta\phi$ qui s'écrit en utilisant l'équation 3.83 :

$$\delta\phi = \sqrt{\delta\phi_1^2 + \delta\phi_2^2 + 2\delta\phi_1 \delta\phi_2 \cos(2\theta)} \quad (3.84)$$

Ce déphasage est caractéristique de l'écart en fréquence entre les deux modes de polarisation $\delta\nu = \frac{\nu_{\text{ISL}}}{2\pi} \delta\phi$. Cet écart en fréquence est à comparer avec la largeur spectrale du résonateur κ afin de quantifier la levée de dégénérescence; on obtient alors la séparation relative ϵ qui s'écrit en exprimant la phase avec les phases géométriques des miroirs :

$$\epsilon(\theta) = \frac{\delta\nu}{\kappa} = \frac{\lambda\mathcal{F}}{2\pi} \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2 + 2\Delta_1 \Delta_2 \cos(2\theta)} \quad (3.85)$$

On remarque alors que la séparation est gouvernée par un terme d'origine entièrement géométrique que nous appelons biréfringence géométrique de la cavité :

$$\Delta(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda\mathcal{F}} \epsilon(\theta) = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2 + 2\Delta_1 \Delta_2 \cos(2\theta)} \quad (3.86)$$

Les effets des biréfringences des miroirs s'accumulent logiquement quand les axes rapides sont alignés, où $\Delta(\theta = 0) = \Delta_1 + \Delta_2$, et se compensent quand l'axe lent du second miroir est aligné avec l'axe rapide du premier, où $\Delta(\theta = 90^\circ) = |\Delta_1 - \Delta_2|$. Dans le cas où les miroirs ont la même biréfringence géométrique, les modes de cavité sont dégénérés. La figure 3.19a présente quelques cas possibles pour l'évolution de la biréfringence géométrique en fonction de l'angle relatif.

Dans le cas où les biréfringences sont faibles, les polarisations propres sont linéaires au premier ordre. Le calcul du vecteur propre "rapide" qui a le déphasage le plus faible ϕ_- permet de trouver l'angle ψ de la polarisation de ce mode qui est donné par :

$$\psi(\theta) = \arctan \left[\frac{-1}{\sin(2\theta)} \left(\frac{\delta\phi_1}{\delta\phi_2} + \cos(2\theta) - \sqrt{1 + \left(\frac{\delta\phi_1}{\delta\phi_2} \right)^2 + \frac{\delta\phi_1}{\delta\phi_2} 2 \cos(2\theta)} \right) \right] \quad (3.87)$$

La valeur de l'angle ne dépend ainsi que du ratio entre les biréfringences des miroirs. La figure 3.19b montre l'évolution de l'angle en fonction de divers ratios de biréfringences. Quand la biréfringence est très importante pour l'un des miroirs $\frac{\Delta_2}{\Delta_1} \ll 1$ ou $\frac{\Delta_2}{\Delta_1} \gg 1$, le mode rapide est aligné avec l'axe rapide du miroir le plus biréfringent. Dans le cas d'une biréfringence équivalente $\Delta_2 = \Delta_1$, le mode rapide est sur la bissectrice des axes rapides. Proche de la biréfringence maximale, la variation est linéaire avec une pente donnée par :

$$\frac{\partial\psi}{\partial\theta}(\theta = 0) = \frac{1}{\frac{\delta\phi_1}{\delta\phi_2} + 1} = \frac{1}{\frac{\Delta_1}{\Delta_2} + 1} \quad (3.88)$$

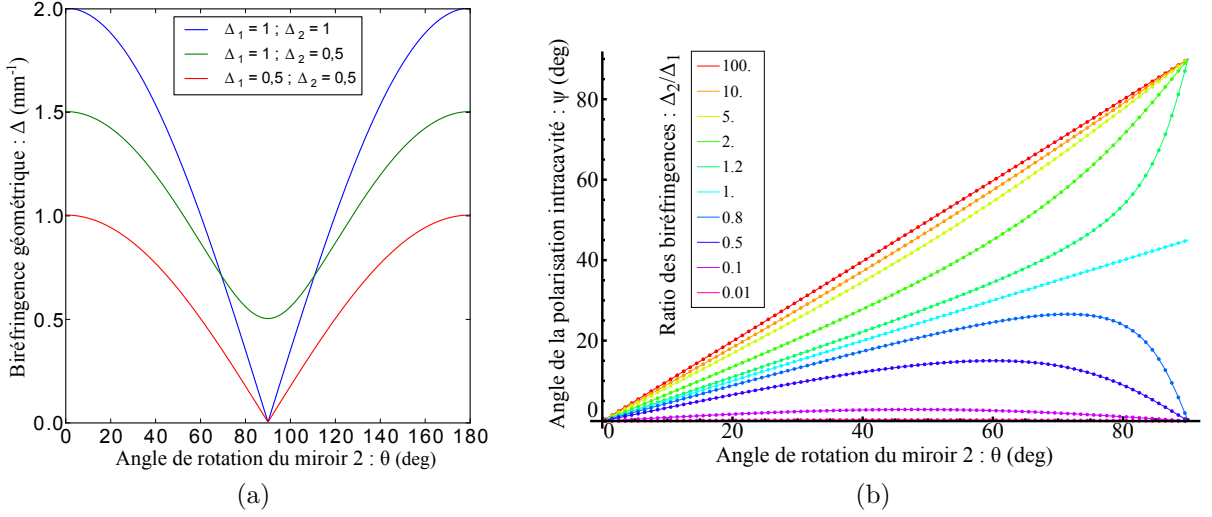


FIGURE 3.19 – (a) : évolution de la biréfringence géométrique en fonction de l’angle entre les deux axes rapides des miroirs pour différents déphasages. (b) : Angle de la polarisation du mode intra-cavité dans le repère du miroir 1 en fonction de la rotation relative du miroir 2 pour divers ratios de biréfringences. Le mode représenté est le mode “rapide” qui est aligné avec les axes rapides dans la configuration de biréfringence maximale ($\theta = 0$). $\delta\phi_1 = 2\pi 10^{-4}$ et $\delta\phi_2$ varie selon le ratio. Les lignes sont les résultats de l’équation 3.87 et les points sont les résultats de la résolution numérique de la diagonalisation sans approximation.

3.3.4 Couplage d’un atome à deux modes du champ

L’existence du second mode de polarisation modifie les résultats de la détection par rapport au système de Jaynes-Cummings avec des pertes et injection d’un laser à résonance.

Modèle à deux niveaux avec approximation de faible excitation :

Pour avoir un aperçu analytique de la détection dans le cas où l’atome se couple à deux modes propres a et b du champ, nous considérons un atome à deux niveaux également couplé aux deux modes. On peut faire l’hypothèse que cette description peut être représentative de la situation où les sous-niveaux Zeeman sont dégénérés, dans laquelle les états fondamentaux et excités pourraient se réduire respectivement à un seul niveau effectif. On note \hat{b} l’opérateur annihilation du second mode qui a les mêmes pertes κ que le mode a . On se limite à la situation de détection où laser, atome et mode a de la cavité sont à résonance, soit $\omega = \omega_{\text{at}} = \omega_{c,a}$ et on note $\delta = \omega_{c,a} - \omega_{c,b}$ le désaccord entre les deux modes de polarisation. Seul le mode a est injecté par le laser. Le hamiltonien dans le référentiel tournant s’écrit alors :

$$\hat{H}_{\text{JC,p,resa}} = -\hbar\delta\hat{b}^\dagger\hat{b} + \hbar g \left(\hat{\sigma}_-\hat{a}^\dagger + \hat{\sigma}_+\hat{a} + \hat{\sigma}_-\hat{b}^\dagger + \hat{\sigma}_+\hat{b} \right) - i\hbar\eta \left(\hat{a} - \hat{a}^\dagger \right) \quad (3.89)$$

Et l’équation pilote s’écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \left[\hat{H}_{\text{JC,p,resa}}, \hat{\rho} \right] + \gamma \left(2\hat{\sigma}_-\hat{\rho}\hat{\sigma}_+ - \hat{\rho}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_- - \hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-\hat{\rho} \right) \\ + \kappa \left(2\hat{a}\hat{\rho}\hat{a}^\dagger - \hat{\rho}\hat{a}^\dagger\hat{a} - \hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{\rho} \right) + \kappa \left(2\hat{b}\hat{\rho}\hat{b}^\dagger - \hat{\rho}\hat{b}^\dagger\hat{b} - \hat{b}^\dagger\hat{b}\hat{\rho} \right) \end{aligned} \quad (3.90)$$

Pour trouver la solution stationnaire à faible excitation, on se limite à l'espace à une excitation au maximum $\{|f, 0, 0\rangle, |e, 0, 0\rangle, |f, 1, 0\rangle, |f, 0, 1\rangle\}$ où les chiffres indiquent, dans l'ordre, l'état de Fock dans le mode a et dans le mode b . Puis, on ne conserve dans le résultat que le terme dominant en η . On obtient ainsi les populations des états donnés par les termes diagonaux de la matrice densité. Les populations des états représentent les populations des sous-systèmes :

$$\rho_{e,0,0} = p_e = \frac{\eta^2 g^2 (\delta^2 + \kappa^2)}{\delta^2 (g^2 + \gamma\kappa)^2 + \kappa^2 (2g^2 + \gamma\kappa)^2} \quad (3.91)$$

$$\rho_{f,1,0} = n_{c,a} = \frac{\eta^2 \left((g^2 + \gamma\kappa)^2 + \gamma^2 \delta^2 \right)}{\delta^2 (g^2 + \gamma\kappa)^2 + \kappa^2 (2g^2 + \gamma\kappa)^2} \quad (3.92)$$

$$\rho_{f,0,1} = n_{c,b} = \frac{\eta^2 g^4}{\delta^2 (g^2 + \gamma\kappa)^2 + \kappa^2 (2g^2 + \gamma\kappa)^2} \quad (3.93)$$

Lorsque l'on considère la transmission totale du système²⁴, on obtient :

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{2 + \frac{1}{C} + \frac{1}{4C^2} \left(1 + \frac{\delta^2}{\kappa^2}\right)}{\left(2 + \frac{1}{2C}\right)^2 + \left(1 + \frac{1}{2C}\right)^2 \frac{\delta^2}{\kappa^2}} \quad (3.94)$$

On remarque que la transmission est fonction de la séparation relative des modes $\epsilon = \delta/\kappa$. Lorsque le second mode est très séparé ($\delta \rightarrow \infty$), on retrouve le résultat à un seul mode de l'équation 3.46. Lorsque les modes sont dégénérés, dans le cas où la coopérativité est importante ($C \gg 1$), la transmission ne chute que de moitié lorsque l'atome est résonant. La figure 3.20a présente la variation en fonction de la séparation relative des modes. On remarque que les deux modes de polarisation contribuent approximativement également à la transmission lorsque la séparation relative ϵ est inférieure à la coopérativité. L'excitation est alors équitablement répartie entre les deux modes de cavité par l'atome.

Pour le taux d'émission spontanée par photon incident qui caractérise la décohérence induite par la mesure, on obtient :

$$\Gamma_{\text{ph,eff}} = \frac{1}{C} \frac{1 + \frac{\delta^2}{\kappa^2}}{\left(2 + \frac{1}{2C}\right)^2 + \left(1 + \frac{1}{2C}\right)^2 \frac{\delta^2}{\kappa^2}} \quad (3.95)$$

Le résultat converge bien vers la valeur de $\Gamma_{\text{ph,eff}} \simeq 1/C$ lorsque $C \gg 1$ comme pour le cas à un mode dans la limite où $\delta \rightarrow \infty$. La valeur séparation nulle est cependant surprenante car on obtient $1/4C$. La figure 3.20b montre la variation entre ces deux limites. Alors que le nombre de photons dans la cavité augmente, l'émission spontanée diminue. Ce comportement contre intuitif du système peut s'interpréter comme un effet du fort couplage aux modes de la cavité qui limite l'excitation car l'état excité est fortement couplé à l'état fondamental avec une constante de couplage $2g$. En effet, dans le système à un mode, le taux d'émission spontanée par photon incident est $1/C$. Ceci correspond à la part de l'émission spontanée due à l'effet Purcell pour un atome dans l'état excité dans une cavité résonante (à un facteur deux près, cf. équation 3.37). Pour le système à un mode, même si l'excitation n'est pas résonante avec le système atome/champ, l'atome

²⁴. Car en pratique la fibre optique de sortie rend complexe la séparation des signaux des deux modes de polarisation.

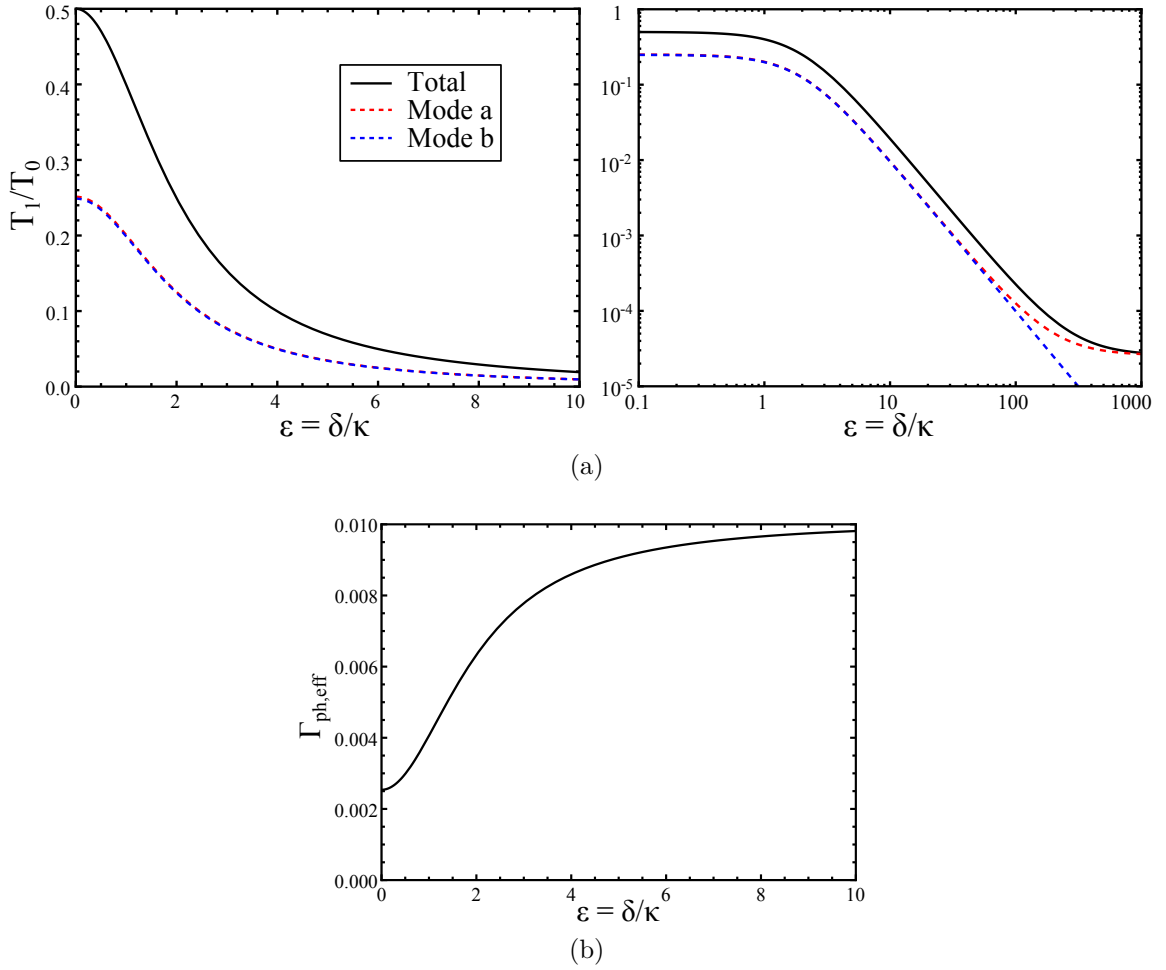


FIGURE 3.20 – Résultats du modèle à deux niveaux à faible excitation avec la coopérativité attendue expérimentalement $C = 98$ en fonction de la séparation relative des modes. (a) : Transmission à un atome couplé par rapport à la cavité vide en échelle linéaire dans la zone expérimentalement atteignable (gauche) et en échelle logarithmique dans l'ensemble du domaine où les variations sont significatives (droite). Les courbes pointillées montrent les contributions à la transmission des deux modes de polarisation. (b) : taux d'émission spontanée par photon incident sur la cavité.

semble absorber le photon puis le réémettre en fonction de l'effet Purcell. Dans le système à deux modes, le couplage est deux fois plus élevé et l'effet Purcell est donc multiplié par quatre, soit un taux d'émission spontanée par photon incident de $1/4C$.

Cependant, cette description à deux niveaux n'est peut-être pas représentative du système réel où les modes de polarisation ne sont pas couplés aux mêmes transitions entre les états Zeeman qui sont multiples dans l'état fondamental comme dans l'état excité.

Atome de rubidium en cavité biréfringente :

Le modèle précédent ne reflète effectivement pas la complexité de l'atome de Rubidium. La résolution du système réel doit prendre en compte la structure hyperfine de l'état excité dont les niveaux sont séparés de quelques centaines de MHz, *i.e.* de l'ordre de la constante de couplage et de la différence de fréquence entre les modes de polarisations. La

résolution exacte doit contenir aussi les sous-niveaux Zeeman et les coefficients de Clebsch-Gordan pour chaque transition en fonction de la polarisation. Un code d'évolution de la matrice densité a été développé dans notre équipe pour simuler les résultats attendus avec des atomes de rubidium dans des cavités réelles [195]. Nous avons calculé²⁵ l'évolution de la matrice densité réduite à deux photons maximum dans le mode de polarisation injecté et un photon maximum²⁶ dans le second mode avec un taux de photon incident de $\eta^2/\kappa = 7,6$ MHz²⁷. Les valeurs des populations convergent rapidement vers des valeurs quasi-stationnaires à l'échelle de quelques oscillations de Rabi du vide, *i.e.* en environ 50 ns. Les évolutions ont été simulées sur une microseconde²⁸.

Dans le cas où l'atome est pompé dans le niveau fondamental $F = 2, m_F = 2$, où les modes de polarisation de la cavité sont dégénérés et où le laser est couplé au mode de polarisation circulaire induisant une transition σ^+ vers l'état excité $F' = 3, m'_F = 3$, l'atome reste dans le sous-espace engendré par ces deux états. Comme le niveau excité n'est pas couplé au mode σ^- du champ, le système se réduit effectivement à un atome à deux niveaux couplé à un mode du champ. Le résultat de la résolution de l'équation pilote confirme que le second mode n'a aucun effet. Le problème principal de cette configuration est la nécessité technique d'obtenir une injection de polarisation circulaire. En effet, les modes de la cavité doivent être dégénérés et donc requièrent des miroirs de symétrie circulaire suffisante, de façon à rendre moins critique l'alignement angulaire des axes propres et la nécessité d'égalité des biréfringences de chaque miroir. L'autre partie de la difficulté expérimentale est due à l'analyse de la polarisation injectée et son asservissement. La biréfringence de la fibre optique, changeante en fonction des contraintes thermiques et mécaniques, nécessite une détection non triviale de la polarisation injectée via la réflexion d'un laser sur le miroir d'entrée de la cavité.

Pour le cas d'une détection avec un atome dans $|F = 2, m_F = 0\rangle$ sur la transition π , le couplage au second mode doit être pris en compte dans la mesure. La figure 3.21 présente les résultats en régime stationnaire obtenus via l'évolution de la matrice densité. L'augmentation de transmission relative prévu par le modèle à deux niveaux est observée et confirme la nécessité d'utiliser une cavité avec une séparation biréfringente aussi grande que possible pour la détection. La présence des niveaux $F' = 2$ et $F' = 1$ est l'origine de l'asymétrie à $\delta > 0$ et invite l'expérimentateur à utiliser le mode de polarisation avec la plus basse fréquence comme mode résonant.

Le taux d'émission spontanée par photon incident reste relativement faible et proche de la valeur attendue²⁹ à large séparation $\Gamma_{\text{ph,eff}}(\delta \rightarrow \infty) \simeq 0.017$. Par ailleurs, la transmission relative dans le cas dégénéré (~ 0.1) n'atteint pas une valeur aussi importante que celle du modèle théorique (0,5) et le taux d'émission spontané par photon incident

25. Ces simulations ont été menées en collaboration avec Eckhard Wallis, stagiaire de Master 2.

26. Pour limiter l'espace de Hilbert de l'évolution et donc le temps de calcul (qui prend plusieurs heures pour la simulation présentée). Le second mode est pris avec une limite plus basse car il est normalement moins peuplé. Le nombre moyen de photons maximal sur l'ensemble des simulations est d'environ 6.10^{-3} pour chacun des modes; ce qui confirme l'hypothèse de faible excitation du mode photonique faite ici.

27. Ce taux produit un taux de photons détectés de l'ordre de 2 MHz en tenant compte des pertes de la cavité, prises par miroir égales à la transmission $\mathcal{T} = \mathcal{L}$, et de l'efficacité de détection, soit un taux de détection environ à la limite de linéarité des détecteurs de photons.

28. La limitation est ici choisie par rapport au temps de calcul nécessaire. Cependant, le taux de photons incidents étant suffisamment conséquent devant cette échelle (7,6 photons injectés en moyenne), les évolutions à temps caractéristiques longs comme la diffusion Zeeman sont visibles.

29. La valeur est ici augmentée d'un facteur 1/0,6 par rapport à la valeur déduite du couplage maximal considéré pour le cas à deux niveaux, car le couplage sur cette transition est réduit d'un facteur $\sqrt{0,6}$ par les coefficients de Clebsch-Gordan.

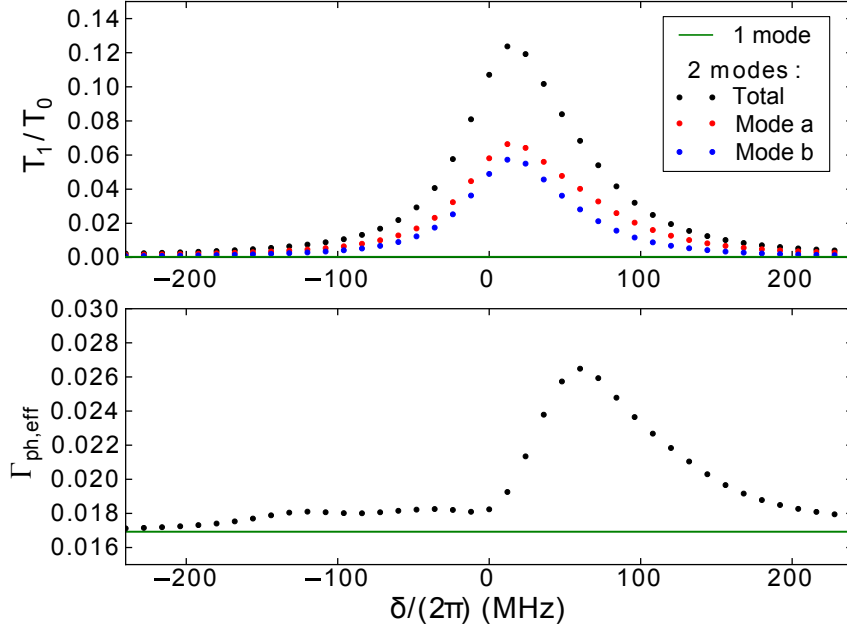


FIGURE 3.21 – Résultats quasi-stationnaires de la transmission et de l'émission spontanée par photon incident dans la situation expérimentale par résolution numérique de l'équation pilote (paramètres attendus expérimentalement $(g; \kappa; \gamma) = (84; 12; 3) \times 2\pi$ MHz avec g le couplage de la transition cyclante $F = 2, m_F = 2 \rightarrow F' = 3, m'_F = 3$). L'atome est initialement dans $F = 2, m_F = 0$ résonant avec le mode de cavité injecté qui induit une transition π vers $F' = 3$. Les résultats sont donnés en fonction du désaccord δ entre les deux modes de polarisation (pour $\delta < 0$, le second mode est sur le bleu de la transition atomique résonante). L'intervalle entre deux points est le taux de pertes du champ κ . Les points sont les résultats du système réel (avec les contributions des deux modes pour la transmission); la ligne verte marque le cas idéal où le second mode n'est pas couplé, vers lequel le système converge lorsque le désaccord tend vers l'infini. L'asymétrie du résultat par rapport à 0 provient de la présence des transitions vers les niveaux $F' = 2$ et $F' = 1$ situés sur le rouge de la transition résonante.

augmente au lieu de diminuer, ce qui confirme les faiblesses de la description deux niveaux. Cependant, le taux d'émission spontanée augmente pour des valeurs positives du désaccord entre les deux modes de polarisation, ce qui semble indiquer que cette augmentation est due à la présence des autres niveaux hyperfins de l'état excité. Par ailleurs, l'augmentation du taux d'émission spontanée est faible par rapport à l'augmentation de la transmission et donc du nombre moyen de photons dans la cavité. Ce résultat confirme qualitativement le comportement surprenant du modèle à deux niveaux. Cet effet, heureux pour l'expérimentateur, permet de pouvoir détecter l'état quantique quasiment sans émission spontanée qui projette l'état en dehors du sous-espace symétrique par la fuite de l'information de l'atome émetteur du photon spontané. Avec un désaccord pour le second mode de la cavité δ de quelques fois la demi-largeur à mi-hauteur κ sur le bleu de la transition, une détection relativement efficace est alors possible.

Cependant, si l'atome répartit de façon cohérente les photons du mode injecté vers le second mode, l'émission de photons dans le second mode utilise le couplage de l'état excité $F' = 3, m_F = 0$ aux autres sous-niveaux Zeeman du fondamental $F = 2$ que le sous-niveau initial $m_F = 0$. la figure 3.22 présente les différentes transition Zeeman induites par les modes de la cavité sur les états de moment cinétique nul du fondamental et de

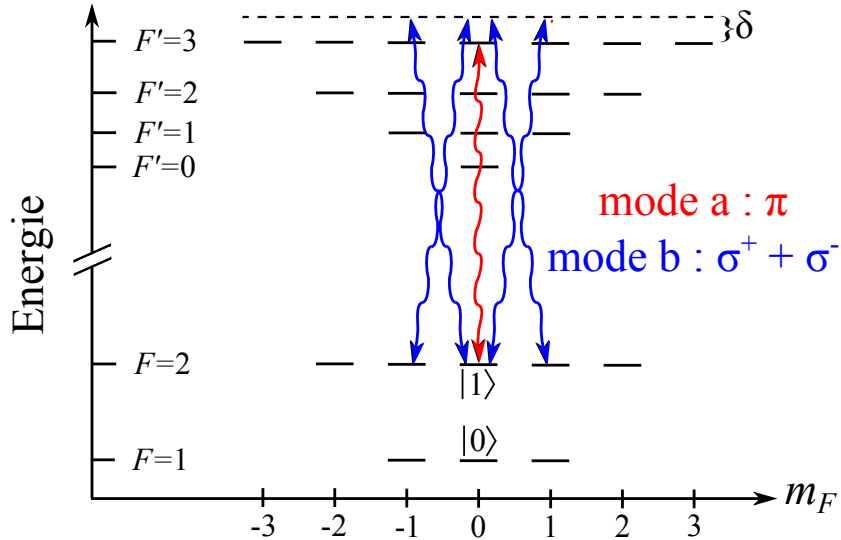


FIGURE 3.22 – Schéma des niveaux du ^{87}Rb avec les transitions induites par la cavité pour la détection avec un mode polarisé linéairement. L'état fondamental de départ avant la détection est l'état $F = 2, m_F = 0$ couplé à l'état $F' = 3, m_F = 0$ (transition π) par le mode injecté (mode a). Le second mode de la cavité (mode) est désaccordé de δ (négatif sur le schéma); il induit des transitions vers les autres états Zeeman de moment cinétique non nul, désignées en physique atomique comme σ^+ et σ^- .

l'état excité. La présence du second mode à proximité de la résonance induit donc une diffusion vers les autres sous-niveaux Zeeman.

Cet effet est illustré par la figure 3.23 qui présente la population restante dans l'état $m_F = 0$ après une microseconde de détection. La diffusion résiduelle pour le cas idéal où un seul mode est couplé est due à l'émission spontanée résiduelle. On remarque que la diffusion Zeeman est effectivement considérablement amplifiée par la proximité du second mode. L'inconvénient majeur de cette diffusion est l'impossibilité d'utiliser la détection de la cavité pour produire un état quantique avec des niveaux Zeeman bien identifiés et donc manipulable par des impulsions micro-onde par la suite. Cet effet est en particulier une limitation pour les expériences de création d'états intriqués utilisant la projection de l'état quantique induite par la mesure (détection). Cette capacité a été utilisée dans les expériences de notre groupe pour la création d'états de Dicke de façon probabiliste [41] ou par effet Zénon quantique [44, 45] avec une cavité possédant une biréfringence assez élevée ($\epsilon \simeq 10$). Comme le second mode est suffisamment désaccordé, la diffusion Zeeman reste faible et la fidélité de production de l'état reste acceptable. Pour des valeurs bien plus faibles de la séparation relative, l'effet devient trop important pour produire efficacement des états quantiques³⁰.

Par ailleurs, la fidélité de production d'un état dépend aussi de l'erreur de détection. Les résultats présentés simulent une détection limitée à environ deux photons (en consi-

30. La séparation de la résonance du second mode avec la résonance atomique peut tout de même être amplifiée par l'utilisation de l'effet Zeeman. La variation de l'écart relatif entre les sous-niveaux Zeeman étant de l'ordre de 1 MHz/G, pour produire des désaccords de plusieurs fois la demi-largeur en fréquence de la cavité (12 MHz), il faut alors produire des champs assez conséquents de l'ordre de plusieurs dizaines de Gauss. Le souci technique est alors d'obtenir un très faible bruit de champ magnétique ainsi qu'un champ très homogène sur la chaîne d'atomes pour éviter les déphasages entre les états hyperfins et entre les atomes.

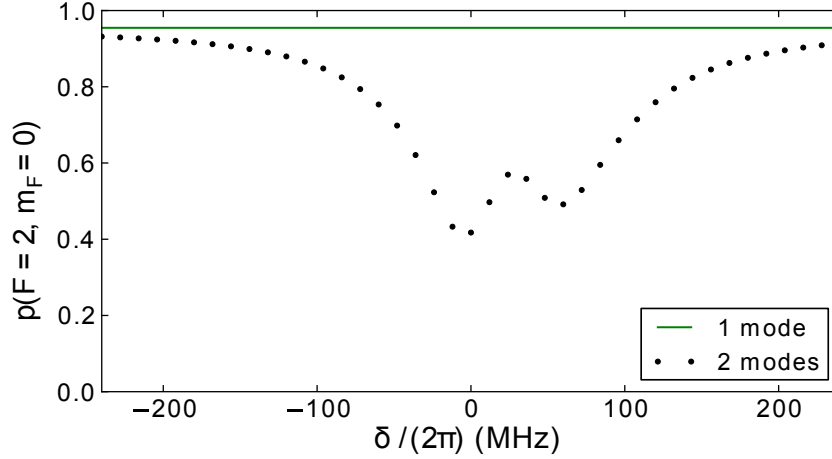


FIGURE 3.23 – Résultats de la diffusion en dehors du sous-état Zeeman initial $F = 2, m_F = 0$ par la même simulation que la figure 3.21. La population restante de l'état initial après une microseconde de détection est donnée en fonction du désaccord δ entre les deux modes de polarisation. L'intervalle entre deux points est le taux de pertes du champ κ . Les points sont les résultats du système réel ; la ligne verte marque le cas idéal où le second mode n'est pas couplé, vers lequel le système converge lorsque le désaccord tend vers l'infini.

dérant des pertes par miroir égale à leur transmission et en tenant compte de l'efficacité de détection) ; les photons injectés sont issus d'un laser et ont donc une statistique poissonnienne entraînant une erreur de détection³¹ (probabilité d'observer aucun photon transmis lorsque aucun atome n'est couplé au champ) de $e^{-2} \simeq 13,5\%$. Si la durée de l'impulsion de détection est augmentée pour réduire cette erreur, la diffusion Zeeman augmente aussi (de façon approximativement linéaire lorsque la population dans l'état initial reste proche de l'unité). Il y a alors un optimum de fidélité de préparation de l'état qui dépend du nombre de photons injectés et de la diffusion Zeeman. Cet optimum est fortement impacté par la proximité du second mode qui module la diffusion Zeeman.

En résumé, la qualité de la détection avec une biréfringence relative donnée dépend de l'application recherchée : mesure uniquement ou préparation d'états quantiques avec une haute fidélité. Un désaccord en biréfringence de quelques demi-largeurs à mi-hauteur est suffisant pour obtenir une détection relativement efficace. Un tel désaccord peut être obtenu dans notre régime de paramètres de cavité par le contrôle de la biréfringence géométrique des miroirs. Pour une préparation d'état quantique, l'obtention d'une haute fidélité nécessite des désaccords plus importants. Pour cette dernière application, le développement de cavités à modes dégénérés, pour utiliser une polarisation d'injection circulaire avec un système couplé unique à ce mode, devient alors pertinent malgré les contraintes expérimentales de la stabilisation de l'injection d'une polarisation circulaire.

31. On néglige, pour cette estimation, l'effet de la transmission résiduelle de la cavité qui augmente l'erreur lorsque le ratio des transmissions T_1/T_0 est élevé et que la durée de la détection est importante. Des discussions plus complètes des différents effets sur la fidélité de détection et de préparation d'états sont disponibles dans les références [88, 43, 196].

Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter l'interaction entre un ou plusieurs atomes avec une cavité Fabry-Pérot, puis le principe novateur de la réalisation d'une chaîne d'atomes uniques adressables avec un couplage fort et homogène au champ électromagnétique. Les considérations du système réel pour un atome de ^{87}Rb , avec la prise en compte des effets de divergence, de phase et de biréfringence des divers modes optiques concernés, indiquent les réquisitions que doit remplir la cavité. Les premières d'entre elles sont les conditions de longueur d'onde du réseau intra-cavité et de phase relative entre le mode du réseau et le mode résonant. Ces deux conditions sont par ailleurs intimement connectées par la condition de double résonance. Une seconde contrainte est donnée par le centrage des miroirs sur les fibres afin d'optimiser le couplage et de limiter les effets d'interférence de la réflexion. Enfin, la dernière contrainte est donnée par la séparation en fréquence des modes propres de polarisation qui constituent une limitation pour la détection. Cependant, la mise en évidence de son origine géométrique fournit un moyen de contrôle lors de la production des miroirs sur les fibres. Les chapitres suivants s'attachent respectivement à la fabrication de cavités fibrées remplissant ces réquisitions et à la mise en oeuvre d'un système expérimental permettant le chargement d'atomes uniques dans le réseau intra-cavité.

Production et caractérisation de cavités Fabry-Pérot fibrées

Les cavités Fabry-Pérot fibrées introduites dans le chapitre précédent impliquent la formation d'une structure concave au bout d'une fibre optique puis le recouvrement de cette surface par un traitement réfléchissant. La technique que nous utilisons pour la formation de structures concaves est l'ablation laser qui consiste à apporter suffisamment d'énergie par absorption d'un faisceau laser à la surface d'un matériau pour évaporer celui-ci. Cette technique est utilisée aussi bien sur des solides [197] que sur des tissus biologiques [198] dans divers domaines :

- De multiples procédés industriels basés sur l'ablation laser permettent de découper ou graver des matériaux avec une précision remarquable sans contact mécanique. Les applications vont du simple marquage à la réalisation de pièces mécaniques de précision, avec une utilité spéciale pour la gravure ou l'usinage de matériaux très durs ou cassants (verres, céramiques) et donc difficiles à usiner mécaniquement, dans des secteurs industriels très divers de l'horlogerie à l'aéronautique.

- L'ablation laser est aussi une ressource considérable en terme d'application médicales, en particulier pour la chirurgie oculaire.

- L'ablation laser permet par ailleurs d'analyser la composition d'un matériau à distance en analysant le spectre du plasma produit par l'ablation [199] qui constitue une technique développée industriellement et même utilisée pour l'exploration spatiale par le robot Curiosity sur Mars [200].

Cependant, la réalisation de miroirs de cavités optiques de haute finesse requiert une précision bien plus importante que les procédés industriels d'ablation mettent oeuvre. Les distances caractéristiques requises sont typiquement de l'ordre du micron pour le centrage de la structure de miroir sur la fibre et pour sa profondeur, et la rugosité de la surface doit être de l'ordre de l'angström.

L'alignement d'une cavité Fabry-Pérot fibrée nécessite aussi une précision micrométrique.

Ce chapitre présente dans un premier temps les caractéristiques requises pour les miroirs et le principe de l'ablation laser de la silice par des impulsions de laser CO₂. Le dispositif expérimental mis en place pour atteindre la précision nécessaire est ensuite décrit. La troisième partie s'attache à démontrer comment l'ablation par des tirs multiples permet d'obtenir des surfaces dépassant les limitations des implémentations précédentes

notamment pour l'optimisation de l'ellipticité du miroir. Enfin, les cavités fibrées doublement résonantes réalisées pour l'expérience sont caractérisées.

4.1 Production de formes de miroir de haute qualité par ablation laser

Les caractéristiques du couplage d'atomes à un résonateur optique présentées précédemment ont détaillé l'intérêt de l'utilisation d'un résonateur de haute finesse et de faibles pertes. Les performances d'un résonateur sont entièrement déterminées par la forme et les propriétés de réflexion, transmission et pertes des miroirs, qui déterminent le mode de cavité et sa finesse, *i.e.* les paramètres à optimiser pour obtenir un couplage fort entre les atomes et le champ électromagnétique. Par ailleurs, le choix de la méthode de production du miroir influe évidemment grandement sur sa qualité.

4.1.1 Finesse et qualité des miroirs

Nous rappelons que la finesse qui caractérise la qualité du résonateur est directement reliée aux pertes totales par réflexion sur un miroir \mathcal{L} et à la transmission \mathcal{T} du miroir par $\mathcal{F} = \pi/(\mathcal{T} + \mathcal{L})$. Les finesses que l'on veut atteindre dans les expériences présentées ($\sim 10^5$) impliquent des pertes inférieures à quelques dizaines de parties par millions (ppm). Le total des pertes peut se diviser en plusieurs mécanismes :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_A + \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_C \quad (4.1)$$

Pertes par absorption \mathcal{L}_A :

Lorsqu'une onde électromagnétique se réfléchit sur un milieu, elle pénètre dans le milieu (au moins sous forme évanescente voire sous forme transmise). Si le milieu est absorbant pour la longueur d'onde considérée, la réflexion ne peut être parfaite car une partie de l'énergie est transformée en chaleur dans le miroir. Les miroirs usuels formés d'une couche de métal ont typiquement des absorptions de l'ordre de quelques %, *i. e.* 3 ordres de grandeurs au-dessus des pertes maximales autorisées pour des cavités de haute finesse.

Les miroirs sont de fait réalisés avec des empilements de couches de matériaux diélectriques transparents. L'épaisseur des couches étant bien contrôlée par épitaxie par jets moléculaires, cela permet d'optimiser les interférences entre réflexions partielles à chaque interface entre deux matériaux et donc de réaliser des miroirs de très haute réflectivité. L'exemple le plus simple est le miroir de Bragg qui permet d'obtenir une excellente réflectivité à une longueur d'onde λ avec un empilement de couches dont l'épaisseur optique est de $\lambda/4$ afin d'obtenir une interférence destructive pour l'onde transmise dans une couche. Pour obtenir un miroir doublement résonant avec un accord spécifique entre les phases, l'empilement de couches est plus complexe mais le principe est le même.

Pour obtenir des interférences avec un fort contraste au sein des couches, il faut utiliser une forte réflexion partielle à chaque interface et donc une différence d'indice entre les milieux importante car la réflexion est proportionnelle à la différence des indices. De fait les deux matériaux utilisés sont la silice (SiO_2 : indice $n_B = 1.47$ à 780 nm) et le pentoxyde de tantale (Ta_2O_5 : indice $n_H = 2.09$ à 780 nm) pour leur faible absorption dans le visible et l'infrarouge proche. Cependant la pénétration du champ électromagnétique

dans le miroir entraîne des pertes par absorption qui sont de l'ordre de 1 ppm pour les meilleurs empilements de couches [201] mais la qualité dépend de la pureté des matériaux déposés et de la profondeur de pénétration. Dans le cas de notre expérience, la pénétration est assez importante car le miroir est d'abord composé d'un empilement de couches qui déterminent la phase relative des deux longueurs d'ondes utilisées, puis d'un miroir doublement résonant dont l'empilement de couches est moins efficace qu'un miroir de Bragg monochrome. Les matériaux étant plus absorbants à 780 nm qu'à 1560 nm, la société¹ qui a produit les couches diélectriques prévoit pour nos miroirs des pertes par absorption de $\mathcal{L}_{A,780} \simeq 15$ ppm et $\mathcal{L}_{A,1560} \simeq 3$ ppm, soit trois fois les pertes pour un miroir de Bragg monochrome.

Pertes par diffusion \mathcal{L}_D :

La rugosité de la surface du miroir entraîne des pertes par diffusion à chaque réflexion qui peuvent se calculer comme [202, 203] :

$$\mathcal{L}_D \simeq \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \quad (4.2)$$

où σ est la rugosité quadratique définie par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{L_x L_y} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} (z(x, y) - \bar{z}(x, y))^2 dx dy} \quad (4.3)$$

avec z la surface réelle et \bar{z} la surface moyenne. Écrite de cette façon la rugosité ne fait pas apparaître les fréquences spatiales, importantes dans le processus de diffusion. La rugosité utile se calcule à partir d'une surface mesurée en intégrant la densité spectrale de puissance (transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation de la surface) jusqu'à une fréquence de coupure de l'ordre de $1/\lambda$.

Cette dépendance quadratique en rugosité des pertes par diffusion impose une forte condition sur la régularité de la surface des miroirs. Attendu que le processus de dépôt du recouvrement réfléchissant par épitaxie moléculaire est contrôlé avec une précision en épaisseur de l'ordre de la taille des atomes, la rugosité finale du miroir est à priori principalement induite par celle du substrat avant déposition.

Pertes par coupure \mathcal{L}_C :

Lorsque la taille des miroirs n'est pas plusieurs ordres de grandeur supérieure à la taille des modes gaussiens dans la cavité, les ailes de ces modes ne sont pas réfléchies dans le mode. Cet effet est présent lorsque le miroir a un diamètre D ou lorsque le miroir dévie fortement du profil parabolique supportant les modes gaussiens dans l'approximation paraxiale. De façon générale, on peut définir approximativement un diamètre D à partir duquel l'essentiel de l'énergie extérieure du mode est perdue et obtenir une estimation des pertes par coupure en supposant le mode fondamental gaussien. On obtient donc en intégrant l'intensité sur la surface extérieure au miroir [48] :

$$\mathcal{L}_C(w_m, D) = \exp\left(-2(D/2)^2/w_m^2\right) \quad (4.4)$$

où w_m est la taille du mode sur le miroir. Ces pertes sont donc d'autant plus importantes que la longueur de la cavité augmente pour une paire de miroirs fixée car la taille du

1. Laseroptik GmbH, Garbsen, Allemagne

faisceau sur le miroir augmente et elles sont plus importantes pour les longueurs d'onde plus grandes car $w_m \propto \sqrt{\lambda}$ comme l'illustre la figure 4.1. La situation présentée sur la figure constitue la limite basse ($D_{\min} \simeq 40 \mu\text{m}$) pour la taille des miroirs où la finesse à 1560 nm pour la longueur cible $L_c = 125 \mu\text{m}$ reste du même ordre de grandeur que celle à 780 nm afin d'assurer un asservissement efficace de la longueur de la cavité.

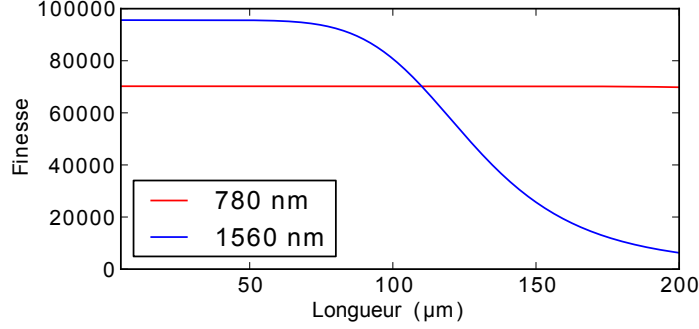


FIGURE 4.1 – Finesse en fonction de la longueur de cavité pour une cavité symétrique ($R = 300 \mu\text{m}$) avec des miroirs absorbants absolument lisses ($\mathcal{T}_{780} = \mathcal{T}_{1560} = 30 \text{ ppm}$, $\mathcal{L}_{A,780} = 15 \text{ ppm}$ et $\mathcal{L}_{A,1560} = 3 \text{ ppm}$, et $\mathcal{L}_{D,780} = \mathcal{L}_{D,1560} = 0$). La décroissance de la finesse est due aux pertes par coupure sur le miroir $D = 40 \mu\text{m}$.

4.1.2 Principe et performances de l'ablation laser

Les miroirs de cavités macroscopiques, utilisés dans les expériences d'électrodynamique quantique en cavité, sont produits par polissage mécanique [204]. Pour le cas des expériences à faible volume de mode et large accès optique qui nécessitent de faibles rayons de courbure et des substrats microscopiques, l'emploi d'une technique de production non mécanique est bien plus adaptée à cause des limites de miniaturisation et de précision des outils mécaniques. Les fibres optiques sont usuellement constituées de silice fondue qui est une forme amorphe de l'oxyde de silicium SiO_2 . Plusieurs techniques permettent de modeler la silice sans outils mécaniques. La dissolution chimique (dans l'acide fluorhydrique typiquement) n'est pas appropriée pour former des miroirs car le processus ne permet pas de contrôler la forme facilement et produit des surfaces rugueuses [205]. Une autre méthode bien plus précise réside dans l'utilisation de la gravure par sonde ionique focalisée mais obtenir une bonne rugosité devient alors le problème principal [206, 207].

La silice étant transparente dans le visible et l'infrarouge proche, l'ablation laser n'est possible dans cette partie du spectre qu'avec des lasers impulsifs qui sont très fortement absorbés de part leur grande intensité du fait des processus non linéaires. Ainsi l'énergie est absorbée très localement et permet une gravure très précise mais la rugosité de la surface obtenue avec de tels lasers n'est pas suffisante pour nos miroirs [208].

Nous utilisons ici un laser CO_2 continu dont la longueur d'onde est de $\lambda_{\text{CO}_2} = 10,6 \mu\text{m}$. Cette longueur d'onde est proche des résonances des modes de vibration Si-O-Si de la silice [209]. Le laser est donc fortement absorbé par la silice fondue (voir le coefficient d'extinction sur la figure 4.2a). La puissance lumineuse d'un faisceau laser CO_2 focalisé sur une fibre optique (cf. figure 4.2b) est donc en partie réfléchi par l'interface air/ SiO_2 et la partie transmise est absorbée dans les premières dizaines de microns de la silice. La

transformation de l'énergie lumineuse en chaleur fait fondre² la silice sur des profondeurs de quelques microns à quelques dizaines de microns [210] dans nos conditions expérimentales selon l'intensité et la durée de l'impulsion laser utilisée. Le centre de la surface est évaporé en partie créant la forme du miroir et la tension de surface lisse la surface obtenue à cause de la couche superficielle de silice liquide.

Cet effet de lissage permet d'obtenir des rugosités très faibles et constitue l'argument essentiel de l'utilisation d'une ablation avec un laser CO₂. Il a été utilisé pour polir des éléments optiques [211, 212, 210] ou, dans la limite où la tension de surface domine la formation de l'objet, produire des micro-lentilles [213, 213] et des résonateurs optiques tels que les micro-sphères [214] ou les micro-tores [215] de silice. Pour les miroirs sur fibres optiques, une mesure de la surface grâce à un microscope à force atomique a permis de déterminer la rugosité : $\sigma \simeq 0.22$ nm [216], valeur approchant la qualité des miroirs super-polis. Les pertes attendues par diffusions sont donc de $\mathcal{L}_{D,780} \simeq 13$ ppm et $\mathcal{L}_{D,1560} \simeq 3$ ppm, *i.e.* de l'ordre des pertes par absorption. Ainsi des cavités Fabry-Pérot fibrées de haute finesse ont pu être produites avec des miroirs formés par ablation CO₂ [48].

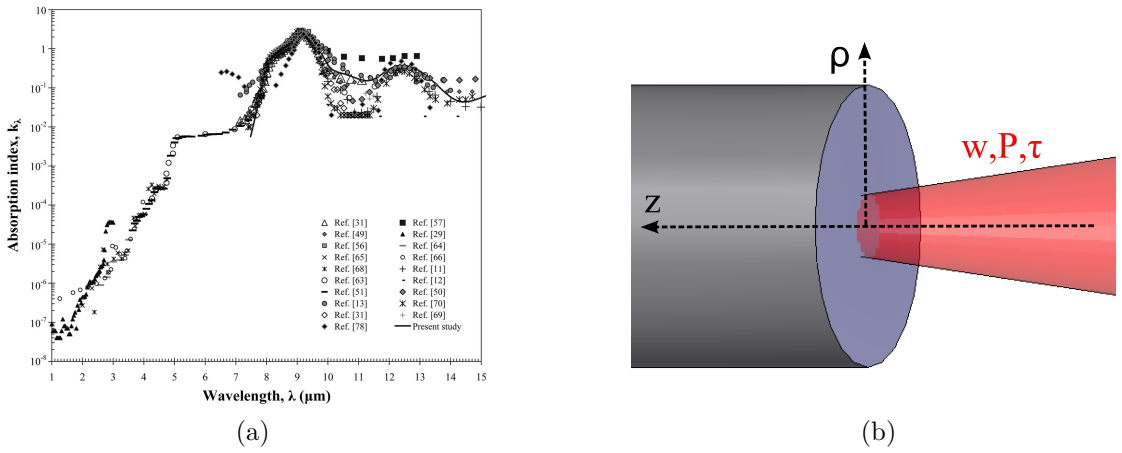


FIGURE 4.2 – (a) : Coefficient d'absorption (partie imaginaire de l'indice optique) de la silice fondue. Figure extraite de [209]. (b) : Principe de l'ablation laser par focalisation d'un faisceau laser CO₂ de waist w et de puissance P pendant un temps τ sur une fibre optique.

Modélisation de l'ablation laser :

La face d'une fibre optique est ainsi exposée pendant une durée τ par un faisceau laser avec une incidence normale. Le profil de l'intensité laser est gaussien et s'écrit $I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right)$ dans les coordonnées cylindriques présentées sur la figure 4.2b avec P la puissance du faisceau et w sa largeur. Cette dernière dépend de la position sur l'axe optique selon :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{\text{CO}_2}(z - z_0)}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (4.5)$$

où w_0 est la largeur minimale et z_0 sa position par rapport à l'origine qui est prise sur la surface de la fibre. La taille du faisceau évolue de façon non négligeable sur des distances de l'ordre de la longueur de Rayleigh $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_{\text{CO}_2}}$ et pour la suite on négligera cette

2. La transition étant vitreuse, la variation de la viscosité est continue.

dépendance car expérimentalement nous utilisons des largeurs minimales supérieures à $25 \mu\text{m}$ ce qui implique que $z_{R,\min} \simeq 185 \mu\text{m}$, ce qui est bien supérieur à la profondeur de pénétration du faisceau. Les trois paramètres de durée τ , de puissance P et de largeur w définissent donc entièrement l'impulsion laser utilisée et constituent les trois paramètres de l'ablation laser modifiables par l'expérimentateur.

L'intensité transmise dans la silice I_{SiO_2} est absorbée avec une profondeur de pénétration $\alpha^{-1} = \frac{\lambda_{\text{CO}_2}}{4\pi k_\lambda}$ où k_λ est le coefficient d'absorption. Ce coefficient varie de façon très importante avec la température : la profondeur de pénétration vaut ainsi $\alpha^{-1} = 34 \mu\text{m}$ à 300 K diminue jusqu'à $4,2 \mu\text{m}$ à 2100 K avec une évolution quasi linéaire [217]. La puissance par unité de volume dissipée dans la silice Q s'écrit donc :

$$Q(r, z, t) = -\frac{\partial I_{\text{SiO}_2}(r, z, t)}{\partial z} = (1 - R_{\text{SiO}_2}) \frac{2P}{\pi w^2} \alpha e^{-\alpha z} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} (\vartheta(t) - \vartheta(t - \tau)) \quad (4.6)$$

où R_{SiO_2} est le coefficient de réflexion en intensité de l'interface air/silice et ϑ est la fonction de Heaviside. Pour obtenir le profil de température $T(r, z, t)$ dans la silice il faut intégrer l'équation de la chaleur :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\kappa \nabla T) = Q(r, z, t) \quad (4.7)$$

avec $\rho \simeq 2,22 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ la masse volumique de la silice fondue, $C \simeq 750 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ est la chaleur spécifique et $\kappa \simeq 1,4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ la conductivité thermique. Le principal problème de la résolution de cette équation réside dans la dépendance des propriétés précédentes avec la température, spécialement la conductivité thermique qui varie fortement et de manière non linéaire [218].

L'autre difficulté de la résolution de cette équation est due aux conditions aux limites et à la prise en compte des mécanismes de transfert de chaleur aux limites. En effet, outre la conduction prise en compte par le deuxième terme de l'équation qui est la divergence de la densité du flux convectif, la fibre évacue la chaleur par trois voies.

Le rayonnement de corps noir emporte, en un point de la surface \mathbf{r}_S , une densité de flux $\Phi_{\text{ray}}(\mathbf{r}_S, t) = \epsilon \sigma_{\text{SB}} (T^4(\mathbf{r}_S, t) - T_{\text{amb}}^4)$ où σ_{SB} est la constante de Stefan-Boltzmann et ϵ l'émissivité qui prend en compte la déviation par rapport au comportement de corps noir idéal.

Le contact thermique avec l'air diffuse une partie de l'énergie qui est rapidement emportée par le mouvement convectif de l'air : la densité de flux s'écrit donc $\Phi_{\text{air}}(\mathbf{r}_S, t) = h_{\text{air}} (T(\mathbf{r}_S, t) - T_{\text{amb}})$ où h_{air} est le coefficient de convection thermique.

Enfin l'énergie est évacuée par évaporation via le processus de dissociation $2 \text{SiO}_2 \rightarrow 2 \text{SiO}_{(\text{g})} + \text{O}_{2(\text{g})}$. La surface liquide/gaz se déforme alors avec une vitesse [219] :

$$\mathbf{v}_S(\mathbf{r}_S, t) = v_0 e^{-\frac{U}{k_B T(\mathbf{r}_S, t)}} \mathbf{n}_S \quad (4.8)$$

où U est la chaleur latente d'évaporation par atome et \mathbf{n}_S le vecteur unitaire normal à la surface. Pour la silice fondue, $v_0 = 3,8 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ et $U = 3,6 \text{ eV}$.

Dans le cadre de l'approximation d'un substrat aux extensions spatiales grandes devant les distances caractéristiques du processus, en négligeant les mécanismes de transfert aux limites décrits précédemment ainsi que les variations des caractéristiques de la silice et en considérant la source de chaleur surfacique (α^{-1} négligeable), l'équation de la chaleur se résout analytiquement en [218, 216] :

$$T(r, z = 0, t) = (1 - R_{\text{SiO}_2}) \frac{P}{\pi^{\frac{3}{2}}} \frac{\sqrt{D_T}}{\kappa} \int_0^t \frac{\exp\left(-\frac{r^2}{\frac{w^2}{2} + 4D_T t'}\right)}{\sqrt{t'} \left(\frac{w^2}{2} + 4D_T t'\right)} dt' \quad (4.9)$$

avec $D_T = \frac{\kappa}{\rho C}$ le coefficient de diffusivité thermique. En combinant ce modèle à la vitesse du front d'évaporation 4.8, il est possible de déduire la géométrie de la surface ainsi créée. Le modèle prédit une surface approximativement gaussienne [218]. Cependant, même s'il reproduit la forme des surfaces créées sur une plaque de silice, le modèle ne peut permettre de planifier les résultats d'un tir sur une fibre optique, comme l'illustre la figure 4.3, car l'extension radiale de la fibre n'est pas négligeable par rapport à la structure.

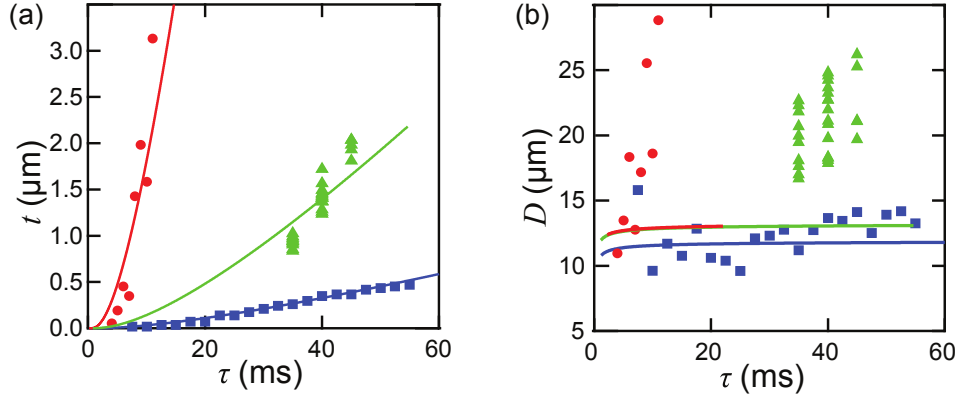


FIGURE 4.3 – Comparaison des résultats expérimentaux au modèle analytique du substrat à extensions infinies : (a) profondeur t et (b) diamètre d de la dépression en fonction de la durée τ de l'impulsion pour des paramètres similaires de faisceau et des substrats différents : ● fibres $\varnothing 125 \mu\text{m}$, ▲ fibres $\varnothing 200 \mu\text{m}$ fibers, ■ plaque de silice fondue d'épaisseur 2 mm. Les lignes pleines sont les résultats du modèle avec ajustement de κ sur les données de (a) ($\kappa_{f,125} = 2,05 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\kappa_{f,200} = 2,0 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\kappa_p = 2,55 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Le modèle est satisfaisant pour la plaque de silice mais pas pour les fibres. Paramètres de faisceau : ● $P = 600 \text{ mW}$ et $w = 26 \mu\text{m}$, ▲ $P = 540 \text{ mW}$ et $w = 28 \mu\text{m}$, ■ $P = 600 \text{ mW}$ et $w = 26 \mu\text{m}$. Figure extraite de [216]

La prise en compte de l'extension finie de la fibre, des variations des propriétés de la silice avec la température et des conditions de flux aux limites, peut se faire dans un modèle numérique en éléments finis. Cependant, si une partie des résultats expérimentaux est mieux reproduite, certains paramètres (comme le diamètre de la structure) ne sont pas prédits quantitativement [218]. Ainsi la modélisation ne permet pas de prédire les paramètres expérimentaux (P , w et τ) exacts à utiliser pour produire une forme voulue. La recherche de ceux-ci doit être effectuée expérimentalement par essai et erreur, *i.e.* en analysant les résultats produits par un ensemble de paramètres et en les modifiant pour le prochain tir en fonctions des effets qualitatifs produits par le changement, jusqu'à convergence vers la forme désirée.

Évolution des caractéristiques du miroir avec les paramètres de tir

Les caractéristiques d'un miroir circulaire peuvent se résumer à deux paramètres³ : le rayon de courbure R , qui détermine la forme du mode de cavité pour une longueur donnée, et le diamètre utile du miroir D . Le rayon de courbure R est donné par la courbure de la gaussienne au minimum de la dépression. Une estimation du diamètre utile D du miroir

3. On considère ici que la forme produite par le tir est circulaire, ce qui est vérifié en première approximation. Les considérations développées ici s'étendent au cas elliptique en considérant les rayons de courbure R_a et R_b des deux axes propres orthogonaux a et b de ellipse.

qui produit un accord approximatif avec les résultats mesurés sur les pertes de cavités [48], est donnée par la largeur à e^{-1} de la gaussienne. Ces deux paramètres sont reliés à la profondeur t de la structure par l'expression de la gaussienne, soit $t = \frac{D^2}{8R}$.

La structure obtenue par le tir n'est gaussienne que dans la limite où son rayon $D/2$ reste inférieur à la largeur w du faisceau. Ainsi pour obtenir un miroir large qui ne limite pas la finesse de la cavité par coupure, le choix d'un faisceau large est judicieux. Cependant, lorsque la largeur w devient bien supérieure au rayon r_f de la fibre, les bords de la fibre évacuent beaucoup moins rapidement l'énergie qu'ils reçoivent que le centre. L'effet de la tension de surface entraîne alors la formation de surfaces concaves sur les bords de la fibre qui limitent le diamètre utile. Le choix optimal pour obtenir des miroirs larges est donc d'utiliser $w \sim r_f$. Pour compenser la perte d'intensité lors d'une augmentation de la largeur w , la puissance P doit être augmentée plutôt que la durée τ de l'impulsion, car la conduction de la chaleur dans la fibre sur des temps longs mène aux mêmes effets de fonte des bords. L'effet d'empreinte du laser pour une fibre dépend de façon critique de la durée de l'impulsion, à énergie constante. A puissance et largeur constantes, l'augmentation de la durée produit une augmentation du diamètre utile D mais surtout une forte augmentation de la profondeur t , qui résultent une diminution du rayon de courbure R .

4.2 Dispositif automatisé de précision submicrométrique pour l'ablation laser et l'analyse de surfaces

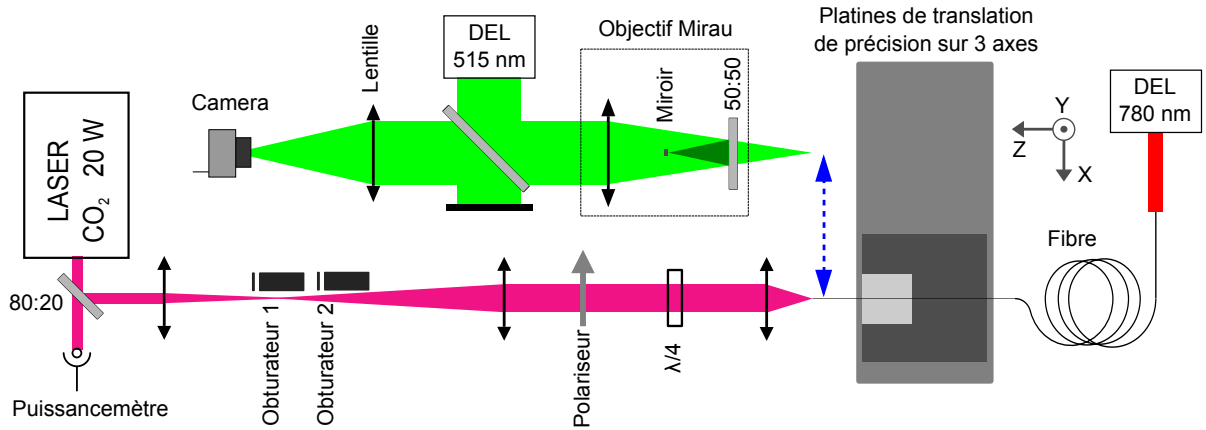
Les premières cavités Fabry-Pérot fibrées ont été produites sur le dispositif décrit dans les références [216, 218]. Malgré les très belles réalisations expérimentales qu'il a permises, ce dispositif souffrait de quelques défauts. En effet, l'alignement des fibres avant le tirage était manuel et se basait sur les bords de la fibre (or certaines fibres ont des erreurs de concentricité coeur/gaine de plusieurs microns). De plus, l'imagerie du positionnement de la fibre nécessitait la présence d'un miroir dichroïque sur le chemin du faisceau CO_2 créant ainsi un fort astigmatisme proscrivant l'utilisation du faisceau en dehors du col (largeur minimale). Un changement de la largeur de tir w impliquait une modification de la distance entre deux lentilles formant un télescope et un nouvel alignement du système qui était coûteux en temps. Enfin, le système ne permettait pas d'analyser directement la surface produite par le tir ; un déplacement de la fibre s'imposait, ainsi qu'un nouvel alignement manuel.

Motivés par la suppression de ces inconvénients et l'automatisation des procédures d'alignement et d'analyse, nous avons développé un nouveau dispositif d'ablation laser CO_2 et d'analyse des surfaces produites.

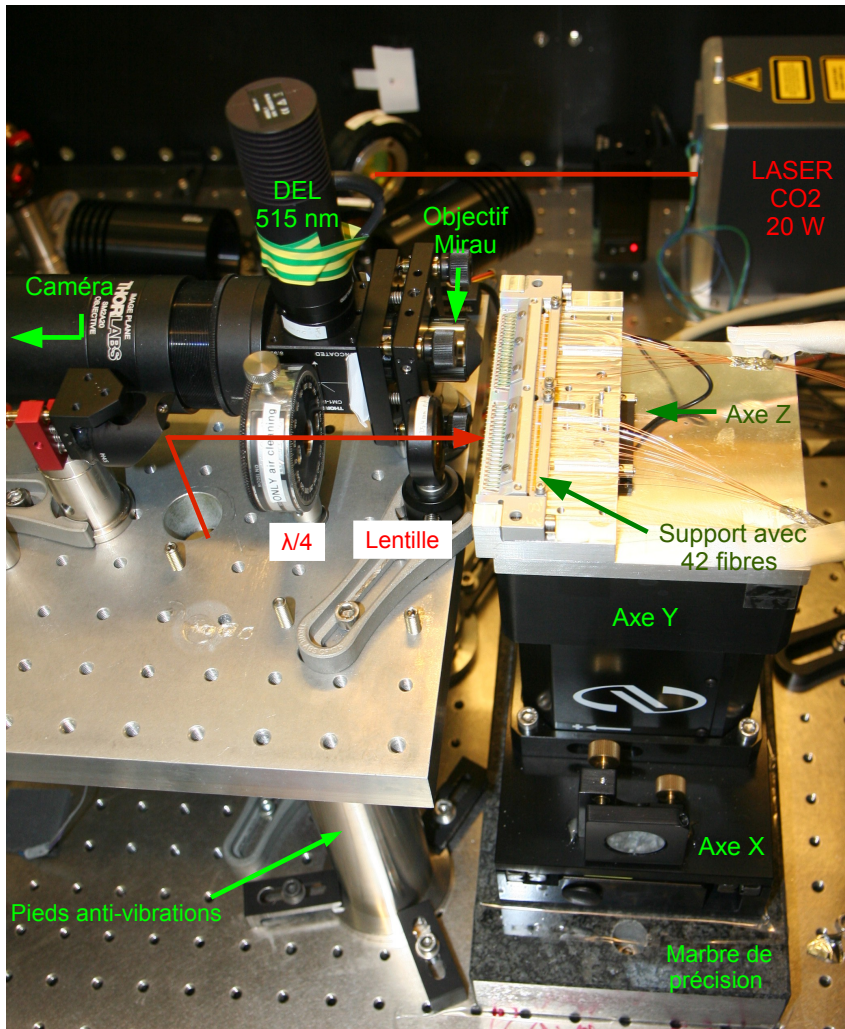
4.2.1 Dispositif expérimental

Le nouveau système de tir CO_2 , représenté par le schéma 4.4a et l'image 4.4b, repose sur un fonctionnement à deux positions pour la fibre optique : une d'imagerie et une de tir. A la position d'imagerie, la fibre est analysée par un objectif de microscope. La position de tir est sur l'axe du faisceau laser CO_2 . Des platines de translation permettent de placer la fibre sur les deux positions. Nous présentons dans cette partie les différents éléments et leur combinaison dans la séquence de tir.

4.2. Dispositif automatisé de précision submicrométrique pour l'ablation laser et l'analyse de surfaces



(a) Schéma du système d'ablation laser : la fibre est déplacée (flèche pointillée bleue) grâce aux platines de translation entre la position d'imagerie en face de l'objectif Mirau et la position de tir sur l'axe du faisceau CO₂ focalisé. De la lumière à 780 nm est injectée dans la fibre par le côté opposé pour repérer son coeur.



(b) Image de la partie centrale du dispositif avec un support contenant 42 fibres.

FIGURE 4.4 – Dispositif d'ablation laser CO₂

Impulsions de laser CO₂

La source laser CO₂ utilisée⁴ émet une longueur d'onde de $10,60 \pm 0,03 \mu\text{m}$ qui correspond à une transition entre deux niveaux de vibration de la molécule de CO₂. Le milieu amplificateur est un mélange gazeux d'hélium, de diazote et de CO₂. Le pompage pour obtenir l'inversion de population se fait électriquement via une source radio-fréquence (RF) à 81,36 MHz qui excite le premier niveau de vibration du diazote, proche du niveau CO₂ visé. L'efficacité des lasers CO₂ est typiquement de 10 à 15 % convertissant ainsi dans notre cas 200 W de puissance électrique en 25 W de puissance laser. Pour ajuster la puissance du laser, le pompage est modulé avec une fréquence d'environ 20 kHz dont l'opérateur contrôle le rapport cyclique. La constante de temps de coupure du faisceau laser, après l'arrêt du pompage, est de l'ordre de la période de modulation. La sortie du laser est donc modulée à 20 kHz. Mais la notion de puissance moyenne reste pertinente car les durées caractéristiques des impulsions utilisées, $\tau \sim 20 \text{ ms}$, sont très grandes devant cette modulation. Afin d'utiliser le laser avec un rapport cyclique assez important pour avoir une émission semi-continue⁵, le surplus de puissance est dévié grâce à une lame semi-réfléchissante et envoyé vers un détecteur thermique de puissance⁶ afin d'avoir une mesure continue.

Le processus d'ablation étant non linéaire, il dépend de façon critique de la puissance du laser CO₂ et de la durée de l'impulsion. Pour la reproductibilité des surfaces produites, il est alors essentiel d'obtenir des impulsions d'énergie constante. La puissance du faisceau laser dépend en premier lieu de la cavité laser dont la température est asservie sur le long terme par un circuit de refroidissement à eau. La puissance est un facteur ajustable mais le changement de celle-ci implique la stabilisation thermique du laser qui nécessite un temps d'attente de l'ordre de l'heure. En pratique la puissance du faisceau est ajustée grossièrement au début de la recherche de paramètres et l'ajustement fin de l'énergie se fait par variation de la durée de l'impulsion. La puissance moyenne du faisceau est ainsi stabilisée à 0.1 %. Cependant la stabilisation de l'énergie d'une impulsion à l'autre nécessite quelques précautions supplémentaires.

L'impulsion laser est obtenue par la coupure du faisceau par obturateur mécanique⁷, combiné à une coupure du pompage du laser lorsque le bord de l'obturateur traverse le faisceau afin de limiter l'asymétrie spatiale de l'impulsion. Cependant si la coupure du pompage est trop longue devant le temps de coupure du laser, le mode du laser peut changer lorsque le pompage est réactivé pendant un certain temps jusqu'au rétablissement de l'équilibre thermique ; les effets commencent à être observables sur la puissance du laser pour des temps de coupure supérieurs à 200 μs [218]. L'obturateur est ainsi positionné près du foyer d'un télescope placé sur le faisceau CO₂ pour réduire le temps de coupure en dessous de cette valeur. Une combinaison de deux obturateurs est nécessaire pour permettre des impulsions inférieures aux délais d'ouverture et fermeture des obturateurs ($\sim 4 \text{ ms}$). De plus, la séquence de l'impulsion est déclenchée par le signal de modulation du pompage afin d'obtenir un nombre constant de périodes de pompage par tir.

La réflexion du faisceau à l'interface air/silice ($R_{\text{SiO}_2} \simeq 0.15$) de la fibre peut causer un retour dans la cavité laser qui perturbe la puissance laser et crée des sauts de mode.

4. Synrad V-20

5. Où la puissance n'est modulée qu'à 50 % de sa valeur maximale, *i.e.* un rapport cyclique de la puissance de pompage supérieur à 10 %

6. Newport 818P-020-12 avec 842-PE

7. Un électro-aimant activé par une source de courant sur lequel est fixé un miroir qui dévie le faisceau vers un absorbeur de puissance.

Afin de s'affranchir de cet effet, le faisceau passe par un polariseur suivi d'une lame quart d'onde. Par ailleurs, le placement de ce montage avant la lentille de focalisation permet d'obtenir une polarisation circulaire sur la fibre, qui est d'une importance cruciale pour la symétrie circulaire du processus d'ablation [191].

Ainsi la puissance P et la durée d'exposition τ sont bien contrôlées et permettent d'ajuster précisément l'énergie reçue par la fibre et donc de modéliser précisément les structures de miroir. Une mesure de la fluctuation de l'énergie délivrée d'une impulsion à l'autre pour un train d'impulsions de 4 ms donne $\Delta E/E = 0.5\%$ [218]⁸.

Système d'imagerie

Le dispositif d'imagerie est constitué d'un objectif de type Mirau⁹ d'ouverture numérique 0,4 dont l'image est envoyée sur une caméra¹⁰ avec un grandissement 20. La profondeur de mise au point est $1,7\ \mu\text{m}$, la résolution dans plan objet est d'environ $0,8\ \mu\text{m}$ et la discrétisation de la caméra est de $0,23\ \mu\text{m}$ par pixel. Le champ de vue de $178\ \mu\text{m} \times 238\ \mu\text{m}$ permet d'observer des fibres de $125\ \mu\text{m}$ de diamètre avec une bonne résolution ainsi que des fibres plus larges ou des substrats sur lesquels des miroirs jusqu'à $175\ \mu\text{m}$ de diamètre peuvent être analysés en une mesure. Le dispositif d'imagerie fonctionne sur deux modes différents.

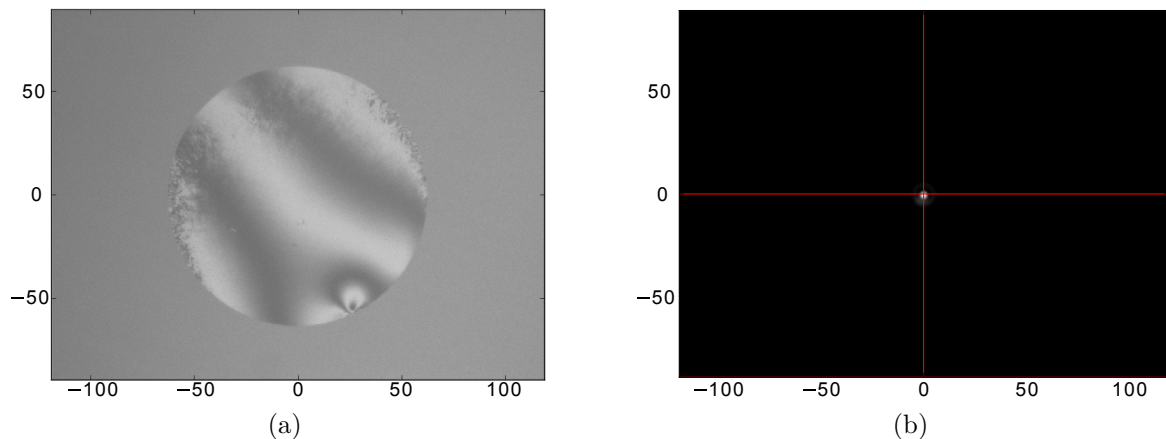


FIGURE 4.5 – Imagerie de la face finale d'une fibre dans le dispositif CO_2 . Les dimensions sont en microns. (a) : Mode profilométrie avec éclairage par l'objectif. Les franges d'interférence résultent du profil de surface. En dehors de la zone où la fibre reflète la lumière, seule la lumière réfléctée par le miroir de l'objectif apparaît créant un fond gris. (b) : Image du coeur de la fibre optique par la lumière injectée à l'autre bout de la fibre. Les lignes rouges marquent le centre de l'image : le coeur de la fibre a été centré.

Lorsque la diode électroluminescente à la longueur d'onde $\lambda_p = 515 \pm 15\ \text{nm}$ ¹¹ (diode de profilométrie) est allumée, la lumière observée sur la caméra est le résultat des interférences entre la surface de la fibre et le miroir de référence situé à l'intérieur de l'objectif,

8. Cette mesure a été réalisée sans la synchronisation de la fréquence de modulation du pompage et de la séquence de l'impulsion.

9. Nikon CF IC Epi Plan DI 20X.

10. Thorlabs DCU223M (IDS Ueye UI-2230SE) : monochrome, 8 bits, 768 pixels.

11. Thorlabs M505L3 : la valeur d'incertitude sur la longueur d'onde donne la largeur du spectre d'émission.

comme l'illustre la figure 4.5a. Ce type d'image permet de mesurer le profil de la surface observée car la phase des interférences dépend linéairement de la position de la surface sur l'axe optique (cf. section 4.2.3).

Lorsque la diode à $780 \pm 14 \text{ nm}^{12}$ (diode de coeur) est activée, sa lumière se couple au coeur de la fibre et permet d'observer la position de celui-ci par rapport au système d'imagerie et de le centrer (cf. section 4.2.2).

Système de positionnement submicrométrique

La fibre optique est montée sur un système de translation trois axes. Les platines de translation selon l'axe X¹³ et l'axe Y¹⁴, *i.e.* les axes du plan d'imagerie orthogonal à la propagation du faisceau CO₂, sont commandées par des moteurs linéaires asservis par une boucle sur une règle interne en acier avec une mesure optoélectronique d'une résolution de 50 nm. La répétabilité bidirectionnelle¹⁵ de ces platines est spécifiée inférieure à 200 nm. L'essentiel de la translation de la position d'imagerie à la position de tir (soit ~ 47 mm) se fait selon l'axe X qui a une course de 150 mm.

Le déplacement selon l'axe optique Z se fait grâce à une platine¹⁶ fonctionnant sur le principe du collé/glissé. Ce type de mécanisme de translation permet d'atteindre une grande précision grâce au fonctionnement en mode collé où le mouvement est contrôlé par un voltage sur un actionneur piézoélectrique, tout en permettant une longue course par l'enchaînement de pas en collé/glissé. La position de la platine est asservie avec une mesure optoélectronique d'une résolution de 1 nm. La répétabilité bidirectionnelle spécifiée est de 50 nm et la course de 30 mm.

Comme le dispositif a pour but de créer des structures avec une précision submicrométrique, il doit être découplé des vibrations du sol qui sont une source d'erreur de positionnement. Le système est donc placé sur une table optique montée sur des pieds pneumatiques isolants. La platine de translation selon l'axe X, sur laquelle sont fixées les deux autres, est montée sur un marbre de précision de bien meilleure planéité que la table optique sur laquelle il est fixé. Attendu que la taille des composants et les distances entre ceux-ci sont de l'ordre de 100 mm au moins, l'expansion thermique des matériaux est à prendre en compte car elle cause des déplacements relatifs de l'ordre de 10^{-5} pour 1 K de différence, *i.e.* au moins 1 μm par degré. La température de la pièce est asservie à $21 \pm 1,5^\circ\text{C}$ ce qui n'est pas suffisant pour la précision du tir CO₂. Ainsi pour éviter les dérives thermiques, le dispositif est partiellement isolé thermiquement de la pièce et sa température est asservie. Il est placé dans une structure presque fermée sous un flux laminaire¹⁷ qui filtre l'air pour éviter le dépôt de poussières sur les surfaces produites. L'entrée d'air du flux passe auparavant par un système de chauffage¹⁸ asservi par une boucle¹⁹ sur la température de la sortie du flux laminaire²⁰. La température de l'air dans le dispositif est alors stabilisée à $24 \pm 0,1^\circ\text{C}$.

12. Thorlabs M780D2

13. Newport GTS150

14. Newport GTS30V

15. erreur sur le retour à une position de départ après un mouvement

16. Attocube ECS5050/NUM

17. ADS laminaire modèle Fanjet : 99,995% MPPS H14.

18. ATC modèle CVA-315-2,4-1F MPX : une résistance placée au milieu de la conduite d'air.

19. Quantrol modèle LC100.

20. mesurée avec une sonde à résistance de platine Pt100.

Un support de fibres compact

La manipulation des fibres optiques est un exercice qui requiert minutie, assurance et propreté à cause de leur fragilité, de leur taille et de la nécessité d'obtenir des surfaces vierges de toute poussière. La manipulation dans un environnement à air purifié est donc le meilleur moyen d'effectuer des opérations nécessaires sur les fibres. Par ailleurs, si la réalisation du clivage de la fibre avant l'ablation laser et la formation d'une cavité fibrée nécessitent une manipulation individuelle des fibres, les opérations intermédiaires (tir et traitement de surface) peuvent être effectuées et sont même facilitées avec un ensemble de fibres dans un même support.

Nous avons donc développé²¹ un support permettant de manipuler jusqu'à 42 fibres optiques présenté sur la figure 4.6a. Les fibres sont rangées dans deux séries de rainures en V micro-usinées dans le support en duralumin²² qui sont espacées de 2 mm sur 90 mm de largeur. Elles sont maintenues par un peigne en chrysocale²³ dont les dents pressent individuellement chaque fibre. Les dents sont manipulables individuellement avec des pinces et chaque fibre peut ainsi être posée ou retirée du support indépendamment des autres.

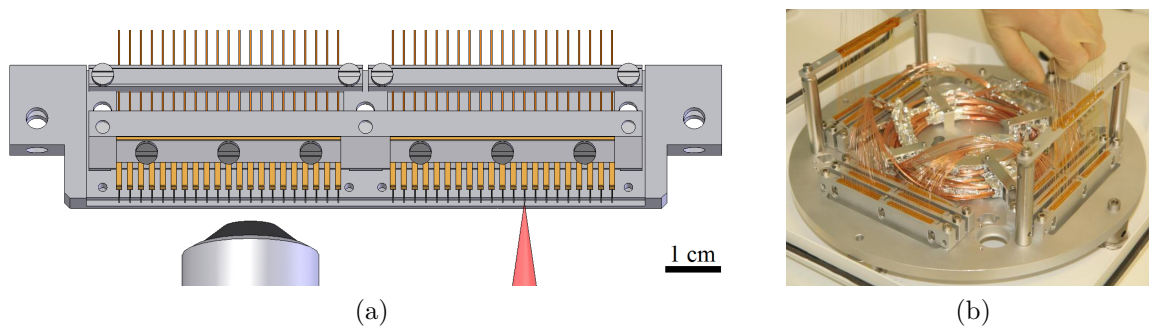


FIGURE 4.6 – (a) : Support compact de 42 fibres optiques représenté à sa position dans le dispositif CO₂ (seul l'objectif et le faisceau laser sont représentés). Les fibres sont maintenues dans des rainures en V par un peigne dont les doigts sont manipulables individuellement. (b) : Photographie de la plaque où sont montées les fibres optiques pour le dépôt du recouvrement réfléchissant. 9 supports sont montés sur la plaque pour un total d'environ 350 fibres.

Lors de l'ablation laser, le support de fibres permet de détecter et tirer un ensemble de fibres sans avoir à ouvrir la boîte à flux laminaire du dispositif et donc d'éviter les contaminations et les dérives thermiques.

Enfin, le format compact du support de fibres permet d'appliquer un recouvrement réfléchissant sur beaucoup de fibres à la fois (cf. image 4.6b). A coût constant, il est ainsi autorisé plus de diversité dans les paramètres de miroirs créés et/ou plus de sécurité contre la contamination ou la cassure en augmentant le nombre de miroirs identiques.

21. La conception de ce dispositif a été effectuée par Konstantin Ott, doctorant au SYRTE [220].

22. Alliage d'aluminium et cuivre facilement usinable.

23. Alliage de cuivre, de zinc et d'étain qui a une bonne élasticité.

Préparation des fibres optiques

Avant de procéder à l'ablation laser, les fibres sont donc chargées dans un support de fibres. Nous utilisons plusieurs types de fibres optiques. Une partie des fibres utilisées²⁴ possède une gaine protectrice en cuivre qui est compatible avec l'ultra-vidé des expériences d'atomes froids. Il faut alors retirer cette gaine en cuivre grâce à une solution de perchlorure de fer III (FeCl_3) puis rincer à l'eau puis à l'isopropanol. L'autre type de fibre que nous utilisons est une fibre à cristal photonique²⁵ (FCP) recouverte d'une protection standard en acrylate. Afin de rendre ces fibres compatibles avec l'ultra-vidé, il faut retirer cette protection qui dégaze beaucoup, et la remplacer soit par une protection en or soit par une protection en polyimide. Dans le premier cas, un premier dépôt d'or est appliqué par trois évaporations successives avec rotation de la fibre de 120 degrés entre chacune. Ensuite, une déposition électrochimique est appliquée pour atteindre une épaisseur d'or d'environ 60 μm . Dans le second cas, le polyimide est réchauffé vers 50°C pour obtenir une viscosité plus faible avant d'être appliqué manuellement sur la fibre et cuit dans un four à 120°C pendant 1h puis 170°C pendant 1h.

Avant de placer les fibres dans le support, il faut procéder au clivage de la fibre. Pour cela nous utilisons un appareil commercial automatisé²⁶ dans lequel la fibre est maintenue sous tension et une lame en diamant soumise à des vibrations ultrasonores vient casser la fibre. La nature de la silice assure que la surface résultante est normale à l'axe de la tension dans le verre [221]. Ainsi la face de la fibre est presque orthogonale à son axe optique avec une erreur qui est appelée angle de clivage. Pour obtenir un bon couplage entre le mode de la cavité et celui de la fibre, cet angle doit être le plus petit possible (cf. section 3.3.2). Avant d'être chargée dans le support, une mesure sommaire de l'angle de clivage²⁷ est effectuée afin de rejeter les fibres dont l'angle est supérieur à 1 degré, la moyenne mesurée est alors 0.6 degrés²⁸. La tension de clivage doit en outre être adaptée pour chaque type de fibre. En effet, une tension trop grande crée des effets d'arrachage qui augmentent l'angle de clivage ; et, une tension trop faible déforme fortement la surface de la fibre à partir de la position où le diamant coupe²⁹ et abîme celui-ci.

Pour les fibres à cristal photonique, il est nécessaire de collaber les trous du cristal dans une zone d'une épaisseur de quelques dizaines de microns (cf. figure 4.7a). Le but de cette opération est à la fois de fermer les trous de la fibre pour éviter une dégradation de ses propriétés due principalement à la vapeur d'eau résiduelle et d'obtenir une surface homogène sur laquelle on peut effectuer l'ablation CO_2 . Si le tir est effectué directement sur face de la FCP, la structure hexagonale du cristal visible sur l'image 4.7b s'affaisse durant le tir. Le profil résultant est à symétrie hexagonale et les rayons de courbure obtenus sont limités à des valeurs inférieures à 250 μm à cause de l'effondrement du centre de la fibre. Ces deux raisons rendent la structure inutilisable pour nos expériences. Par ailleurs, la fonte des trous est aussi nécessaire pour sceller le vide de l'expérience, car les deux extrémités de la fibre sont situées respectivement à l'intérieur et à l'extérieur de la

24. IVG Fiber : Cu800 (monomode (SM) à 780 nm), Cu1300 (monomode à 1560 nm) et Cu50-125 (multimode (MM) à gradient d'indice)

25. NKT photonics : LMA-10

26. NYFORS AutoCleave

27. Grâce à la soudeuse optique Fujikura modèle FSM-45PM-LDF.

28. Les angles typiquement obtenus avec des fibres standard sont bien meilleurs ($< 0,3$ degrés) mais le revêtement en cuivre des fibres entraîne probablement des effets de tension dans la fibre qui augmentent l'angle de clivage moyen

29. L'effet du couteau est toujours visible (cf. image 4.5a) mais est fortement réduit à la tension optimale.

cellule à vide. Les trous sont donc éliminés par la fonte de la structure avec une série d'arc électriques appliqués sur le côté de la fibre dans une soudeuse optique avant de cliver à une distance typiquement comprise entre 50 et 100 μm ³⁰ de l'interface cristal / silice uniforme. La surface obtenue (voir l'image 4.7c) est alors d'une excellente uniformité pour l'ablation.

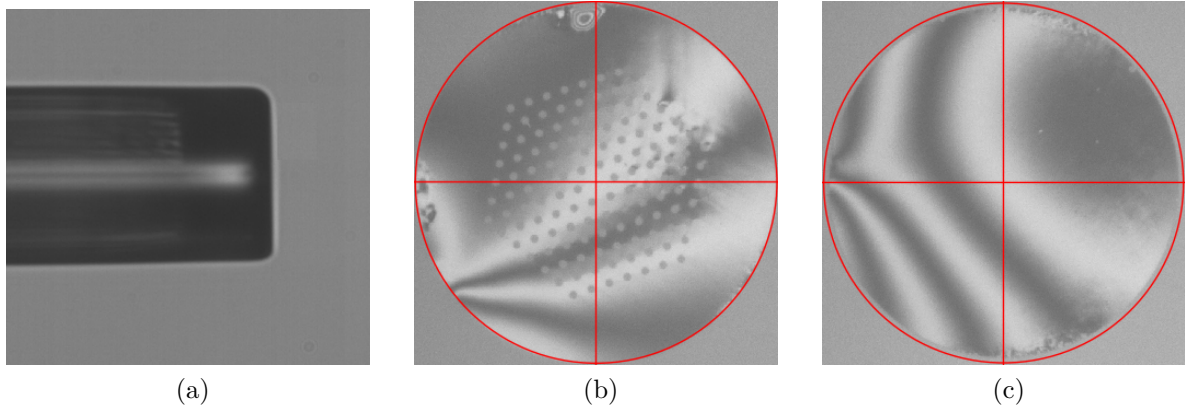


FIGURE 4.7 – (a) : Image d'une fibre à cristal photonique dont les trous ont été collabés sur environ 60 μm au bout de la fibre. (b) : Image d'une face de fibre à cristal photonique non collabée : la structure de trous du cristal photonique est hexagonale. (c) : Image d'une face de fibre à cristal photonique collabée

Séquence automatique de tir

Le support de fibres est placé sur le système de positionnement trois axes et les fibres sont tirées successivement avec la séquence d'opérations suivantes qui combine les actions des différents éléments du dispositif :

- Détection et centrage de la fibre optique à la position d'imagerie sur les trois axes.
- Déplacement vers la position de tir avec sélection d'une largeur de faisceau w .
- Ablation de la fibre avec une impulsion de puissance P et de durée τ .
- Retour à la position d'imagerie.
- Acquisition de plusieurs images pour mesurer le profil de la fibre.
- Ajustement bi-dimensionnel de la surface obtenue pour déterminer les paramètres caractéristiques du miroir.

Toutes ces opérations sont effectuées via un logiciel développé pour contrôler les différentes parties du dispositif qui est décrit dans l'annexe C. La caméra, les platines de translation et le détecteur thermique sont contrôlés par des pilotes dédiés ; les diodes et les obturateurs sont contrôlés via une carte de génération de voltage³¹. Les opérations

³⁰. Si la distance est trop courte ($\leq 30 \mu\text{m}$), l'effet du cristal est toujours visible sur le profil après le tir.

³¹. National Instruments modèle USB-6341.

standard sont programmées et la séquence peut être effectuée de façon automatique. En utilisant la régularité de l'arrangement des fibres dans le support, celles-ci peuvent être automatiquement détectées, tirées et analysées avec les mêmes paramètres.

Les deux sections suivantes décrivent plus précisément comment le centrage et le choix de la largeur du faisceau sont effectués puis la méthode de mesure et d'analyse du profil obtenu par le tir.

4.2.2 Centrage et ajustement de la largeur du faisceau

La précision du centrage du faisceau CO₂ par rapport au coeur de la fibre ainsi que la largeur w du faisceau pour le tir dépendent du positionnement aux deux points de fonctionnement : imagerie et tir. Le centrage se fait par la combinaison d'un positionnement précis du coeur au centre de la fibre et d'un déplacement calibré vers la position de tir. Par ailleurs, le choix de la position de tir permet d'ajuster w .

Centrage de la fibre à la position d'imagerie

Le centrage de fibre à la position de tir se fait dans le plan XY d'imagerie par la lumière injectée par la diode de coeur. Pour une fibre monomode (cf. figure 4.5b), le coeur conduit un mode gaussien dont l'ajustement par deux gaussiennes sur les axes X et Y permet de déterminer la position par rapport au centre du champ de vue de la caméra. La position est alors déterminée avec une résolution de l'ordre de la dizaine de nanomètres qui permet de résoudre un déplacement d'un incrément de position sur les platines de translation (50 nm). En déplaçant ces dernières et en repérant à nouveau le coeur, la fibre est ainsi rapidement déplacée (en une à trois itérations) jusqu'au centre du plan objet avec une erreur de ± 100 nm selon chaque axe. Pour une fibre multimode, le coeur n'apparaît pas comme une gaussienne mais comme une tache circulaire quasi uniforme. La position est déterminée par la moyenne des pixels les plus brillants³² de l'image et la fibre est centrée avec une précision de $\pm 1 \mu\text{m}$ ³³. Le centrage des fibres multimodes est moins précis mais il n'est pas critique pour le couplage au mode de la cavité car le coeur de la fibre (typiquement $50 \mu\text{m}$) est bien plus large que les largeurs des modes de la cavité sur le miroir pour l'expérience ($\sim 10 \mu\text{m}$). Cependant, le centrage reste important pour maintenir des conditions de tir constantes en gardant la symétrie circulaire imposée par les bords de la fibre.

Le centrage sur l'axe optique Z utilise le contraste des interférences observées lorsque la position du profil est modifiée. En effet, lorsque la surface n'est pas dans le plan objet, les interférences ont un contraste réduit. Au-delà de $10 \mu\text{m}$ de décalage, il est impossible de voir la fibre. La surface de la fibre est donc d'abord repérée par un parcours rapide des positions sur l'axe, dans une plage donnée où la fibre est supposée se trouver, en regardant le contraste global de l'image. Un deuxième parcours plus précis, sur typiquement $14 \mu\text{m}$ centré sur la position repérée, avec un décalage fixé de phase permet de calculer le contraste des interférences au centre de l'image et de trouver la position optimale avec un ajustement gaussien dont la largeur à mi-hauteur résultante est $1.7 \mu\text{m}$, cf. figure 4.8. Le contraste est donc limité par la profondeur de champ de l'objectif³⁴. Cet ajustement permet à

32. 90% de l'intensité maximale.

33. avec une telle valeur le centrage converge car la précision de la détermination de la position est inférieure.

34. si les interférences étaient limitées par la longueur de cohérence de la source on aurait $9 \mu\text{m}$ d'après la largeur spectrale de la diode.

la fois d'optimiser le contraste des interférences pour les mesures de profilométrie (cf. section 4.2.3) et d'ajuster la position de la fibre selon l'axe du faisceau laser CO₂ pour le tir (via le déplacement calibré), avec une précision bien inférieure à la longueur de Rayleigh et même à la longueur d'onde du laser CO₂.

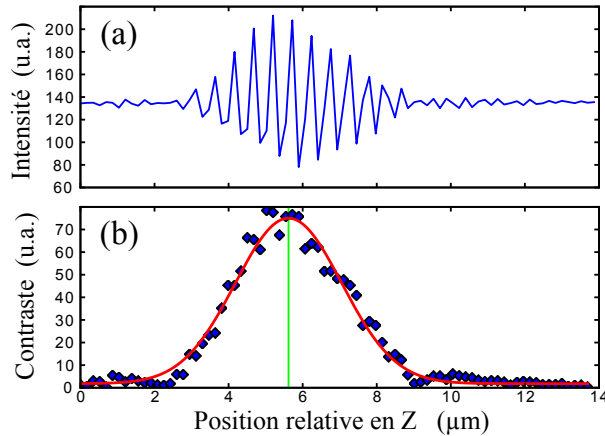


FIGURE 4.8 – Ajustement de la position sur l'axe optique. a : Mesure de l'intensité au centre de l'image en fonction de la position de la surface de la fibre selon l'axe optique Z. b : Comme le décalage de phase de l'interféromètre de Mirau est de $4\pi/3$ entre chaque point sur l'axe Z, le contraste local est calculé avec les données de deux points successifs. L'ajustement par une gaussienne (courbe rouge) détermine la position du contraste optimal (ligne verte).

Choix de la largeur du faisceau

La largeur du faisceau laser CO₂ sur la face de la fibre dépend de la position de tir sur l'axe optique. Le faisceau laser gaussien évolue selon l'équation 4.5. Pour une largeur w de tir supérieure à w_0 il existe deux solutions aux positions $z_{\pm}(w)$. En choisissant d'utiliser un faisceau fortement focalisé, la taille minimale atteignable est faible. Par ailleurs la longueur de Rayleigh est courte, donc la taille du faisceau varie rapidement selon l'axe optique évitant ainsi de larges déplacements sur l'axe pour ajuster w . Le système optique constitué de trois lentilles permet d'obtenir un faisceau focalisé via un agrandissement du faisceau dans le télescope constitué par les deux premières lentilles et l'utilisation d'une lentille asphérique de courte focale³⁵.

La mesure de la largeur du faisceau peut être réalisée en regardant la transmission de la puissance laser lors du déplacement d'une lame de rasoir qui coupe le faisceau dans le plan orthogonal à l'axe. En fonction de la position de la lame x , la puissance transmise est donnée par $P_T(x, w) = P \frac{1}{\sqrt{2\pi}w} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{x'^2}{2w^2}\right) dx'$. Un ajustement des données permet alors de déterminer $w(z)$ à une position z (un exemple est donné par la figure 4.9a). La mesure répétée plusieurs fois sur l'axe optique permet de déterminer la position z_0 et la largeur w_0 du col du faisceau (voir la figure 4.9b).

La largeur du faisceau peut ainsi être variée entre 30 et 150 μm³⁶ avec un déplacement de la position de tir de moins de 1,3 mm. Ceci correspond aux largeurs habituellement

35. Les focales des lentilles sont dans l'ordre $f_1 = 63$ mm, $f_2 = 102$ mm et $f_3 = 25.4$ mm. Le faisceau après la deuxième lentille est en fait légèrement divergent pour obtenir un faisceau large sur la troisième lentille et donc une forte focalisation.

36. En fait, les résultats de tirs sont bons près du col et loin de celui-ci ; mais, étonnamment, dans une zone où $35 \mu\text{m} < w < 60 \mu\text{m}$, la symétrie circulaire est fortement perturbée. Il faut donc pour utiliser une

utilisées avec des fibres. Le dispositif a ainsi permis de créer des cavités diverses dont les rayons de courbure des miroirs, expérimentalement dépendants de la taille du faisceau utilisé, varient environ entre $10 \mu\text{m}$ et $1500 \mu\text{m}$. De faibles rayons de courbures, obtenus avec la largeur minimale, ont été produits afin de fournir un confinement transverse fort de polaritons dans un puits quantique [222]. Les larges rayons de courbure, obtenus avec un faisceau de $150 \mu\text{m}$, ont permis des cavités longues destinées à une expérience de métrologie quantique [223]. Des faisceaux plus larges ont été utilisés sur le dispositif pour la formation de miroirs sur des plaques en silice pour des expériences d'opto-mécanique quantique [224, 225, 226]. On remarque un léger astigmatisme sur le faisceau qui est responsable d'une légère asymétrie des surfaces produites (voir section 4.3.3).

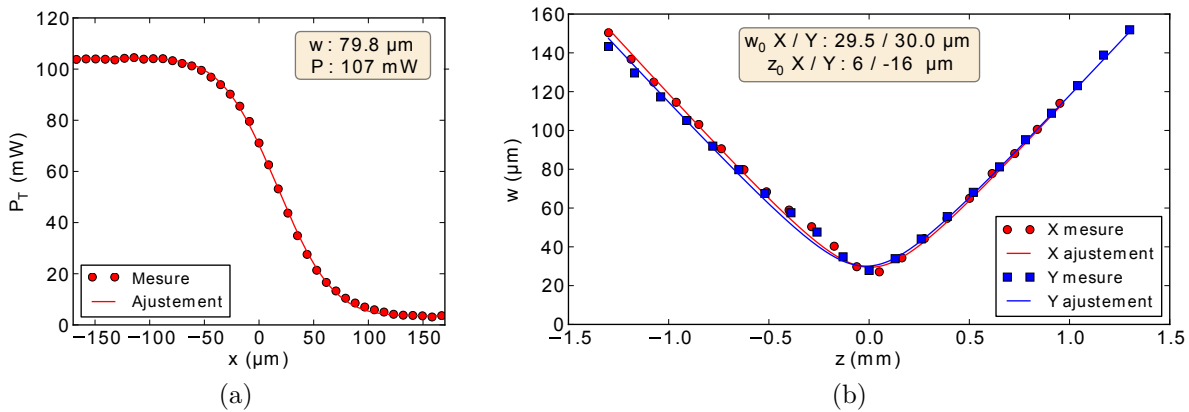


FIGURE 4.9 – Mesure de la largeur du faisceau laser CO_2 (a) : Mesure de la largeur en un point grâce à une lame de rasoir qui coupe le faisceau. La puissance transmise est ajustée pour déterminer la largeur du faisceau qui correspond à celle utilisée principalement pour la réalisation des miroirs présentés. (b) : Évolution de la taille du faisceau selon la position sur l'axe optique. La courbe est un ajustement avec l'évolution d'un faisceau gaussien.

Centrage du tir

Lorsque la position sur l'axe optique est choisie, la position de tir est alors déterminée par le centre du faisceau. La fibre est alors translattée sur la distance relative entre la position d'imagerie et la position de tir. La détermination de cette distance se fait en analysant la surface après le tir et en corrigeant le déplacement relatif pour centrer la gaussienne produite sur la position d'imagerie. Les erreurs sur le centrage sont donc dues à deux effets : les variations de la distance relative et les erreurs des platines de translation.

Dans l'hypothèse où les conditions de contraintes et de température sont constantes, les platines de translations ont des erreurs de positionnement dues à leur répétabilité sur l'axe et d'autres qui proviennent des erreurs de déviations par rapport à l'axe : erreurs d'angles (tangage, roulis et lacet) et erreurs de translations orthogonales à l'axe. Les erreurs de répétabilité sur les axes X et Y étant spécifiées à $\pm 0,1 \mu\text{m}$ (3 déviations standards) et les fluctuations mesurées à la position d'imagerie après un aller-retour à la position de tir ayant des déviations standard de 30 et 15 nm respectivement en X et Y, la distance

largeur de faisceau de tir dans cette zone changer le système optique pour travailler au col du faisceau qui produit toujours des bons résultats.

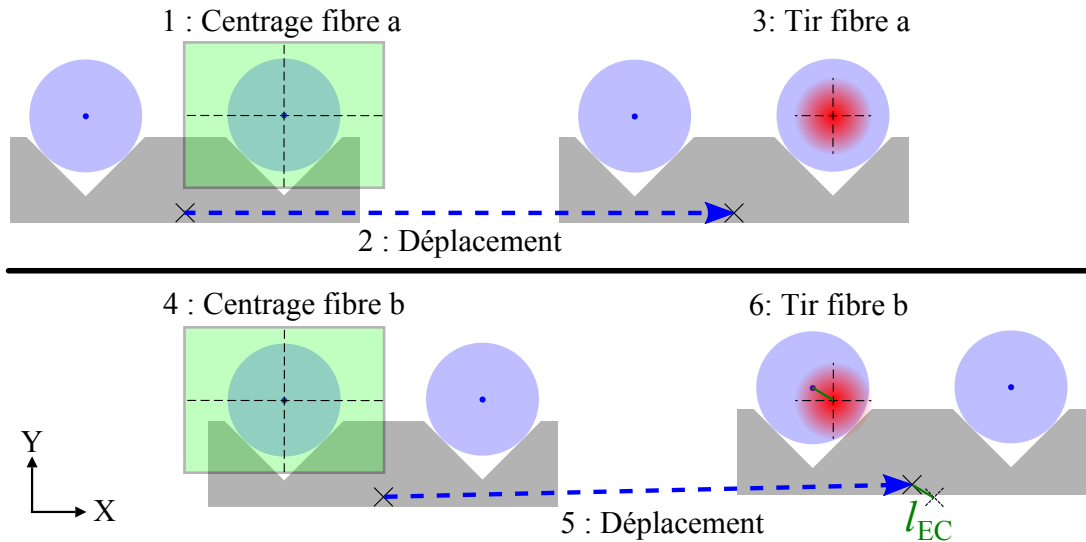


FIGURE 4.10 – Schéma du mécanisme d'erreurs de centrage du tir dues aux déviations de la platine de translation en X. Deux fibres dans un même support sont tirées successivement. Pour la première, il n'y a pas d'erreur de centrage. Pour la deuxième le mouvement relatif de la position d'imagerie vers la position de tir n'est pas le même, à cause des défauts de la platine en X selon laquelle se fait le déplacement et dont la position de départ est différente pour les deux fibres. Il en résulte une erreur de centrage l_{EC} du tir. Les distances ne sont pas à l'échelle.

moyenne d'erreur de centrage \bar{l}_{EC} due aux erreurs de répétabilité est estimée à 60 nm³⁷. Les déviations sont a priori reproductibles lors de la répétition du mouvement qui déplace la platine entre deux positions fixées sur son axe ; et elles ont des effets non négligeables sur des distances de l'ordre de la course des platines. Pour les platines sur les axes Y et Z, les positions de départ sur la platine fluctuent peu devant la course des platines car les fibres alignées dans le support ont des positions relatives de l'ordre de $\pm 100 \mu\text{m}$ selon ces axes. Pour la platine en X, la position de départ variant de 90 mm entre la première et la dernière fibre, les déviations³⁸ entraînent des erreurs de centrage du tir de $\pm 14 \mu\text{m}$ sur l'axe X et $\pm 5 \mu\text{m}$ sur l'axe Y. La figure 4.10 illustre cet effet. Comme ces déviations sont reproductibles, le mouvement relatif de la position de tir à la position d'imagerie est alors calibré en fonction de la position de départ de platine en X pour les compenser.

La compensation décrite précédemment n'est parfaite que si les conditions imposées aux platines par l'environnement sont constantes. Dans le cas des platines en conditions réelles, deux effets sont susceptibles de faire varier la reproductibilité : les changements de contrainte et les variations de température. Les changements de contrainte peuvent être dus à des changements de charge, qui sont a priori négligeables en temps normal car le support utilisé est toujours le même, ou de contrainte de fixation de la platine (couple de serrage des vis), qui n'apparaît pas en temps normal mais qui est présent lorsque le dispositif est démonté puis remonté. Une nouvelle calibration est alors nécessaire. Les

37. En supposant que les erreurs de répétabilité sont deux lois normales d'écart-type $\sigma = 100/3 = 33$ nm et que \bar{l}_{EC} découle de uniquement de deux erreurs (aux deux positions) dans les deux directions, on a $\bar{l}_{EC} = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\sigma_{EC} = \sqrt{\pi}\sigma$ où σ_{EC} est l'écart type de la loi normale bidimensionnelle symétrique décrivant l'erreur de centrage.

38. Deux mesures interférométriques du déplacement relatif en deux points différents du dispositif (l'un à la hauteur des fibres, l'autre juste au-dessus de la platine en X) permet d'attribuer la majorité de l'erreur selon l'axe X à un tangage de la platine en X.

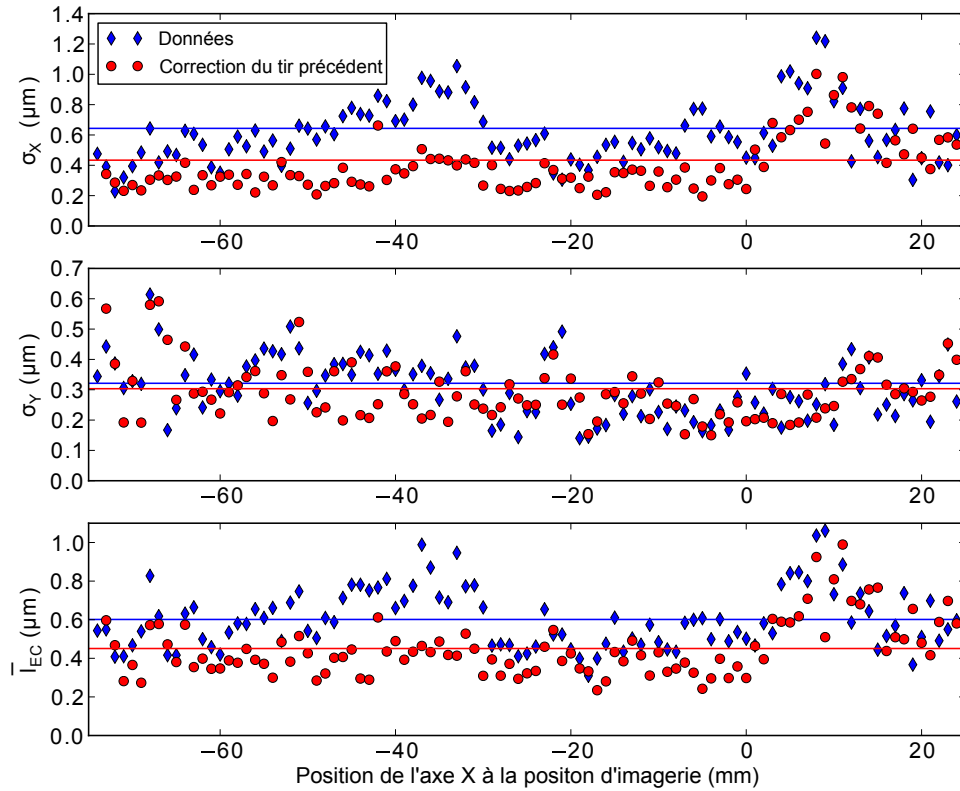


FIGURE 4.11 – Déviations standard du positionnement du tir selon les axes X et Y et erreur de centrage moyenne en fonction du positionnement de l’axe X à la position d’imagerie. Les données (bleu) résultent des mesures de centrages sur 10 tirs sur un substrat en silice pour chaque point. Les résultats attendus en appliquant une correction sur le déplacement avec le résultat du tir précédent sont représentés en rouge. Les lignes marquent la déviation standard globale pour les deux premiers graphes et la moyenne globale pour le dernier.

changements de température constituent donc le seul effet susceptible de faire varier sensiblement la reproductibilité, une fois la calibration effectuée. Par ailleurs, les changements de température ont aussi une influence sur l’ensemble du dispositif en faisant ainsi varier la distance entre la position d’imagerie et la position de tir, et donc la reproductibilité du centrage de la structure obtenue par ablation.

Le meilleur moyen de déterminer les capacités du dispositif est alors de regarder les résultats de centrage, lors d’une série de tirs sur un substrat en silice, présentés à la figure 4.11. Comme la position de l’axe X avant le tir varie beaucoup, nous avons représenté les données en fonction de cette variable. Nous remarquons que son effet est important sur la précision du système, probablement résultant de la combinaison de différentes déformations thermiques selon le positionnement de la charge sur la platine en X . La figure montre par ailleurs la précision attendue si l’on corrige le positionnement du tir avec le résultat du tir précédent afin de contrer les dérives thermiques. La moyenne de l’erreur de centrage est alors de $\bar{l}_{EC} \simeq 0,45 \mu\text{m}$. Cette compensation a un effet bien plus important selon l’axe X qui correspond quasiment à l’axe reliant les positions de tir et d’imagerie et donc a priori le plus sensible aux effets thermiques. La température de la table optique ayant été mesuré pour chaque tir, nous pouvons calculer la covariance avec le centrage

qui vaut 0,178 pour l'axe X et 0,059 pour l'axe Y³⁹ dénotant un couplage plus important de l'erreur en X aux effets thermiques.

Pour les tirs sur les fibres créées pour l'expérience, en utilisant la compensation par le tir précédent, nous obtenons $\bar{l}_{EC} \simeq 0,90 \mu\text{m}$. La différence avec la limite mesurée pour des tirs sur un substrat peut être imputée : à l'augmentation de la durée entre deux tirs (et donc des dérives thermiques) due à l'utilisation de tirs multiples, aux erreurs de détermination du centrage dues aux défauts de planéité de la surface de la fibre, et aux dérives à long terme de la calibration dues à des déformations irréversibles de matériaux.

4.2.3 Analyse par profilométrie optique

La mesure *in situ* du profil tridimensionnel des faces des fibres est un élément fondamental du dispositif. Cette mesure est rendue possible par la combinaison de l'objectif Mirau et de la précision nanométrique de la platine sur l'axe optique Z. L'analyse directe, dans le programme de commande, du profil par des ajustements permet de déduire les paramètres du futur miroir et de modifier les paramètres de tir pour converger vers la géométrie voulue.

Principe de la profilométrie à décalage de phase

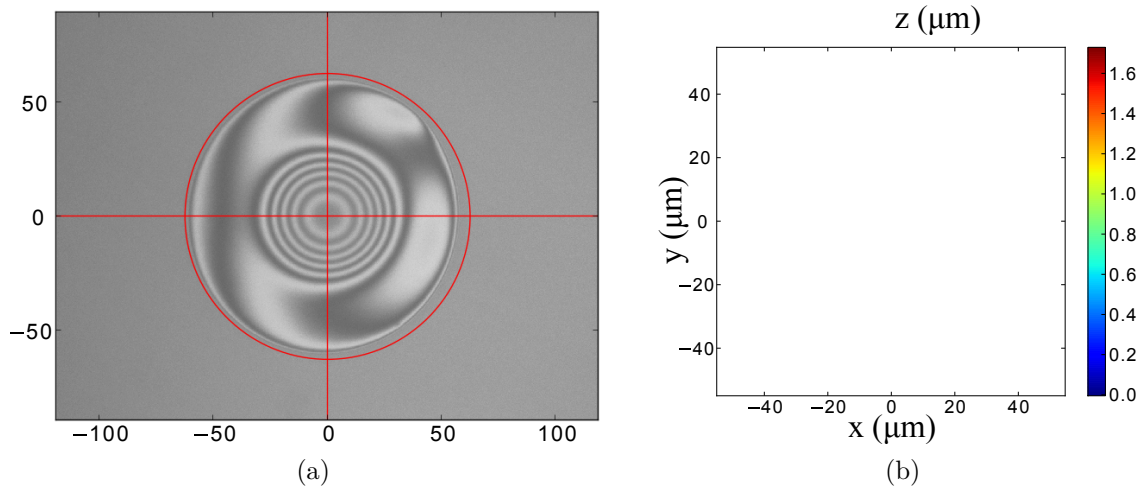


FIGURE 4.12 – Fibre (IVG Cu50-125) ayant subi une impulsion de paramètres $P \simeq 658 \text{ mW}$, $\tau \simeq 34 \text{ ms}$ et $w \simeq 78 \mu\text{m}$. Toutes les dimensions sont en microns. (a) : Image directe. (b) : Profil reconstitué grâce à six images décalées en phase de $\pi/2$.

Pour mesurer le profil de la fibre, la diode de profilométrie est allumée pour observer les interférences entre la fibre et le miroir de référence de l'objectif Mirau (cf. figure 4.4a). L'image de fibre clivée présentée figure 4.5a présente des interférences quasi-linéaires à cause de l'angle entre la face de la fibre et le miroir de référence. Une image de fibre qui a subi une irradiation par une impulsion laser CO₂ est présentée sur la figure 4.12a.

³⁹. Pour comparaison la moyenne de la valeur absolue de la covariance de deux ensembles aléatoires de 1000 points est de 0,025

Les interférences concentriques indiquent une variation de la hauteur du profil $z(x, y)$ en marquant les lignes de niveau. L'intensité observée sur une image a la forme :

$$I(x, y) = I_0 (1 + C \cos(\phi(z(x, y)) + \phi_0)) \quad \text{with} \quad \phi(z(x, y)) = 2\pi \frac{z(x, y)}{\lambda_P/2}, \quad (4.10)$$

où C est le contraste de l'interféromètre, $\phi(z(x, y))$ décrit la variation de la phase sur le profil et ϕ_0 est une phase globale qui dépend linéairement de la distance entre le zéro du profil et l'objectif profilométrique.

Avec une seule image il est impossible de savoir dans quelle direction varie la hauteur du profil et de détecter les changements de signe du gradient associé. L'idée de la profilométrie à décalage de phase est alors de prendre plusieurs images en changeant la phase globale ϕ_0 via un déplacement du substrat le long de l'axe optique. Connaissant les décalages induits par le déplacement il est alors possible de déterminer la tangente de la phase $\phi(z(x, y))$. Il existe une multitude d'algorithmes permettant d'obtenir le résultat avec des nombres d'images différents et des décalages différents. S'il est possible d'obtenir un résultat avec trois images, un nombre d'images plus important apporte plus de précision en réduisant les erreurs de mesure. Les différents algorithmes ne sont pas sensibles aux mêmes erreurs qui sont principalement dues à la non-linéarité de la caméra et aux erreurs de décalage sur l'axe. Nous utilisons ici un algorithme à six images qui est insensible aux non linéarités du capteur [227]. Il combine six images avec un décalage de phase augmentant de $\pi/2$ entre chaque image, *i.e.* un déplacement sur l'axe Z de $\lambda_P/8 \simeq 64 \mu\text{m}$. On obtient alors :

$$\tan(\phi(z(x, y))) = -\frac{3I_2(x, y) - 4I_4(x, y) + I_6(x, y)}{I_1(x, y) - 4I_3(x, y) + 3I_5(x, y)}, \quad (4.11)$$

où les I_i sont les images dans l'ordre avec $\phi_{0,i} = (i - 1) \pi/2$. En prenant l'arc tangente, on déduit $\phi(z(x, y))$ modulo π . Ensuite, la phase est déroulée par une combinaison de déroulements linéaires selon les deux axes de l'image, qui est conçue pour éviter la propagation d'erreur depuis le centre de l'image où la fibre est sensée se situer. La région d'intérêt de l'image où se fait la reconstruction du profil est circulaire pour éviter les erreurs dans les zones où la fibre n'est pas présente. Ensuite le profil s'obtient simplement par multiplication de la phase par $\lambda_P/(4\pi)$. Le résultat de la profilométrie sur une fibre tirée est illustré par la figure 4.12b.

Précision de la profilométrie

La profilométrie a une résolution radiale donnée par celle du système d'imagerie ($0,8 \mu\text{m}$). La précision axiale dépend de l'algorithme de reconstruction du profil et des erreurs de la mesure. Avec l'algorithme utilisé, l'erreur provient des erreurs de décalage de phase qui sont dues aux erreurs de positionnement de la platine sur l'axe Z (de l'ordre de quelques nm car la résolution est de 1 nm) et aux dérives thermiques et vibrations qui modifient la distance entre la fibre et l'objectif.

La mesure de l'écart-type de la profilométrie est présenté sur la figure 4.13. Elle est obtenue à partir d'une série de 30 mesures de la même surface (un miroir macroscopique standard). La précision de la profilométrie est donc globalement $\sigma_{z,\text{total}} \simeq 1,4 \text{ nm}$, soit environ $\lambda_P/370$. Cette précision remarquable est très utile pour obtenir une estimation précise des profils obtenus et donc des rayons de courbure, en particulier lors de la réalisation de miroirs avec des rayons de courbure élevés. On remarque que l'erreur est modulée avec des vecteurs d'ondes qui sont les multiples 2 et 4 du vecteur de phase visible sur

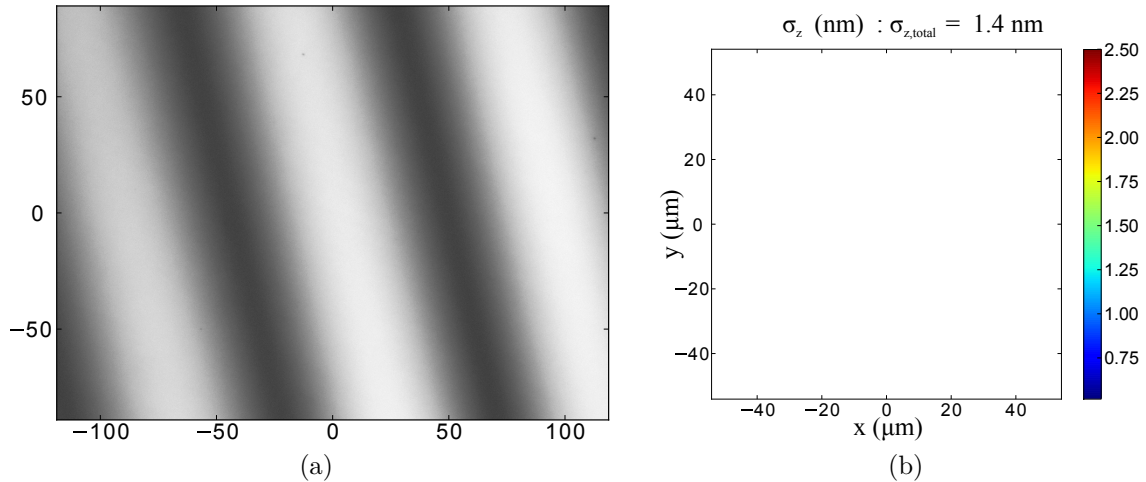


FIGURE 4.13 – Mesure de l'erreur de la profilométrie sur un miroir macroscopique. (a) : Image du miroir utilisée comme première image de l'algorithme de reconstruction (distances en microns). (b) : Écart-type sur une série de 30 mesures (acquisition/reconstruction).

l'image de départ. Cette modulation de la précision constitue un résultat typique dans les algorithmes de profilométrie qui provient de la différence de phase à la première image⁴⁰. On observe aussi une modulation parasite, dont l'origine est la même, sur les profils mesurés (voir figure 4.15a); cependant, elle n'est importante que lorsque la profilométrie n'est pas utilisée au contraste optimal.

La précision de la mesure peut être améliorée en moyennant les résultats d'un grand nombre n de mesures avec des phases de départ décalées de $\pi/2$. L'évolution attendue de l'erreur est statistiquement donnée par $\sqrt{n}\sigma_{z,\text{total}}$. Cela a été utilisé pour améliorer la précision pour pouvoir simuler les modes de cavité [223]. Cependant, comme la mesure et la reconstruction du profil durent quelques secondes, la répétition limiterait les efforts visant à réduire les dérives thermiques et elle n'est donc pas utilisée pour les profils présentés par la suite. Elle n'est de toute façon pas nécessaire pour avoir une bonne estimation des paramètres de tir dans le cas des structures réalisées car leur courbure entraîne des variations de profondeur bien supérieures aux erreurs de mesure.

Analyse des profils obtenus

Lorsque le profil de structure est mesuré, la détermination des paramètres importants du miroir (diamètre, centrage et rayons de courbure) nécessite des ajustements par les fonctions caractéristiques des formes créées. La surface obtenue avec un tir de laser CO_2 est approximativement un trou gaussien elliptique. Le centre de la structure peut être approximé par une parabole avec une position centrale, une symétrie de réflexion et deux axes propres orthogonaux. La détermination des paramètres s'effectue en deux étapes : une série de coupes unidimensionnelles alimente les paramètres initiaux d'un ajustement bidimensionnel.

Premièrement, le profil de la fibre dans sa totalité est ajusté par un ensemble de coupes centrées sur la dépression. La figure 4.14 montre le découpage en quatre coupes utilisé

40. Ici, le pixel central a été réglé sur la frange la plus brillante avant chaque mesure : ainsi la phase sur la première image est toujours la même pour le set de 30 mesures.

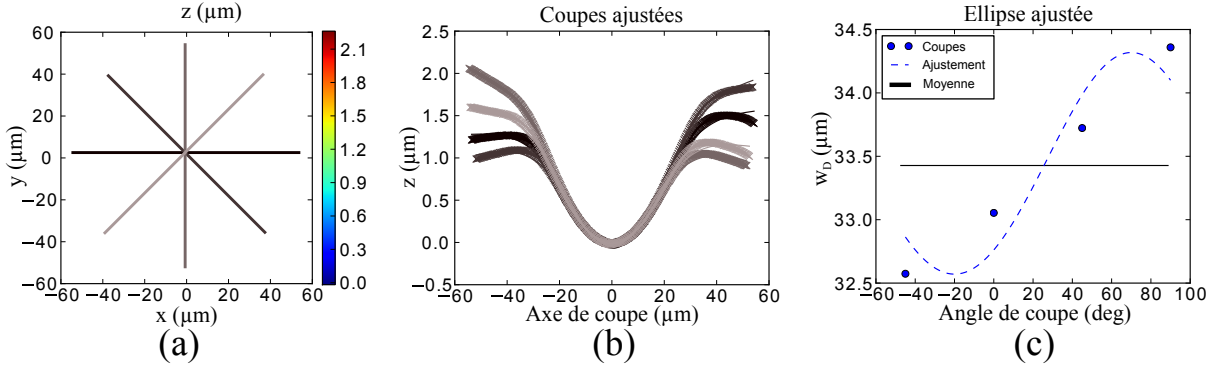


FIGURE 4.14 – Coupes unidimensionnelles d’analyse du profil d’une fibre ayant subi une ablation de paramètres $P \simeq 658$ mW, $\tau \simeq 34$ ms et $w \simeq 78$ μm . (a) : Profil analysé avec les coupes représentées. (b) : Coupes ajustées par une gaussienne additionnée d’une fonction affine. (c) : Détermination de l’angle de l’axe majeur de l’ellipse par rapport à l’axe X.

habituellement et l’ajustement de ces coupes par des gaussiennes auxquelles sont ajoutées des fonctions linéaires pour prendre en compte l’angle entre la face de la fibre et le plan objet. Les ajustements selon les axes X et Y permettent de mesurer le centrage du faisceau CO_2 sur la fibre (utilisé en section 4.2.2). Une fois déterminé la demi-largeur w_D à e^{-2} de la structure pour chaque coupe, le dernier ajustement présenté permet de déterminer l’angle de l’axe majeur de l’ellipse.

Par ailleurs, la largeur de la structure permet d’obtenir une estimation du diamètre utile du miroir obtenu car $D = \sqrt{2}w_D$ avec la définition de la section 4.1.2. En supposant que l’on veuille limiter l’effet des pertes par coupure à 10% des pertes totales, nous pouvons donc définir un diamètre minimal du miroir en fonction de la finesse \mathcal{F} et du mode de la cavité sur le miroir w_m comme :

$$D_{\min} = \sqrt{2}w_{D,\min} = \sqrt{2}w_m \sqrt{\ln\left(-\frac{2\pi}{10\mathcal{F}}\right)} \quad (4.12)$$

Dans le cas d’une cavité symétrique, on a $w_m = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} z_R \left(1 + \left(\frac{L/2}{z_R}\right)^2\right)}$ où la longueur de Rayleigh z_R est indépendante de la longueur d’onde (cf. équation 3.13). La contrainte est donc imposée par la cavité à 1560 nm dans notre cas et impose un diamètre minimal $D_{\min,1560} \simeq 43$ μm pour une de cavité symétrique de paramètres $\mathcal{F} = 10^5$, $R = 300$ μm et $L = 125$ μm où $w_{m,1560} \simeq 8,7$ μm .

Les paramètres déterminés par les ajustements de coupes permettent d’initier des ajustements bidimensionnels afin d’avoir une convergence rapide de l’algorithme d’optimisation. Les ajustements paraboliques à deux dimensions servent à caractériser le centre de la structure créée par l’ablation laser. Le paramètre principal pour les miroirs étant le couple des rayons de courbure (R_a, R_b) selon les axes propres, ce résultat dépend de la région d’intérêt considérée pour l’ajustement car le miroir dévie de la forme parabolique. Cependant les déviations restent assez faibles de l’ordre de $\pm 5\%$ typiquement dans le centre des structures créées pour un rayon de région d’intérêt jusqu’à 15 μm ; ce qui est bien supérieur à la largeur du mode miroir $w_{m,1560}$ recherchée et donc les (R_a, R_b) mesurés donnent une bonne estimation des courbures effectives que perçoit le mode de la cavité.

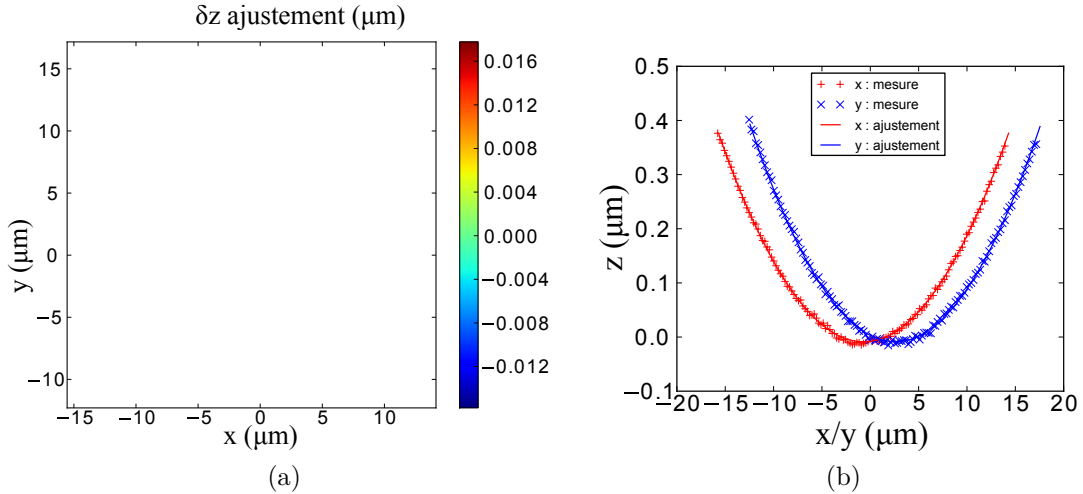


FIGURE 4.15 – Ajustement par une paraboloïde elliptique du centre du profil de la figure 4.14. (a) : Différence δz entre l'ajustement et le profil dans une zone de diamètre $30 \mu\text{m}$. Les structures circulaires résultent d'un artefact de l'algorithme de reconstruction. (b) : Coupes selon les axes X et Y du profil et de l'ajustement passant par le minimum de la dépression.

La figure 4.15 montre le résultat d'un ajustement parabolique 2D sur une région d'intérêt de diamètre $30 \mu\text{m}$. La différence entre l'ajustement et le profil mesuré est inférieure à 17 nm et la déviation moyenne est $2,9 \text{ nm}$. Le décalage du centre de la structure par rapport au centre des axes X et Y est dû à l'angle non nul entre la face de la fibre et le plan d'imagerie. Dans les cas où l'angle est faible, ce décalage reste faible et la détermination des caractéristiques de la surface peut se faire en invoquant la proximité de la surface avec celle d'une sphère dont les propriétés sont inchangées par rotation. Si la déviation est importante, ce qui est le cas pour une fibre ayant un angle de clivage élevé, la détermination des caractéristiques du miroir est faussée. Cependant, ces fibres ne sont en pratique pas intéressantes, car elles impliquent un mauvais couplage à la cavité à cause de l'angle de clivage et ne sont donc pas utilisées pour former une cavité pour l'expérience.

4.3 Ablation laser par tirs multiples

L'inclusion de platines de translation dans le dispositif d'ablation laser permet aussi de développer une nouvelle méthode de production des fibres. En effet, plutôt que de se limiter à une seule impulsion d'ablation, il est possible de créer une surface en tirant plusieurs fois sur la même fibre en variant la position des tirs, combinant ainsi les avantages d'une gravure précise et flexible avec la faible rugosité de l'ablation CO_2 .

4.3.1 Un outil pour dépasser les miroirs gaussiens

Les miroirs gaussiens produits par un tir CO_2 ne sont pas l'idéal recherché pour la formation d'une cavité. On recense trois défauts fondamentaux :

- Le premier réside dans la déviation du miroir de forme gaussienne par rapport à la forme parabolique idéale dans l'approximation paraxiale. Cette déviation induit une déformation des modes par rapport aux modes de Hermite-Gauss [228].

- La deuxième limitation, dans le cas des miroirs sur fibres, provient du diamètre utile maximal atteignable à cause des effets de fonte des bords. C'est ce qui limite la longueur maximale atteignable pour la cavité et qui s'avère être un problème technique fondamental dans une série d'expériences (par exemple, pour l'insertion d'un large nuage d'atomes dans la cavité ou pour éviter la présence de surfaces diélectriques proche d'émetteurs ioniques [229]).

- La dernière imperfection dont souffre la méthode du tir unique réside dans l'asymétrie de rotation non contrôlée de la structure produite et la biréfringence géométrique du miroir qui en résulte.

En utilisant une série de tirs dont l'empreinte individuelle est bien plus faible que la taille du miroir, il devient possible de réaliser une structure dont la taille s'approche du diamètre de la fibre. Par ailleurs, l'utilisation d'un grand nombre de tirs permet de contrôler précisément la forme finale pour produire un miroir dont la forme est plus proche d'une parabole. Des fibres produites avec le dispositif par la technique des tirs multiples ont ainsi permis la réalisation de cavités fibrées de haute finesse dont la longueur excède 1,5 mm [223]. Les sections suivantes s'attacheront plus particulièrement à la production de miroirs dont la symétrie par rotation est contrôlée.

Pour la réalisation de miroirs via des tirs multiples, trois remarques générales peuvent être faites sur les paramètres de tir :

- Premièrement, pour aboutir à des structures lisses où l'effet des tirs individuels est indécélable, il est nécessaire d'utiliser une configuration où les dépressions des tirs se chevauchent suffisamment. L'effet de lissage apporté par la fonte de la couche superficielle de la fibre permet alors d'aboutir à des formes "continues" avec une configuration discrète de tirs. Pour optimiser cet effet nous utilisons une largeur de faisceau de l'ordre de celle de la fibre.

- Deuxièmement, la courbure du tir individuel doit être du même ordre de grandeur que celle visée pour la forme finale. En effet, avec une courbure trop faible ou trop importante, converger vers la forme voulue nécessite alors un nombre bien plus important de tirs.

- Troisièmement, si des positions de tir proches sont tirées consécutivement, alors l'effet de lissage va être perturbé dans cette zone. Dans les cas, tels ceux présentés par la suite, où les positions sont placées sur des cercles ou des ellipses, nous avons remarqué expérimentalement que le fait de sauter au moins deux positions consécutives, afin de parcourir l'ellipse en au moins trois tours, produit des résultats satisfaisants.

La recherche des paramètres de tir commence par la modification du nombre et des positions de tir afin d'obtenir une structure parabolique. Lorsqu'une structure parabolique a été obtenue, il est possible de varier la courbure en changeant la durée de l'impulsion ou en appliquant une homothétie centrée aux positions de tir tout en gardant une forme parabolique. Cependant, un changement important de la courbure nécessite usuellement un ajustement du nombre et des positions des tirs.

Par ailleurs, le dispositif n'est pas limité à la création de structures de miroirs uniques. La figure 4.16a montre une réalisation de structure qui vise à obtenir deux miroirs pouvant créer deux cavités couplées. Le dispositif peut aussi permettre la réalisation d'une matrice de miroirs sur un même substrat avec des distances bien précises entre les structures pour créer un ensemble très compact de cavités. La figure 4.16b est une réalisation ludique qui démontre les capacités de gravure du dispositif. Pour réaliser cette structure sur une fibre, nous avons utilisé un dernier type d'ajustement que permet le dispositif : la durée de l'impulsion est modulée en fonction de la position du tir. En effet, l'effet d'un tir unique est beaucoup plus marqué lorsque l'on s'approche du bord de la fibre et la gravure bien

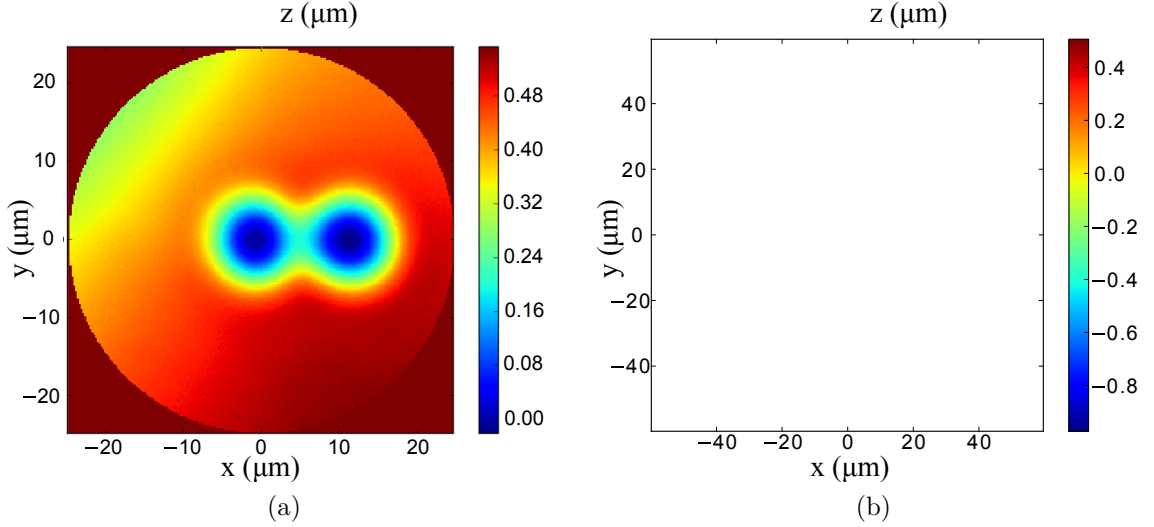


FIGURE 4.16 – Exemples de réalisations de tirs multiples originaux sur fibre de diamètre $125 \mu\text{m}$. (a) : Double structure de miroir pouvant mener à un système de cavités couplées. (b) : Gravure ludique d'un ket.

plus marquée sur les bords de la fibre. En appliquant un gradient de durée de l'impulsion depuis le centre de la fibre, cet effet est sommairement compensé.

4.3.2 Vers une biréfringence amplifiée

Dans l'objectif d'augmenter la biréfringence géométrique des miroirs, nous avons créé une série de fibres dont la dépression est volontairement elliptique grâce à la technique des tirs multiples. Pour cela, le positionnement de 46 tirs est organisé en trois ellipses concentriques qui ont le même ratio $s_e = a/b$ entre le demi-grand axe a et le demi-petit axe b dont un exemple est donné par la figure 4.17a. Le profil résultant est alors un parabolöide elliptique avec une très bonne approximation dans une zone de diamètre $30 \mu\text{m}$ (cf. figures 4.17b et 4.17c) qui est supérieure à la largeur totale des modes attendus dans nos cavités.

Pour adapter le résultat aux différents types de fibres ou faire varier légèrement les courbures obtenues, la durée de l'impulsion, l'échelle globale et le ratio elliptique de la configuration des tirs sont modifiés. La puissance du laser CO_2 est $P \simeq 746 \pm 2 \text{ mW}$. La largeur du faisceau est $w \simeq 78 \mu\text{m} \sim r_f \simeq 62,5 \mu\text{m}$. La durée de l'impulsion est variée sur l'intervalle $14 < \tau < 21,5 \text{ ms}$. Le ratio elliptique est pris dans la plage $1,44 < s_e < 2,15$. Ceci afin d'obtenir des fibres dont les rayons de courbure sont proches de $R_a = 350 / R_b = 250 \mu\text{m}$ pour l'essentiel d'entre elles pour convenir aux conditions expérimentales visées. A paramètres de tir constants, des fluctuations corrélées entre R_a et R_b de $\pm 5\%$ sont observées, probablement dues aux fluctuations de puissance du laser. Sans pousser le dispositif à ses limites, les surfaces produites ont été variées dans un domaine de rayons de courbure compris entre $260 / 170 \mu\text{m}$ et $780 / 350 \mu\text{m}$. Les résultats de mesure de la biréfringence géométrique obtenue avec ce type de fibres sont présentés au paragraphe 4.4.4.

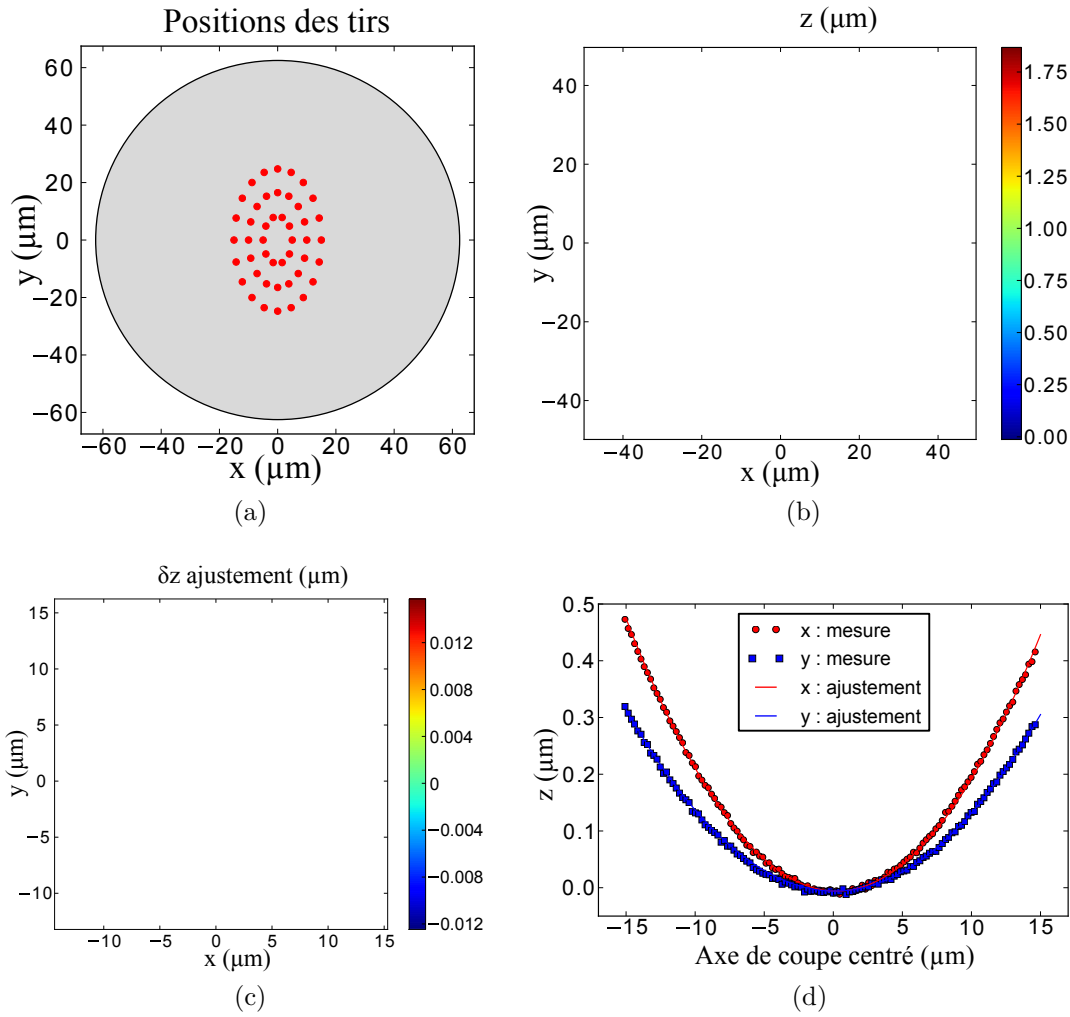


FIGURE 4.17 – Réalisation d’une forme paraboloidé elliptique sur une fibre optique de diamètre $125\mu\text{m}$. (a) : Position des 46 tirs utilisés alignés sur trois ellipses concentriques de ratio $s_e = 1,65$. (b) : Profil de la fibre après les tirs de paramètres $P \simeq 748 \text{ mW}$, $\tau \simeq 14,2 \text{ ms}$ et $w \simeq 78 \mu\text{m}$. (c) : Désaccord entre l’ajustement bidimensionnel parabolique et le profil dans une RDI de diamètre $30 \mu\text{m}$. (d) : Coupes transverses selon les axes X et Y du profil et de l’ajustement bidimensionnel. Les axes ont été centrés pour améliorer la visibilité de la différence de courbure. Les rayons de courbure propres de l’ajustement sont $R_a \simeq 357 \mu\text{m}$ et $R_b \simeq 241\mu\text{m}$.

4.3.3 Vers des modes de polarisation dégénérés

La biréfringence géométrique d’une structure créée par un seul tir est souvent assez élevée pour être problématique dans les cavités de haute finesse avec des miroirs à forte courbure. La biréfringence géométrique est proportionnelle à la différence relative des deux rayons de courbure $\frac{R_a - R_b}{R_a}$ (cf. equation 3.81). Pour la position de tir sur l’axe du faisceau utilisée précédemment, choisie pour avoir une largeur $w \simeq 78 \mu\text{m}$, la combinaison de l’astigmatisme et de la polarisation rectiligne résiduels du faisceau mène à des structures dont la différence relative des rayons de courbure est de 8,7% pour des valeurs de rayons de courbure de l’ordre de $290 \mu\text{m}$ en moyenne (paramètres de tir : $P \simeq 808 \pm 2 \text{ mW}$, $\tau \simeq 31 \text{ ms}$ et $w \simeq 78 \mu\text{m}$.)

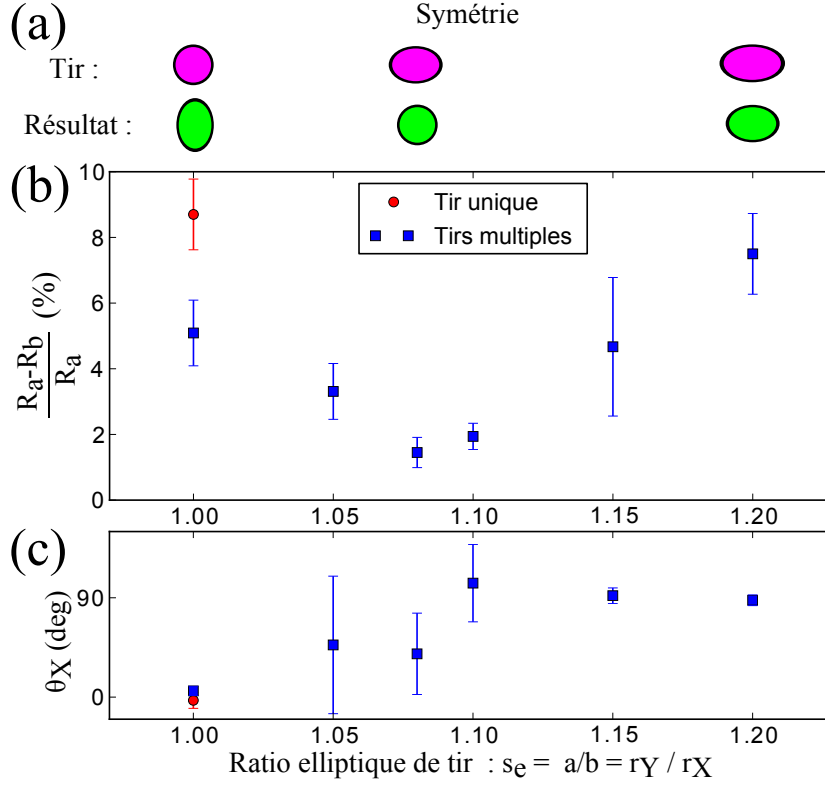


FIGURE 4.18 – Compensation de l’asymétrie de rotation du laser CO_2 par la technique des tirs multiples. (a) : Schéma de principe montrant la relation entre la symétrie de la configuration de tir et celle du résultat de l’ablation. L’ellipticité de la configuration de tir, caractérisée par s_e , est augmentée sur l’axe orthogonal (Y) à celle résultant du tir individuel (selon X). Les proportions ont été exagérées pour améliorer la visibilité. (b) et (c) : Résultats expérimentaux pour le tir unique et les tirs multiples en fonction de s_e collectionnés sur une série de trois fibres pour chaque point. Les barres d’erreurs représentent les déviations standard. (b) : L’évolution de la différence relative des rayons de courbure réduite jusqu’à 1,5%. (c) : Angle du grand axe de la dépression par rapport à l’axe X. Il varie de 0 pour le tir unique et les tirs multiples circulaires à 90 °C pour les tirs multiples très elliptiques orientés sur l’axe Y. Proche de la symétrie de rotation, les grandes fluctuations dénotent l’absence d’axe majeur déterminé.

La technique des tirs multiples permet de compenser cette asymétrie. Le principe est alors d’utiliser une configuration de positions de tirs qui possède une ellipticité opposée à celle du tir unique (cf. figure 4.18.a). L’axe majeur des structures produites par tir unique est fortuitement aligné avec l’axe X ($\theta_X \simeq 0 \pm 8^\circ$). Afin de compenser l’ellipticité, nous utilisons une configuration de tir elliptique selon l’axe Y similaire à celle utilisée dans la partie précédente avec 47 tirs où un tir supplémentaire est ajouté au centre de la fibre⁴¹. Les paramètres de puissance et de largeur de faisceau sont inchangés par rapport au tir unique. La durée de l’impulsion est ajustée dans la plage $20,5 < \tau < 20,9$ pour obtenir des rayons de courbure qui sont toujours de l’ordre de 290 μm .

Une configuration circulaire de tirs multiples (*i.e.* $s_e = 1$) diminue la différence des rayons de courbure par la symétrie qu’elle apporte mais présente toujours 5,1% de différence relative avec un axe principal toujours sensiblement orienté selon l’axe X (voir fi-

41. pour la fibre Thorlabs 980HP utilisée ici, ce tir central compense un effet d’aplatissement de la structure en son centre due à la différence de matériau entre le coeur et la gaine de la fibre.

gure 4.18.b et c). Lorsque l'ellipticité est augmentée sur l'axe Y, nous pouvons alors réduire l'asymétrie jusqu'à 1.5% en moyenne avec $s_e = 1,08$. Certaines fibres présentent même des différences relatives inférieures à 1% ; pour une cavité de finesse $\mathcal{F} = 5.10^4$ à 780 nm, ceci se traduirait en terme de séparation relative maximale des modes $\epsilon_{\max} = \frac{\delta\nu_{\max}}{\kappa} \simeq 0,2$ avec $\delta\nu_{\max}$ la séparation en fréquence des modes de polarisation et κ la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne de la cavité. Les deux lorentziennes ne sont alors pas résolues et l'injection efficace d'un faisceau de polarisation circulaire dans la cavité est possible.

4.4 Cavités fibrées doublement résonantes

Afin d'obtenir une chaîne d'atomes uniques optimalement couplés à un mode de cavité, les miroirs de la cavité doivent remplir un certain nombre de réquisitions expérimentales établies dans le chapitre 3 dont nous rappelons rapidement les éléments principaux. Le contrôle du mode gaussien du résonateur et de sa biréfringence géométrique sont assurés via la forme des surfaces concaves créées par l'ablation laser sur les fibres optiques, ainsi que par l'alignement précis des miroirs lors de la formation de la cavité. L'obtention d'un réseau optique à environ le double de la longueur d'onde de résonance des atomes (780 nm) impose que la cavité doit être aussi résonnante pour cette longueur d'onde (1559 nm). Par ailleurs, la phase relative de réflexion des deux fréquences optiques sur le miroir doit être contrôlée pour assurer un couplage homogène des atomes au champ résonant.

Nous présentons ici le dispositif mis en place pour caractériser les cavités ainsi que les résultats de mesures de transmission, finesse, phase relative et biréfringence. Le dernier paragraphe montre l'observation d'un couplage entre modes de la cavité.⁴²

4.4.1 Dispositif expérimental

Les miroirs sur les fibres sont réalisés par une entreprise spécialisée dans les dépôts par épitaxie moléculaire en spécifiant les transmissions et la phase relative recherchées. Il convient ensuite de faire un recuit de chaque miroir pendant 8 h à 300 °C pour éliminer les atomes d'oxygène manquants dans les matrices diélectriques qui créent des défauts absorbants [230]. Cette opération est réalisée dans un four miniature afin de ne chauffer que le bout de la fibre pour éviter d'oxyder la protection en cuivre des fibres. Une cavité peut alors être formée avec un couple de fibres.

Deux types de cavités fibrées

Afin d'obtenir une injection stable d'un laser dans une cavité fibrée, il est nécessaire d'utiliser une fibre monomode (SM) pour la longueur d'onde λ considérée. Le paramètre caractéristique du comportement monomode d'une fibre à saut d'indice est la fréquence normalisée $V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$ où a est le rayon du coeur de la fibre, n_c et n_g sont respectivement les indices optiques du coeur et de la gaine [231]. Lorsque V est inférieur à $V_C \simeq 2,405$ (premier zéro de la fonction de Bessel J_0), la fibre ne conduit que le mode fondamental. La fréquence normalisée V caractérise aussi la fraction de la lumière confinée dans le coeur de la fibre qui est faible pour une faible valeur de V et augmente jusqu'à $\simeq 90\%$ lorsque V atteint la limite monomode. Ainsi pour une fibre monomode à 780 nm, la valeur de V pour un mode à 1559 nm est faible, caractérisant une forte présence du

⁴². Les résultats expérimentaux présentés dans cette partie ont été obtenus en collaboration avec Francesco Ferri, doctorant.

mode dans la gaine et donc une sensibilité accrue aux pertes par flexion de la fibre. De fait, il est expérimentalement impossible d'obtenir une bonne conduction de la lumière dipolaire dans une fibre SM à 780 nm car les pertes sont très importantes et très sensibles à un déplacement de la fibre. La seule possibilité d'obtenir une cavité fibrée doublement résonante avec des fibres standard à saut d'indice est d'utiliser une configuration SM-SM où une fibre est monomode à 780 nm et l'autre est monomode à 1559 nm, et chaque laser est injecté via la fibre correspondante.

Une autre solution est possible via l'utilisation de fibres à cristal photonique (FCP) dont la structure permet de guider des modes optiques avec un comportement monomode dans une très large bande de longueurs d'ondes. La structure de ces fibres à cristal photonique, présentée en figure 4.7b, est constituée d'un coeur de silice et d'une gaine qui est un cristal photonique où la réflexion de la lumière vers le coeur résulte de l'indice effectif inférieur de la microstructure de trous dans la silice. La fréquence normalisée V peut alors se mettre sous la forme d'une fibre à saut d'indice avec un indice effectif pour la gaine. Cet indice effectif dépend de la longueur d'onde car à courtes longueurs d'ondes le champ tend à éviter les trous pour se concentrer dans les régions de silice. Cet effet empêche alors la divergence de V lorsque $\lambda \rightarrow \infty$ et permet même de le limiter à des valeurs inférieures à la coupure multimode V_C pour des fibres qui sont alors infiniment monomodes [232]. L'intérêt de ces fibres est double pour le couplage à la cavité. D'une part, la fibre utilisée pour collecter la transmission de la cavité peut être multimode (MM) et ainsi le couplage de sortie est parfait ($\epsilon_2 = 1$). Cette configuration optimise la collection des photons injectés dans la cavité par la fibre FCP et donc la mesure de la transmission qui est l'élément central de la détection d'états quantiques. D'autre part, le diamètre du mode conduit est plus large que dans les fibres standard à saut d'indice avec un coeur dopé, et fournit donc à priori un meilleur couplage (ϵ_1) au mode la cavité. Cependant, le couplage au mode dépend en pratique de l'expansion du faisceau dans la région collabée. Le couplage est calculé en trouvant les caractéristiques du faisceau injecté par la matrice ABCD de la propagation dans la silice pure suivi du dioptré courbé du miroir et en calculant le recouvrement avec le mode de cavité.

Nous avons ainsi mis en place et caractérisé une cavité fibrée SM-SM et une FCP-MM afin de comparer leurs capacités.

Montage

Le schéma 4.19a présente le dispositif mis en place pour caractériser les propriétés des résonateurs optiques. Il permet d'aligner précisément les deux fibres dans lesquelles sont couplés les lasers à 780 nm⁴³ et à 1559 nm⁴⁴. Un actuateur piézoélectrique⁴⁵ fait varier la longueur de cavité sur quelques microns afin d'observer les spectres en transmission et réflexion sur les photodiodes. Afin de calibrer précisément la variation de fréquence de résonance induite, un modulateur électro-optique génère des bandes latérales sur le laser à 780 nm (pour les mesures à 1559 nm, la même référence est utilisée en divisant la conversion en fréquence par deux).

Un exemple de spectre obtenu en transmission est présenté sur la figure 4.20a avec l'ajustement utilisé par la suite pour les mesures de taux de décroissance du champ et de biréfringence. La figure 4.20b illustre l'effet d'interférence des modes pour la réflexion

43. Radiant Dye NarrowDiode : largeur spectrale 20 kHz.

44. Eblana EP1558-NLW-BAA : largeur spectrale 130 kHz.

45. Piezolélectrique interne au système de positionnement 3-axes Thorlabs Nanomax MAX311D/M : bande passante ~ 100 Hz

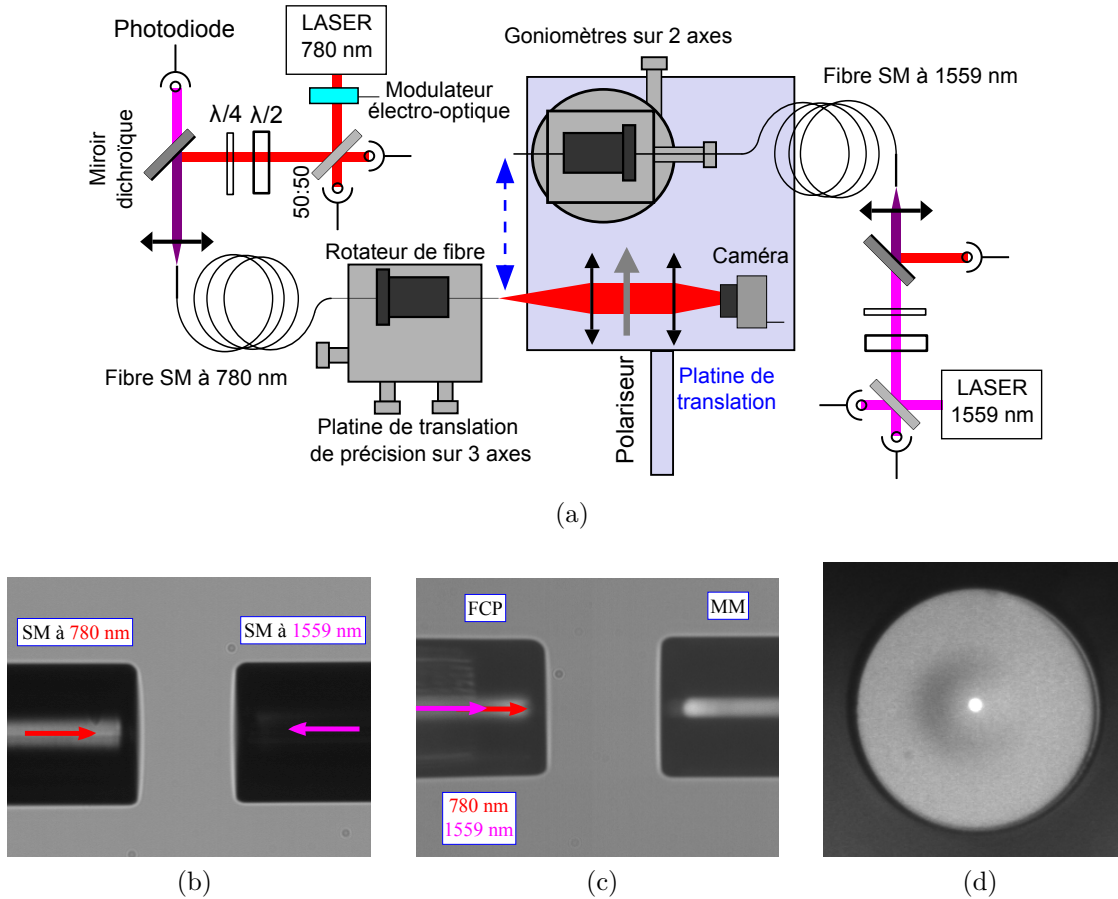


FIGURE 4.19 – (a) : Schéma du système de caractérisation d’une cavité doublement résonante avec des fibres monomodes (SM). Les deux longueurs d’onde sont injectées dans la fibre monomode correspondante. Dans le cas d’une cavité avec une fibre à cristal photonique (FCP) et une fibre multimode (MM), le dispositif est modifié pour coupler les deux couleurs dans la fibre à cristal photonique. Les systèmes précis de translation et rotation permettent d’aligner la cavité pour optimiser les transmissions et réflexions sur les photodiodes. La longue platine de translation permet d’alterner entre la position d’analyse de cavité et la position d’analyse de la polarisation injectée dans la cavité. (b) et (c) : Images de cavités fibrées, respectivement SM-SM et FCP-MM, alignées à une distance proche de celle visée pour l’expérience. (d) : Image d’un miroir sur fibre SM à 780 nm par la caméra représentée sur le schéma où l’on aperçoit le cœur de la fibre via la transmission du laser à travers le miroir.

discuté en section 3.3.2. La réponse en réflexion n’est pas lorentzienne, spécialement dans ce cas où la cavité est légèrement désalignée pour accroître l’effet.

Le dispositif permet aussi de modifier et mesurer la polarisation injectée dans la cavité en déplaçant la fibre de sortie pour placer un dispositif d’imagerie incluant un polariseur en face du miroir d’entrée (la fibre d’entrée restant fixe pour ne pas modifier son stress interne et donc sa biréfringence).

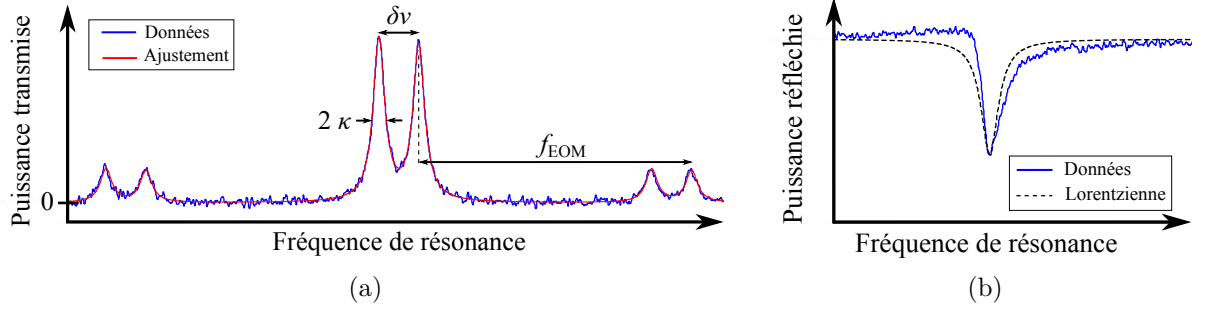


FIGURE 4.20 – (a) : Spectre en transmission à 780 nm pour une cavité fibrée, où la fréquence de résonance de la cavité est modifiée par une faible variation de sa longueur. Les deux modes de polarisation, séparés en fréquence de $\delta\nu$, sont ici injectés avec des puissances similaires. Les bandes latérales créées à $\pm f_{\text{EOM}}$ par le modulateur permettent d’ajuster l’échelle de fréquence. L’ajustement permet de mesurer le taux de décroissance du champ dans la cavité κ et la séparation des modes de polarisation $\delta\nu$. (b) : Spectre en réflexion à 780 nm pour une cavité légèrement désalignée afin de mettre en évidence le caractère non lorentzien de la réflexion (la courbe en pointillé montre une lorentzienne pour comparaison). Un seul mode de polarisation est ici injecté.

4.4.2 Mesure de la phase relative de réflexion

La phase relative de réflexion $\delta\phi_m$ (cf. équation 3.55) est déterminante pour le recouvrement des modes résonant et dipolaire. Elle peut être calculée en utilisant la méthode de matrices de transfert qui détermine les coefficients de réflexion et de transmission en champ d’un empilement de couches diélectriques [233]. Cette méthode est principalement utilisée pour la conception de revêtements réfléchissants, anti-réfléchissants et de filtres optiques afin de quantifier leur réflexion et transmission en intensité. Cependant, comme elle résout les équations de Maxwell dans le système, les phases de réflexion et transmission sont aussi accessibles. Les phases de réflexion à 780 et 1559 nm ont ainsi été ajustées dans la conception des miroirs. Le miroir est constitué d’un empilement de 42 couches dont les 7 dernières couches à être déposées (donc celles du côté de la cavité) servent à ajuster la phase relative car elles diffèrent de l’enchaînement régulier des couches précédentes.

Le résultat d’une simulation de champ appliquée à l’empilement de couches diélectriques mesuré lors du processus de déposition est présenté sur la figure 4.21. La décroissance rapide des champs à λ_1 et λ_2 permet d’observer que la pénétration du champ est faible. Le calcul de l’intégrale énergétique normalisée permet de calculer la pénétration par l’équation 3.57, on obtient alors $L_{p,1} \simeq 1201$ nm et $L_{p,2} \simeq 1506$ nm. On remarque aussi que le chevauchement des champs dans la cavité est presque parfait. Le calcul est unidimensionnel avec une onde plane progressive, ce qui est une bonne approximation de l’effet local du miroir car le mode prend la courbure du miroir. Il existe cependant des généralisations de cet algorithme au traitement des faisceaux gaussiens [234].

La figure 4.22 montre le résultat du calcul de matrice de transfert pour la phase de réflexion. On obtient alors $\delta\phi_m \simeq -4,4^\circ$. La dérivée des phases permet par l’équation 3.58 de calculer la pénétration du champ dans les couches du miroir, utile pour la détermination de l’intervalle spectral libre local ; on obtient alors $L_{p,1} \simeq 1202$ nm et $L_{p,2} \simeq 1506$ nm. Le très bon accord entre les deux façons de calculer la profondeur de pénétration confirme

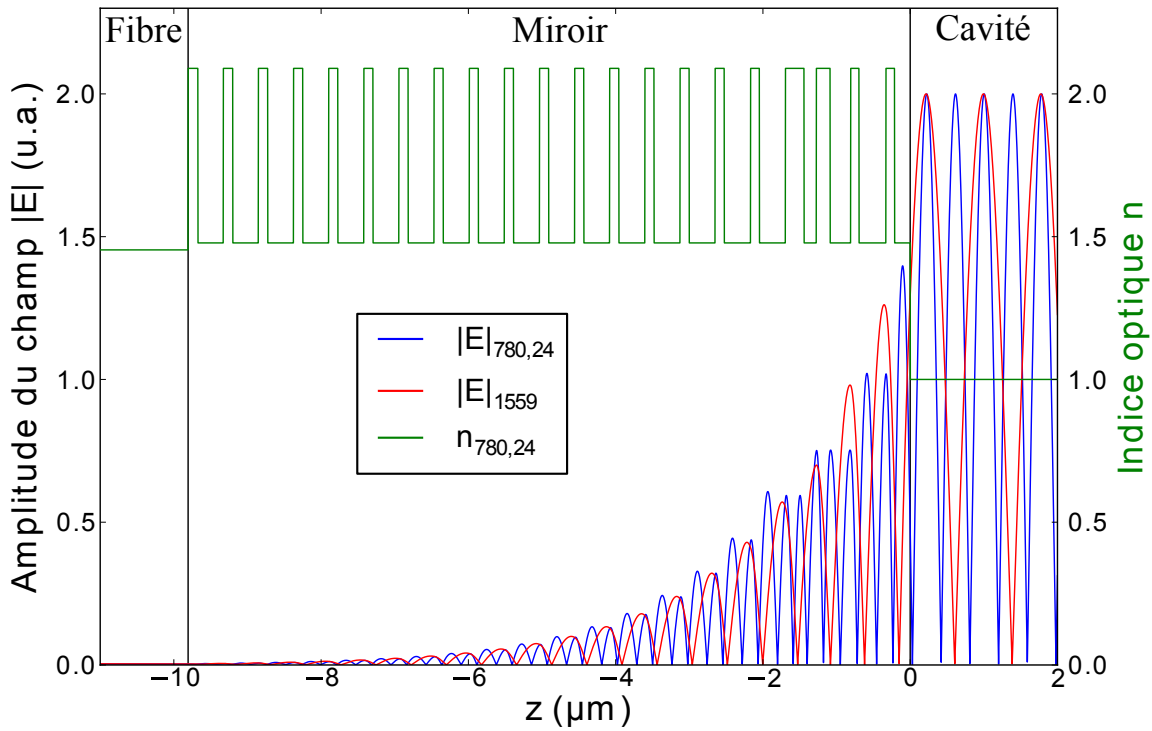


FIGURE 4.21 – Simulation par matrice de transfert de l’amplitude du champ électrique lors de la réflexion sur le miroir pour $\lambda_1 = 780,24$ nm et de $\lambda_2 = 1559$ nm. L’onde incidente a une amplitude de 1 et se dirige vers $-z$. L’indice optique des différents milieux à λ_1 permet de voir la structure des couches du miroir. Les lignes verticales marquent les limites du miroir.

que les deux façons de percevoir la cavité avec le champ réel et avec la phase de réflexion sont cohérentes.

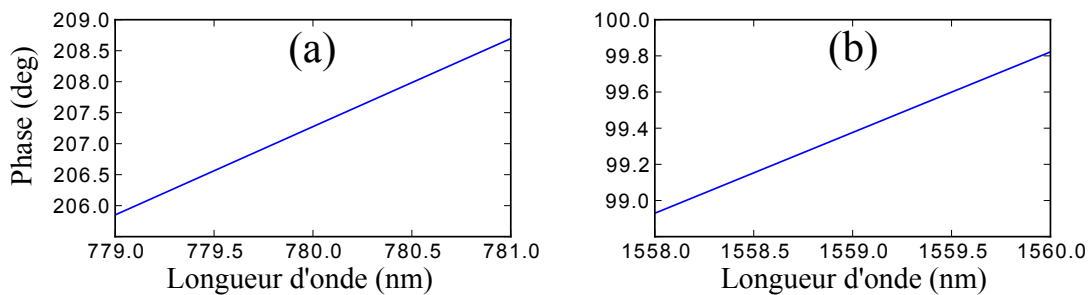


FIGURE 4.22 – Simulation par matrice de transfert de la phase de réflexion autour de $\lambda_1 \simeq 780,24$ nm (a) et de $\lambda_2 \simeq 1559$ nm (b) : $\phi_1 \simeq 207,6^\circ$ et $\phi_2 \simeq 99,4^\circ$. Les variations des phases sont $\frac{d\phi}{d\lambda}(\lambda_1) \simeq 1,42^\circ/\text{nm}$ et $\frac{d\phi}{d\lambda}(\lambda_2) \simeq 0,45^\circ/\text{nm}$.

La phase relative peut par ailleurs être mesurée. En effet, du fait de la phase de Gouy et de la phase relative, la fréquence ν_2 du laser à 1559 nm, pour laquelle la cavité est doublement résonante avec celle $\nu_1 = c/\lambda_{\text{Rb}}$ du laser à 780 nm fixé sur la spectroscopie

du rubidium, varie en fonction de la longueur de la cavité L . Sous l'hypothèse que ϕ_m ne dépend pas de ν_2 ⁴⁶, la fréquence du laser s'écrit alors :

$$\nu_2 = \frac{\nu_1}{2} + \frac{c}{2\pi L} \arctan \left(\sqrt{\frac{L}{2R-L}} \right) + \frac{c}{2L} \frac{\delta\phi_m}{\pi} \quad (4.13)$$

où R est le rayon de courbure de la cavité circulaire symétrique considérée (voir l'annexe D pour la dérivation de cette expression.) et est pris en compte par l'expression de la phase de Gouy qui est responsable du second terme.

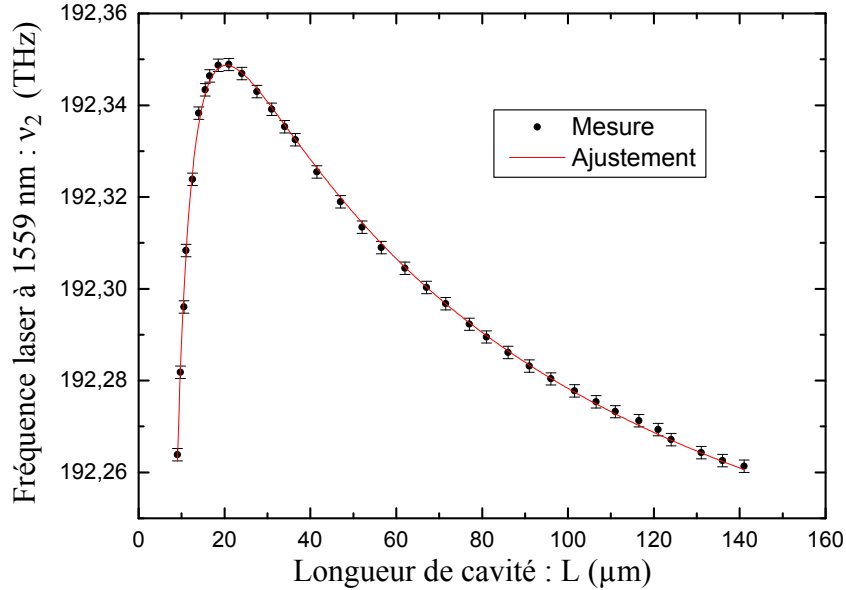


FIGURE 4.23 – Mesure de la fréquence ν_2 du laser à 1559 nm pour laquelle la cavité est doublement résonante avec le laser à 780 nm fixé sur la spectroscopie du rubidium ($\nu_1 = c/\lambda_{\text{Rb}}$). L'ajustement par la fonction donnée par l'équation 4.13 en fixant $R = 300 \mu\text{m}$ (moyenne des rayons de courbure des miroirs) donne $\delta\phi_m \simeq -4.8^\circ$, avec un décalage de fréquence de $\nu_{2,\text{ajustée}} - \nu_{2,\text{mesurée}} \simeq 3,6 \text{ GHz}$ et un décalage de longueur de $L_{\text{ajustée}} - L_{\text{mesurée}} \simeq -2 \mu\text{m}$. Les barres d'erreur relative en fréquence de $\pm 1,4 \text{ GHz}$ sont expliquées dans le texte. Les barres d'erreur relative en longueur de $\pm 0,5 \mu\text{m}$ ne sont pas représentées.

Le résultat de la mesure et son ajustement par l'équation 4.13 sont présentés sur la figure 4.23. Pour modifier ν_2 nous utilisons la variation reproductible de la fréquence du laser lorsque l'on modifie le courant et la température. Les variations sont calibrées sur un spectromètre⁴⁷ avant d'utiliser le laser sur l'expérience. L'erreur de calibration relative en fréquence est estimée par une série de comparaisons entre deux points de fonctionnement du laser en température et courant produisant la même fréquence (contrôlée par la condition de double résonance). La déviation standard de la différence pour l'ensemble des fréquences utilisées pour la mesure est ainsi de $\pm 1,4 \text{ GHz}$. La longueur de la cavité est modifiée via la vis micrométrique⁴⁸ correspondante de la platine précise de positionnement 3-axes. Les erreurs de calibration absolue de ν_2 et L sont prises en compte dans l'ajustement par des décalages d'origine.

46. Cette hypothèse se ramène à une faible variation de ϕ_2 qui est inférieure à $\pm 0.2^\circ$ selon la simulation de la phase et la plage de fréquence balayée par la mesure.

47. Avantest Q8384 : précision $\pm 61 \text{ GHz}$, résolution $\pm 1,2 \text{ GHz}$ à 1559 nm.

48. Thorlabs DRV3 : résolution $\pm 0,5 \mu\text{m}$

La forme de la courbe est dominée lorsque $L \rightarrow 0$ par le terme de phase relative qui est proportionnel $1/L$ alors que le terme de phase de Gouy est de l'ordre de $1/\sqrt{L}$. Lorsque L augmente, la phase de Gouy augmente et devient le terme dominant car $|\delta\phi_m|$ est faible. La valeur de $-4,8^\circ$ obtenue pour la phase relative est en bon accord avec la simulation par matrice de transfert. La phase relative n'est pas la phase optimale de $2,5^\circ$ pour le recouvrement des modes⁴⁹ mais elle est assez proche de celle-ci pour permettre une variation entre sites de la constante de couplage qui n'est pas dominée par cet effet (cf. figure 3.13).

4.4.3 Mesures de transmission et finesse

Les mesures des spectres obtenues en variant la longueur de la cavité (cf. figure 4.20a) sont ajustées pour mesurer la demi-largeur à mi-hauteur κ de la lorentzienne. La longueur effective de la cavité est déterminée par les vues des dispositifs d'imagerie transverse (cf. figure 4.19b pour un exemple) et en ajoutant les profondeurs des dépressions formant les miroirs et les longueurs de pénétration (soit $\sim 5 \mu\text{m}$ au total). L'imprécision de la mesure de la longueur est estimée à $\pm 5 \mu\text{m}$. La combinaison de κ et L permet d'obtenir la finesse. Par ailleurs la mesure de transmission du revêtement diélectrique à 780 nm ⁵⁰, $\mathcal{T}_{780} \simeq 35$ ppm, nous permet d'estimer les pertes des résonateurs. Dans le cas où la fibre de sortie est multimode, le couplage du mode fibré injectant la cavité peut se déduire de la transmission à résonance $T_{\text{CF, res}}$. Le tableau 4.1 présente l'ensemble des résultats obtenus pour les deux types de cavités : SM-SM et FCP-MM.

λ	Paramètre	FCP-MM $L \simeq 136 \mu\text{m}$	SM-SM $L \simeq 126 \mu\text{m}$
780 nm	κ (MHz/ 2π)	13 (11, 6)	15,5 (12, 5)
	\mathcal{F}	42.10^3 (48.10^3)	38.10^3 (48.10^3)
	\mathcal{T} (ppm)	35 (30)	35 (30)
	\mathcal{L} (ppm)	39 (36)	47 (36)
	$T_{\text{CF, res}}$ (%)	6,7 (15, 8)	5,2 (12, 5)
	$R_{\text{CF, nonres}}$ (%)	17,5 (19)	74 (89)
	ϵ (%)	30 (65)	(60)
	ϵ_2 (%)	(100)	(85)
1559 nm	κ (MHz/ 2π)	7,6 (6, 5)	8,1 (7)
	\mathcal{F}	72.10^3 (85.10^3)	74.10^3 (85.10^3)
	\mathcal{T} (ppm)	(30)	(30)
	\mathcal{L} (ppm)	(7)	(7)
	$T_{\text{CF, res}}$ (%)	20,3 (31, 6)	0 (0)
	$R_{\text{CF, nonres}}$ (%)	18,9 (10)	52 (97)
	ϵ (%)	43 (48)	(65)
	ϵ_2 (%)	(100)	0 (0)

TABLE 4.1 – Résultats comparés des cavités SM-SM et FCP-MM, les valeurs entre parenthèses marquent les valeurs attendues.

⁴⁹. La différence s'explique essentiellement par une différence de convention de signe de la phase entre nos calculs et ceux de l'entreprise fabricant les miroirs

⁵⁰. Par la transmission résiduelle d'un faisceau laser à travers un miroir fibré.

Pour les deux types de cavités, des finesses similaires aux deux longueurs d'ondes et proches de celles attendues par les spécifications des revêtements ont été obtenues ; c'est-à-dire que les résonateurs ne sont pas limités par les pertes par coupures (les pertes indiquées comme étant attendues sont l'addition des pertes d'absorption et de diffusion intrinsèques aux miroirs). Les transmissions observées à résonance sont cependant inférieures aux valeurs attendues. Pour la cavité FCP-MM, cela signifie que le couplage de l'injection n'est pas reproduit quantitativement par l'évolution d'un faisceau non guidé sur la longueur de la région collabée. Il est fort probable que l'interface entre la région collabée et la fibre à cristal photonique normale soit courbée et/ou que la transition entre les deux régions ne soit pas bien définie. Pour la cavité SM-SM, la transmission dépend du couplage à la fibre de sortie qui est fortement influencé par les erreurs de centrage et d'angle de clivage des fibres. On remarque expérimentalement que l'alignement de la cavité SM-SM est logiquement plus sensible aux décalages et aux rotations d'un des miroirs.

La cavité FCP-MM est donc la meilleure solution expérimentale par sa stabilité et son couplage de sortie qui est le paramètre critique de la collection d'information sur les atomes. Le seul inconvénient par rapport aux fibres SM-SM est le faible couplage de la réflexion au mode de cavité à cause de la région collabée. Cependant, le signal de réflexion reste suffisant pour permettre l'asservissement de la cavité. La faible réflexion observée sur le mode réfléchi à 1559 nm de la cavité SM-SM s'explique par les interférences avec les modes d'ordre supérieur qui induisent aussi une forme asymétrique du spectre (cf. section 3.3.2).

4.4.4 Mesure de la biréfringence géométrique

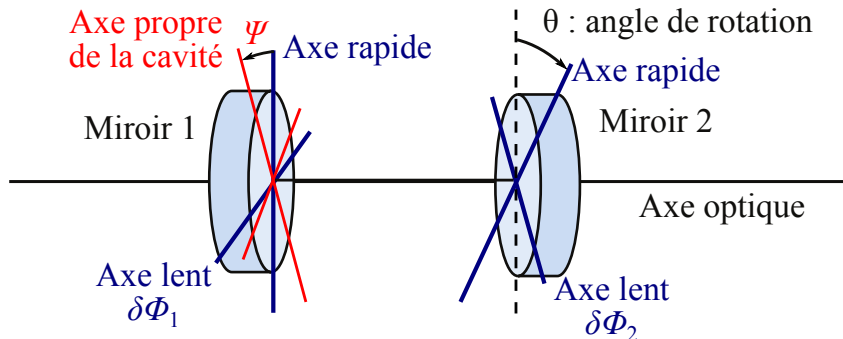


FIGURE 4.24 – Schéma de la biréfringence en cavité : les axes propres des miroirs (bleus) et les valeurs de différence de phases associées définissent les axes propres de polarisation de la cavité (rouges).

Les spectres de transmission ou réflexion permettent d'observer la biréfringence des modes de la cavité. Le dispositif permet de faire tourner les fibres autour de leur axe optique afin de vérifier la dépendance de la biréfringence avec l'angle relatif θ des axes propres (cf. figure 4.24) qui est donnée par l'équation 3.85. La mesure a été effectuée sur la cavité SM-SM avec une longueur $L \simeq 50 \pm 5 \mu\text{m}$ ⁵¹ en tournant la fibre SM à 780 nm (labellisée fibre 2). Les résultats de la séparation relative $\epsilon = \delta\nu/\kappa$ des modes de polarisation, observée pour les deux longueurs d'onde, sont donnés par la figure 4.25a.

51. Cette longueur est choisie afin de pouvoir tourner les fibres sans avoir à ré-aligner après chaque rotation l'angle de la cavité qui est nettement plus sensible à $L \simeq 125 \mu\text{m}$.

La différence de la biréfringence entre les deux longueurs d'ondes d'environ un facteur 4 s'explique pour moitié par le ratio des longueurs d'ondes λ_2/λ_1 et pour l'autre moitié par le ratio des finesesses car $\mathcal{F}_{780} \sim 4,5 \cdot 10^4$ et $\mathcal{F}_{1559} \sim 9 \cdot 10^4$.

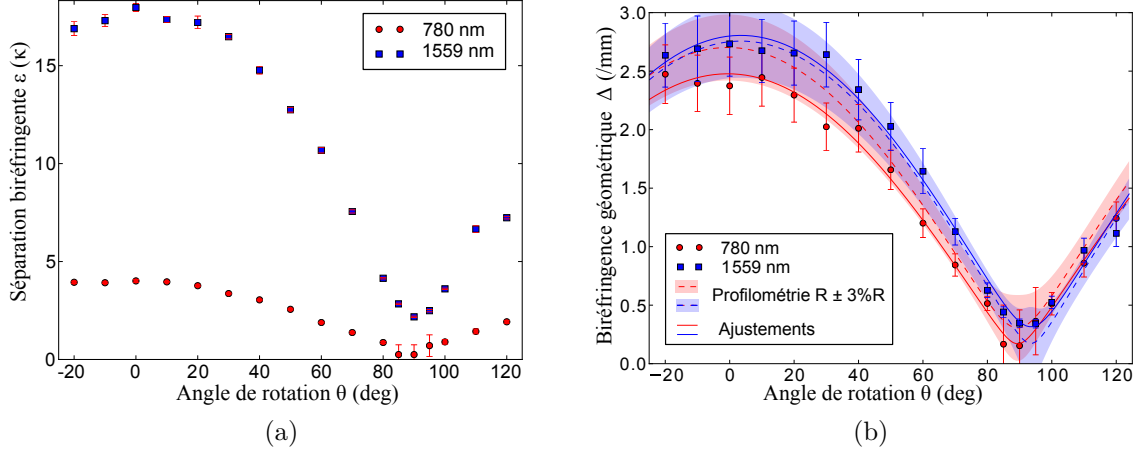


FIGURE 4.25 – (a) : Séparation en fréquence des deux modes de polarisation, relative à la largeur spectrale du mode, en fonction de l'angle de rotation d'un des miroirs. Les barres d'erreurs indiquent la déviation standard sur une série de 5 mesures (les barres d'erreur larges à faible séparation sont une estimation grossière de l'erreur car l'ajustement ne converge pas pour des séparations trop faibles). Les mesures sont prises sur une cavité SM-SM de longueur $L \simeq 50 \pm 5 \mu\text{m}$ et de finesesses $\mathcal{F}_{780} \sim 4,5 \cdot 10^4$ et $\mathcal{F}_{1559} \sim 9 \cdot 10^4$. (b) : Biréfringence géométrique de la cavité déduite de la séparation en fréquence et des mesures de finesse associées à chaque point. Les barres d'erreur découlent principalement de l'erreur de mesure de la longueur de cavité qui influe sur la mesure de finesse. Les lignes pleines sont des ajustements avec les biréfringences géométriques Δ_1 et Δ_2 de chaque miroir et un décalage d'angle $\delta\theta$ comme paramètres. Les lignes pointillées sont les courbes attendues en utilisant $\delta\theta$ obtenu avec l'ajustement et les valeurs fournies par les mesures profilométriques des rayons de courbure pour Δ_1 et Δ_2 . Les zones ombragées représentent les marges associées à $\pm 3\%$ d'erreur sur la mesure des rayons de courbure.

En prenant en compte ces deux effets, on aboutit à la biréfringence géométrique de la cavité $\Delta(\theta)$, dont l'expression théorique est donnée par l'équation 3.86. Celle-ci dépend uniquement des biréfringences géométriques Δ_1 et Δ_2 des miroirs. Les données pour chaque longueur d'onde sont ajustées avec la courbe attendue et donnent pour résultat $\Delta_{i,780} \simeq (1,32; 1,15) \text{ mm}^{-1}$ et $\Delta_{i,1559} \simeq (1,56; 1,25) \text{ mm}^{-1}$, où les couples ne permettent pas de différencier quel miroir possède quelle biréfringence. Par ailleurs, la biréfringence géométrique d'un miroir peut être calculée à partir des données des rayons de courbure issues de la profilométrie. Afin d'obtenir une estimation des rayons de courbure qui prenne en compte la différence de forme des modes de cavité selon la longueur d'onde utilisée, la paraboloïde elliptique est ajustée pour 780 nm et 1559 nm sur une région d'intérêt qui a pour rayon la taille du faisceau sur le miroir $w_{m,780} \simeq 4,7 \mu\text{m}$ et $w_{m,1559} \simeq 6,6 \mu\text{m}$. Il résulte de ces ajustements que les couples (R_a/R_b) sont pour le miroir 1 : $(361/234)$ et $(363/237) \mu\text{m}$ à 780 nm et 1559 nm respectivement ; et pour le miroir 2 : $(333/238)$ et $(350/241) \mu\text{m}$. D'où l'on déduit $\Delta_{1,780} \simeq 1,50 \text{ mm}^{-1}$ et $\Delta_{2,780} \simeq 1,20 \text{ mm}^{-1}$ pour la première longueur d'onde et $\Delta_{1,1559} \simeq 1,46 \text{ mm}^{-1}$ et $\Delta_{2,1559} \simeq 1,29 \text{ mm}^{-1}$ pour le second laser. Les courbes correspondant à ces valeurs sont portées sur la figure. La différence entre les données et les valeurs trouvées par l'ajustement s'expliquent peut-être par l'er-

reur commise lors de l'estimation du rayon de courbure effectif (l'ajustement n'est pas pondéré par la forme du faisceau et le décentrage du mode de la cavité avec la région ajustée est aussi source d'erreur). Cependant, les points expérimentaux sont quantitativement décrits par l'évolution attendue si l'on considère 3% d'erreur sur les rayons de courbure. De même, le décalage entre les angles optimaux pour les deux longueurs d'ondes qui est de 4° peut s'expliquer qualitativement par la différence de 10° entre l'axe principal de l'ajustement à 780nm et celui à 1560 nm pour le miroir 2.

D'après les résultats de simulation de la section 3.3.4 dans le cas de la polarisation π couplée, la biréfringence relative maximale à 780 nm obtenue avec ces cavités, $\epsilon_{\max} \simeq 4$, produirait une réduction de la transmission T_1 lorsqu'un atome est couplé au mode de la cavité d'environ $T_1 \simeq 0.03 \times T_0$, où T_0 est la transmission de la cavité vide et en plaçant le mode non résonant sur le bleu de la transition. Par ailleurs, le taux d'émission spontané est quasiment identique à celui d'une cavité idéale à mode unique. La diffusion dans les divers états Zeeman reste cependant relativement élevée dans le cas d'un tel désaccord. L'utilisation de la détection comme manipulation préalable d'états sans diffusion Zeeman devrait ainsi être fortement limitée mais elle resterait relativement efficace et avec peu d'émission spontanée destructrice pour la mesure d'états quantiques. Un moyen d'augmenter la séparation relative ϵ entre les modes pour obtenir une meilleure mesure pourrait être d'augmenter la biréfringence géométrique. Mais, pour notre expérience les rayons de courbures sont limités par la diminution du couplage atome-champ lorsque le rayon de courbure augmente, et par l'augmentation de la variation du couplage et des pertes par coupures lorsque le rayon de courbure diminue. Ces deux effets limitent donc la différence entre les rayons de courbures selon les axes propres et donc la biréfringence géométrique. Une meilleure finesse produirait aussi une séparation relative plus élevée. Cependant, une amélioration sensible de la finesse nécessite un gain sur les pertes des miroirs car la transmission doit être au minimum égale aux pertes pour pouvoir détecter un ratio suffisant de photons injectés dans la cavité. Une amélioration sensible des pertes des miroirs implique des pertes par absorption plus faibles, dépendantes des possibilités de l'industrie des couches diélectriques, et des pertes par diffusion plus faibles, liées à la rugosité du processus d'ablation laser dont l'amélioration vers des valeurs égales ou inférieures à l'angström reste à investiguer.

Le dispositif permet par ailleurs de mesurer la polarisation injectée dans la cavité à 780 nm via la caméra précédée d'un polariseur (voir le schéma 4.19a). Lorsqu'elle est modifiée de façon à faire disparaître un des modes de polarisation sur le spectre de transmission, la polarisation injectée est alors alignée avec l'axe propre de ce mode. Cette optimisation est cependant expérimentalement imprécise car le chevauchement en puissance des modes injecté et propre suit la loi de Malus en $\cos^2 \theta_{\text{inj}}$. D'où il découle que la puissance injectée dans le mode orthogonal est en $\theta_{\text{inj}}^2 + o(\theta_{\text{inj}}^2)$, soit une erreur d'angle de $\sim 5^\circ$ pour une injection résiduelle de 1%. Cependant, si cet effet est néfaste pour une bonne mesure de l'angle de polarisation du mode de la cavité, il est extrêmement utile dans l'expérience finale pour réduire les fluctuations de puissance intra-cavité résultantes des fluctuations de polarisation au sein de la fibre. Cet effet se remarque directement sur la mesure des angles de polarisation des deux modes de cavité présentée en figure 4.26a où la différence entre les deux angles est de 93° au lieu de l'angle droit attendu.

La mesure de la polarisation présente deux intérêts. Le premier est de pouvoir coller les fibres dans leur support final en alignant la polarisation des modes de la cavité avec des axes d'accès optique pour des faisceaux lasers. Ceci dans l'optique de réaliser des

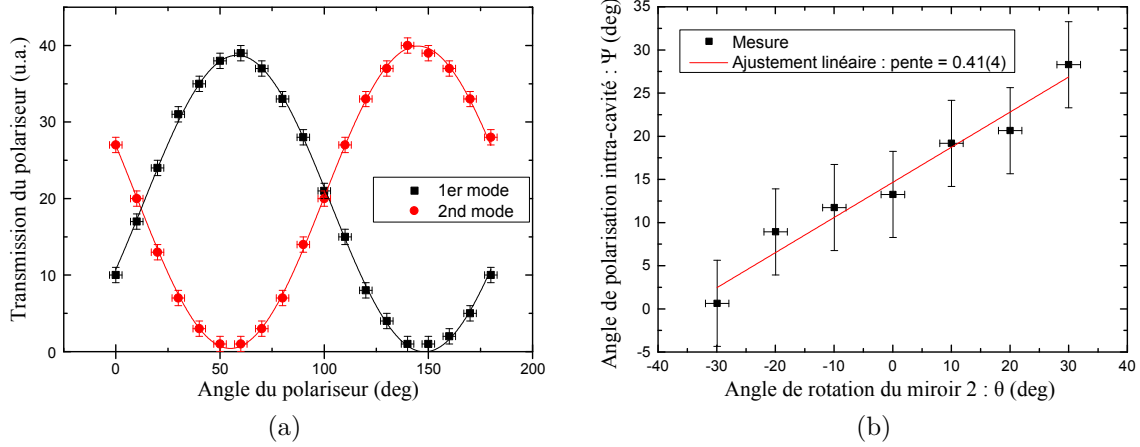


FIGURE 4.26 – (a) : Mesure de la polarisation injectée dans la cavité avec optimisation préalable sur chacun des deux modes propres de la cavité. Les ajustements sinusoidaux donnent un angle entre les deux modes de 93° . Les barres d’erreurs sont liées à la résolution du rotateur de polariseur et à la plage dynamique de la caméra. (b) : Angle de la polarisation du premier mode en fonction de l’angle de rotation du miroir 2. Les barres d’erreurs sont liées à la la résolution du rotateur de fibre et à la qualité estimée de l’injection.

transitions Raman-cavité à deux photons, entre deux niveaux atomiques fondamentaux et passant par un état excité, avec les polarisations qu’imposent ces transitions.

Le deuxième intérêt est de pouvoir mesurer le rapport des biréfringences géométriques des miroirs via l’évolution de l’angle de la polarisation ψ en fonction de l’angle de rotation de la fibre 2. La figure 3.19b a montré que l’évolution de ψ est presque linéaire pour $\theta < 30^\circ$ quelque soit le ratio Δ_1/Δ_2 . La figure 4.26b avec l’expression de la pente donnée par l’équation 3.88 permet alors de mesurer le ratio $\Delta_{1,780}/\Delta_{2,780} \simeq 1,4 \pm 0,1$. Cette valeur est proche de la valeur de 1,25 donnée par les mesures de profilométrie. L’avantage de cette méthode expérimentale, malgré son imprécision, réside dans la possibilité de déterminer quel miroir possède la biréfringence la plus élevée, information manquante dans les ajustements des mesures de biréfringence géométrique.

4.4.5 Observation d’un couplage de modes transverses

Les déviations de la forme du miroir par rapport à la forme parabolique idéale dans l’approximation paraxiale entraînent une déviation des modes par rapport aux solutions de Hermite-Gauss. Le problème peut être traité théoriquement dans la base des modes Φ_k de Hermite-Gauss (avec $k = (m, n)$) en développant le modes propres selon $\Psi_i = \sum_k c_{ik} \Phi_k$. Les modes propres sont les solutions de l’équation $\gamma_i \Psi_i = M \Psi_i$ où M est la matrice de mélange de modes de la cavité [235]. Les valeurs propres du système représentent alors le changement d’amplitude du champ électrique à chaque aller-retour dans la cavité, permettant ainsi de calculer les pertes par coupure du mode $\mathcal{L}_{C,i} = 1 - |\gamma_i|^2$ et les fréquences propres de la cavité. Les coefficients de la matrice sont de la forme $M_{kk'} = \exp(-2ikL) m_{1,kk'} m_{2,kk'}$ où l’on sépare le facteur de phase et les coefficients de mélange de chaque miroir qui s’expriment selon :

$$m_{1,kk'} = \iint_{\text{Miroir1}} dx dy \Phi_k^+ \Phi_{k'}^{-*} e^{2ik\delta S_1(x,y)} \Big|_{z=z_1} \quad (4.14)$$

$$m_{2,kk'} = \int \int_{\text{Miroir2}} dx dy \Phi_k^- \Phi_{k'}^{+*} e^{-2ik\delta S_2(x,y)} \Big|_{z=z_2} \quad (4.15)$$

où les signes \pm désignent le signe du facteur de phase du mode d'Hermite-Gauss, les $\delta S_j(x, y)$ sont la déviation de la surface du miroir par rapport au plan $z = z_j$ de la position du miroir sur l'axe optique. Dans la limite où les miroirs sont paraboliques, les coefficients se réduisent à un delta de Kronecker multiplié par le facteur de phase de Gouy. La matrice de mélange se réduit à une matrice diagonale dont les coefficients sont les facteurs de phases des modes de Hermite-Gauss pour un aller-retour dans la cavité. Lorsque les miroirs ne sont pas idéaux, M contient des éléments non-diagonaux non-nuls qui couplent les modes. Les modes propres peuvent alors être calculés depuis les formes des miroirs. Cela a été fait avec une cavité miroir plan-fibre concave dans la référence [228], reproduisant ainsi fidèlement les résultats expérimentaux. Les conclusions de cette étude démontrent que le mode fondamental diffère sensiblement du mode TEM_{00} lorsque sa fréquence est proche des modes transverses d'ordres supérieurs mais faibles. La condition sur la proximité des fréquences est l'effet classique de mélange des modes propres d'un système de deux oscillateurs lié au rapport entre la constante de couplage et le désaccord entre les modes. Le couplage est d'autant plus faible que l'ordre du mode parasite TEM_{mn} est important car le recouvrement avec le mode TEM_{00} diminue lorsque $m + n$ augmente à cause du facteur de phase de Gouy et du polynôme de Hermite.

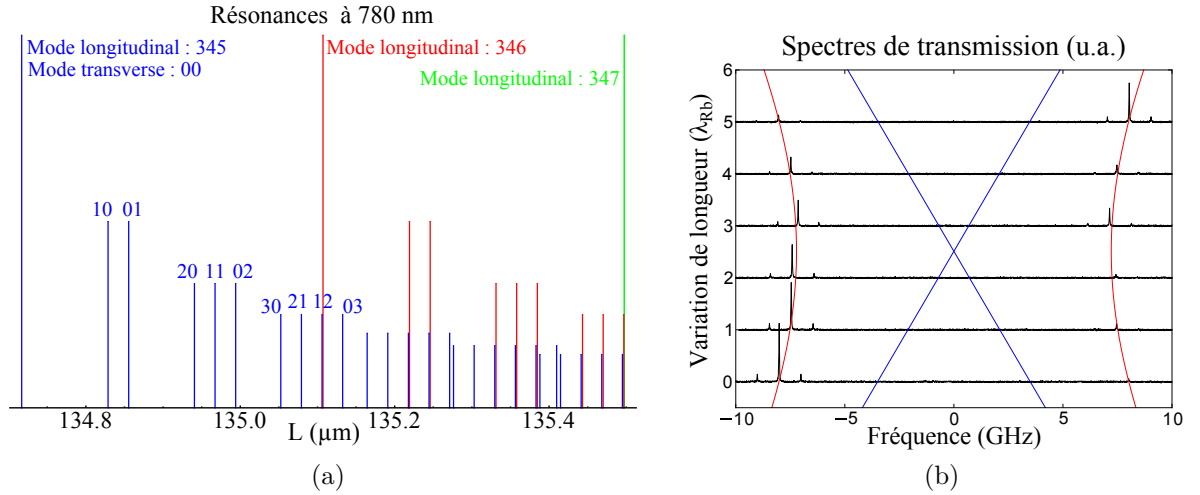


FIGURE 4.27 – Anti-croisement des modes TEM_{00} et TEM_{12} pour la cavité SM-SM à 780 nm pour $L \sim 135 \mu\text{m}$. (a) : Résonances des modes TEM_{mn} d'ordres faibles en fonction de la longueur de la cavité. La hauteur des traits ne représente que qualitativement la puissance transmise de ces modes lors d'une mesure. (b) : Spectres de transmissions avec différentes longueurs de cavités. Les courbes sont centrées sur la moyenne des positions des deux modes. Les courbes rouges représentent l'ajustement permettant d'extraire la constante de couplage $g_{00,12} \simeq 7,2 \text{ GHz}$. Les courbes bleues représentent les asymptotes correspondantes attendues pour le croisement.

Les effets des couplages deviennent importants lorsque la longueur de la cavité est grande. En effet, les phases de Gouy $\phi_{G,x}$ et $\phi_{G,y}$ selon les deux axes propres augmentent et permettent ainsi au mode TEM_{mn} d'avoir la même fréquence de résonance que le TEM_{00} d'ordre longitudinal supérieur lorsque $m\phi_{G,x}(L) + n\phi_{G,y}(L) = \pi$. Pour la cavité SM-SM à 780 nm, cette condition est remplie pour le mode TEM_{12} pour $L \simeq 135 \mu\text{m}$ comme le montre la distribution des modes sur le spectre en transmission en fonction de L présenté sur la figure 4.27a. La figure 4.27b présente l'anti-croisement des modes couplés observé

sur les spectres de transmission. La longueur de la cavité est variée entre deux modes longitudinaux à chaque point car la variation de la fréquence de la résonance à 1559 nm nous permet alors de nous assurer du mode longitudinal observé. La séparation entre les modes propres de la cavité est ajustée par la loi classique de la forme $2\sqrt{(\delta/2)^2 + g^2}$ avec δ la séparation entre les modes TEM supposée varier linéairement sur le petit intervalle de L utilisé pour la mesure et g le couplage entre les modes TEM qui vaut ici $g_{00,12} \simeq 7,2$ GHz.

Ces couplages de modes sont cependant à éviter pour l'expérience finale. En effet, d'une part, ils produisent un mode dont la géométrie dévie du mode TEM_{00} ce qui peut avoir des effets catastrophiques sur le piégeage dipolaire ou son recouvrement avec le mode résonant. D'autre part, comme l'extension transverse des modes non fondamentaux est plus importante et que nos miroirs ont une extension finie, les pertes par coupure des modes $TEM_{mm \neq 00}$ sont plus importantes et le couplage à ces modes induit donc une réduction de la finesse de la cavité. Cet effet se traduit expérimentalement par des chutes brutales de la finesse à des longueurs bien précises de la cavité lors de couplages avec des modes d'ordres assez élevés.

Conclusion

Nous avons démontré dans ce chapitre un dispositif permettant la réalisation de miroirs de haute qualité par ablation laser d'une précision submicrométrique. La capacité d'analyse directe de la surface produite apporte un gain de temps et de précision considérable pour la recherche, par essai et erreur, des paramètres de tir produisant la forme visée. La bonne correspondance entre les résultats observés sur la biréfringence géométrique de la cavité et les mesures de profilométrie réalisées directement après la production des surfaces, ainsi que la comparaison de simulations de la cavité basées sur la mesure de profilométrie avec les résultats observés sur des cavités [223], confirment que les formes mesurées permettent de prévoir précisément les cavités lors de la production. La grande flexibilité apportée par la méthode des tirs multiples permet de compenser ou maximiser la biréfringence géométrique, de créer des miroirs de plus grand diamètre, et ouvre la voie vers la réalisation de micro-cavités multiples sur un même substrat.

Les mesures sur les cavités fibrées démontrent plusieurs points essentiels à la mise en oeuvre de l'expérience. Le premier est la réalisation d'une cavité fibrée doublement résonante à 780 nm et 1559 nm avec une phase relative, permettant d'obtenir une chaîne de sites de piégeages quasiment optimalement couplés, que la mesure a permis de déterminer. Le second point est la démonstration de l'utilisation d'une fibre à cristal photonique "infiniment" monomode pour l'injection des deux longueurs d'ondes, assurant une bonne collection des photons injectés par la fibre multimode. Enfin, les mesures de biréfringence aux deux longueurs d'onde confirment son caractère géométrique, et la possibilité de modifier la biréfringence par une conception des miroirs appropriée.

Vers le piégeage d'une chaîne d'atomes uniques en cavité

Afin d'obtenir une chaîne d'atomes uniques dans une cavité Fabry-Pérot fibrée, il faut être capable de charger et conserver des atomes dans les sites de piégeage fournis par le mode dipolaire (à 1559 nm) des cavités décrites dans le chapitre 4. La première condition pour cela est évidemment d'insérer la cavité dans une chambre à vide très poussé, pour conserver des atomes froids longtemps dans les pièges. Puis, il convient de refroidir et piéger des atomes par un piège magnéto-optique (PMO). Pour le chargement des sites de piégeage, la solution utilisée dans le chapitre 1 de former un PMO à la position du piège dipolaire n'est pas applicable ici. En effet, la présence de la cavité empêche l'utilisation de faisceaux plus larges que la centaine de microns ; or, la capture d'atomes dépend drastiquement de la taille des faisceaux via la vitesse maximale de capture v_c et de la portion d'atomes dans la vapeur dont la vitesse est inférieure à v_c qui varie approximativement¹ en v_c^3 . La solution est alors de produire un nuage d'atomes froids à l'extérieur de la cavité puis de le transporter à l'intérieur de la cavité.

Par ailleurs, une partie des expériences envisagées par la suite sont des expériences de tomographie qui nécessitent l'acquisition de beaucoup de données pour mesurer l'état quantique. Ce type de mesure n'est donc efficace que si l'expérimentateur peut la répéter rapidement pendant un temps long. En pratique, cela implique une excellente stabilité du dispositif et un fort taux de répétition. Ce dernier dépend de deux facteurs : le temps de préparation d'une chaîne d'atomes uniques depuis la vapeur à température ambiante, et la possibilité de réutiliser les atomes après une mesure, ce qui implique, en particulier, des mécanismes de refroidissement pour compenser le chauffage résiduel.

En parallèle de la production des cavités fibrées, nous avons donc conçu et commencé la construction d'un nouveau dispositif expérimental pour produire des nuages d'atomes froids, les transporter, les piéger dans une cavité et les refroidir *in-situ*. Ce chapitre présente le dispositif conçu en se focalisant plus particulièrement sur les points visant à obtenir un système stable, relativement flexible et avec un fort taux de répétition. La première section est dédiée aux éléments mis en place pour obtenir un nuage d'atomes froids dans un piège magnéto-optique. La seconde partie discute des éléments conçus, et pour

1. D'après la loi de distribution des vitesses de Maxwell car la vitesse de capture ($\sim 10 \text{ m.s}^{-1}$) est bien inférieure à la vitesse quadratique moyenne ($\sim 300 \text{ m.s}^{-1}$) dans la vapeur à température ambiante.

certains réalisés, pour transporter les atomes vers la cavité à l'aide d'un piège dipolaire, puis les piéger et les refroidir dans la cavité².

5.1 Obtention d'un nuage d'atomes froids

La réalisation d'un PMO nécessite trois éléments : une chambre à vide avec une vapeur résiduelle de rubidium, un système laser et une configuration tridimensionnelle de faisceaux lasers cohérente avec un assemblage de bobines pour le contrôle du champ magnétique.

5.1.1 Chambre à vide

Les chambres à vide typiquement utilisées dans les dispositifs d'atomes ultra-froids comprennent deux parties : l'une utilisée pour le chargement du PMO et l'autre pour les expériences avec un vide meilleur dans cette dernière pour obtenir de longs temps de vie. Cependant, l'étape de transport du nuage atomique refroidi entre ces deux chambres est relativement long (typiquement de l'ordre de la seconde) à cause de la distance de transport. Pour éviter ce délai et surtout pour avoir un système simple et compact, nous avons préféré réaliser un dispositif avec une cellule unique où la pression de rubidium est modulée grâce à un dispensateur utilisé en mode impulsionnel.

Cellule à vide :

L'élément central du système à vide est la cellule en verre³ dans laquelle sont collées la cavité fibrée et la lentille⁴ d'imagerie *in-situ* pour la détection et l'adressage des atomes uniques (cf. section 3.2.3). La figure 5.1a présente l'organisation conçue pour la cellule avec la cavité fibrée et les faisceaux du PMO. La distance entre le centre de la cavité et celui du PMO est 12,5 mm. La cavité sera assemblée en collant les fibres dans des rainures en V⁵ qui seront fixées, via des pièces en pyrex, sur des actionneurs piézoélectriques à déplacement de cisaillement⁶. Ces derniers seront collés sur un "pont" en macor (céramique usinable) dans laquelle sera collée la lentille. Le pont sera alors fixé sur une fenêtre optique⁷ qui ferme la cellule. Du côté opposé, la cellule est percée puis collée sur une bride en titane qui vient se fixer sur le reste de la chambre à vide.

Les matériaux utilisés pour les différents éléments ont été choisis afin de limiter les différences de coefficients d'expansion thermique et donc les variations de contraintes induites par les changements de température, en particulier lors de l'étuvage. Les points essentiels sont la similarité des coefficients aux niveaux des collages scellant la vide, *i.e.* aux jonctions titane ($8,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) / cellule ($9,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) et cellule / fenêtre ($8,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$), ainsi qu'aux niveaux des contraintes sur le "pont" en macor ($9,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) pouvant affecter l'alignement de la cavité ou déformer la lentille ($11,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$).

2. La réalisation expérimentale de ce nouveau dispositif a été effectuée en collaboration avec Claire Lebouteiller, doctorante [236], Francesco Ferri, stagiaire de Master puis doctorant, et Romain Long, maître de conférence.

3. Hellma 704.001-OG.30, en verre SCHOTT B270 Superwite, recouverte ensuite d'un traitement antireflet à 780 nm.

4. Thorlabs Geltech asphérique 352240-B en verre ECO-550.

5. AMS Technologies VGC-1-250-10.4-3.8-1-SW.

6. Noliac CSAP02

7. Optosigma 044-1955, planéité $\lambda/20$, avec un traitement antireflet à 780 nm.

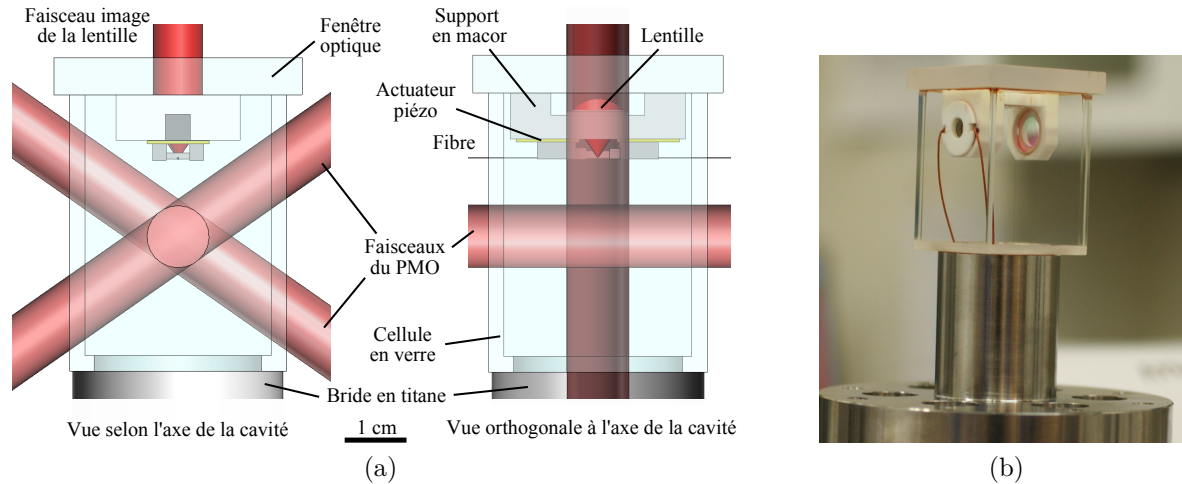


FIGURE 5.1 – (a) : Schéma de la cellule prévue pour l'expérience avec cavité fibrée. (b) : Photographie de la cellule de test contenant une cavité macroscopique et une lentille (non visible). Les fils visibles sont reliés à un actuateur piézoélectrique modulant la longueur de la cavité.

La figure 5.1b présente la cellule utilisée pour tester le dispositif avant l'utilisation d'une cavité Fabry-Pérot fibrée. La cellule et la bride en titane sont identiques à celles prévues pour la cavité fibrée qui est remplacée ici par une cavité avec des miroirs macroscopiques (finesse ~ 1500). La lentille prévue pour le dispositif final est aussi présente dans cette cellule au-dessus de la cavité macroscopique.

Un vide très poussé :

La figure 5.2 présente l'ensemble de la chambre à vide. Le système de pompage comprend deux pompes indépendantes : une pompe ionique⁸ et une pompe à sublimation de titane. Une sonde ionique permet de mesurer la pression dans la chambre. Le vide a d'abord été effectué dans la majorité de la chambre (sans la bride en titane et la cellule en verre) grâce une pompe turbomoléculaire pompée par une pompe primaire à palettes, avec un étuvage à environ 250°C pour désorber efficacement les parois. Puis, la bride en titane et la cellule en verre collée dessus ont été ajoutées (en cassant au préalable le vide avec du diazote qui se désorbe plus aisément). Un nouveau pompage avec un étuvage à environ 120°C (limité par la colle utilisée pour la cellule), suivi de l'activation des pompes ionique et à sublimation de titane, a alors permis d'atteindre une pression finale à température ambiante de 2.10^{-10} hPa (mBar) dans la chambre. La cellule de test a ainsi validé le choix des matériaux car aucune fuite n'est apparue lors de l'étuvage.

Dispensateur pulsé pour moduler la pression :

Un dispensateur contenant du chromate de rubidium constitue une solution simple pour l'obtention d'une vapeur résiduelle de rubidium dans la cellule. En effet, la température du dispensateur module le taux d'émission d'atomes de rubidium (plus celui-ci est chaud, plus le taux d'émission est élevé). Le chauffage du dispensateur se fait via l'effet Joule induit par un courant le traversant. Le passage d'un courant continu porte le dispensateur à une température stationnaire et permet d'obtenir une pression constante

8. Meca 2000 (Vinci technologies) modèle PID 25 : 25 L/s.

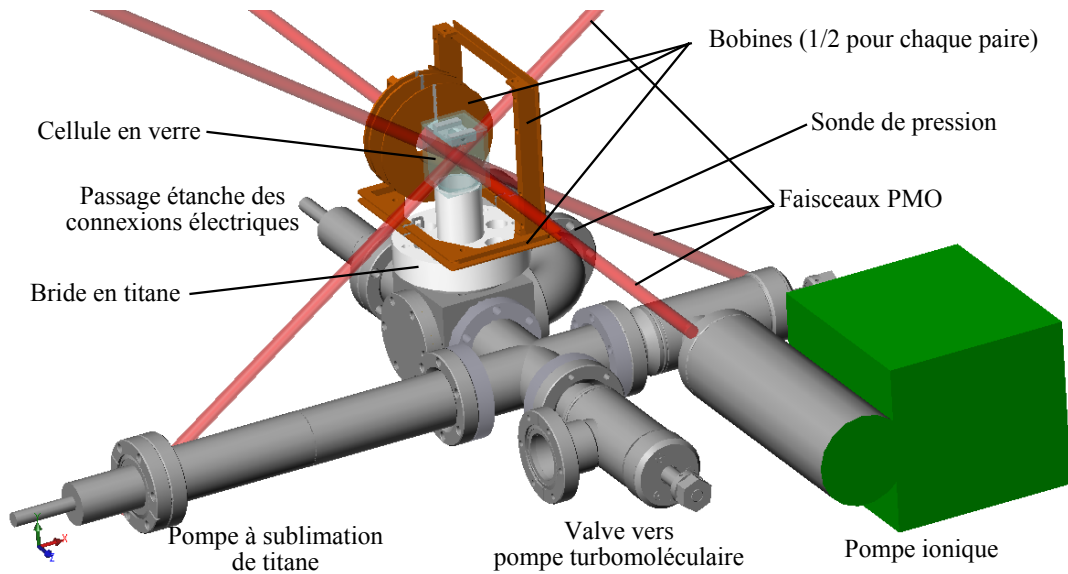


FIGURE 5.2 – Dessin global de la chambre à vide.

dans la cellule (comme utilisé dans l'expérience de pince fibrée, cf. section 1.2.2). Pour obtenir un chargement rapide du PMO, il faut une pression élevée de rubidium ; mais, la durée de vie des atomes dans un piège conservatif diminue lorsque la pression augmente. Ces deux effets sont en contradiction pour l'optimisation du taux de répétition expérimental qui nécessite à la fois un chargement rapide et une réutilisation des atomes piégés. La solution pour optimiser ces deux paramètres consiste alors à moduler la pression de rubidium selon la phase expérimentale.

Le dispositif de création de la vapeur résiduelle de rubidium dans cette expérience est un développement du dispensateur pulsé décrit dans la référence [237]. Le principe du dispositif est d'envoyer une impulsion de courant dans le dispensateur lors de la formation du nuage d'atomes froids dans le PMO pour obtenir une impulsion de pression de rubidium pendant cette phase. L'obtention d'une élévation rapide de la température du dispensateur est aisée si la source de courant génère une puissance importante ; par contre, la chute de la température du dispensateur, et donc de la pression dans la cellule, nécessite un bon contact thermique du dispensateur avec un thermostat. La figure 5.3 présente le dispositif mis en place pour thermaliser rapidement le dispensateur vers la température ambiante après un pulse de courant. Le dispensateur est enserré à ses deux extrémités dans deux barres de cuivre (utilisé pour ses excellentes conductivités thermique et électrique) reliées à une pièce en cuivre qui sert de joint entre la bride en titane et le reste de la chambre à vide. Le joint en cuivre est thermalisé par une circulation d'eau à température asservie. L'utilisation d'une courte bride en titane sur laquelle la cellule est directement collée, plutôt qu'une longue transition verre-métal standard en technologie du vide, prend ici tout son sens car elle permet de réduire sensiblement la longueur des barres et d'augmenter ainsi le couplage thermique du dispensateur au joint. L'impulsion de courant est envoyée via les barres en cuivre (l'une reliée par l'intérieur de la chambre et l'autre électriquement connectée au joint qui est à la masse de la source de courant).

Le dispensateur pulsé permet ainsi une rapide augmentation de la pression de rubidium dans la cellule suivie d'un amortissement exponentiel avec un temps caractéristique d'environ 200 ms. Le dispositif permet alors de charger le PMO avec une vingtaine de

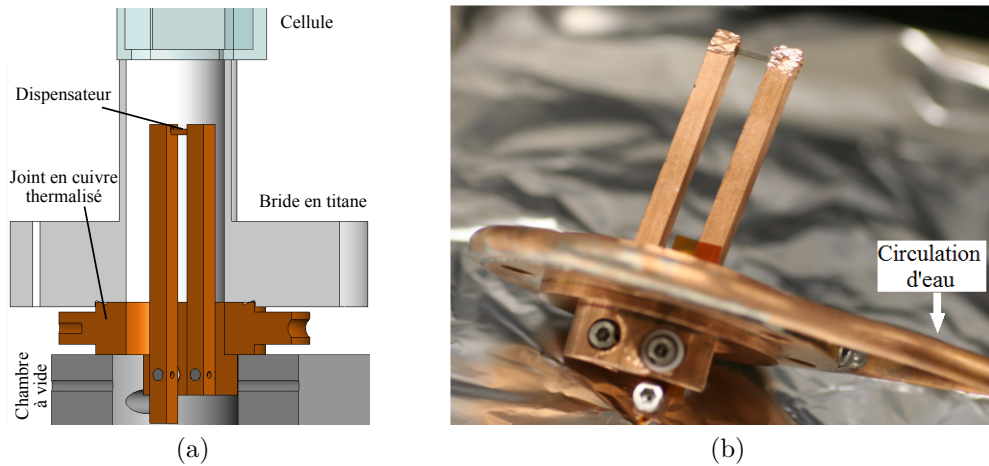


FIGURE 5.3 – (a) : Vue en coupe du dispensateur pulsé dans le système à vide. (b) : Photographie du dispensateur pulsé avant son inclusion dans la chambre à vide.

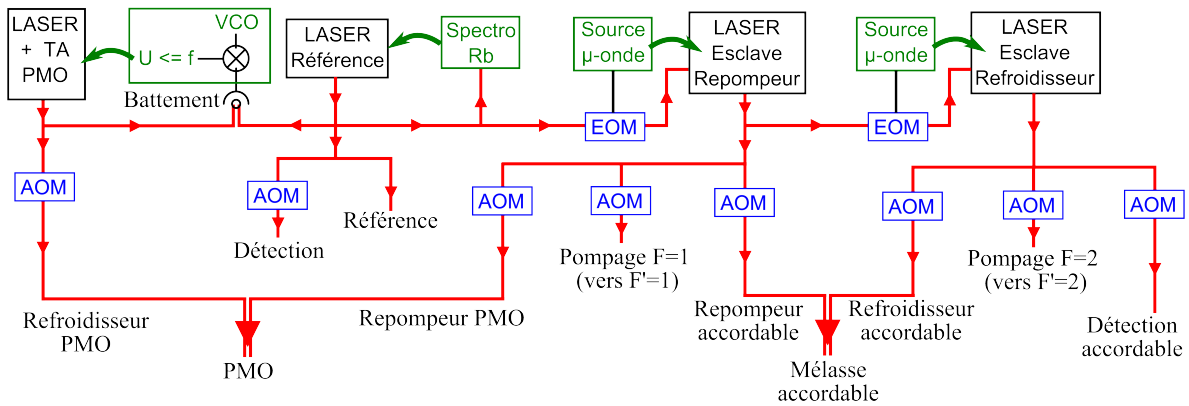
millions d'atomes en 1,4 s (cf. section 5.1.3), tout en conservant une durée de vie des atomes après cette phase supérieure à 5 s.⁹ La durée de vie après la phase de chargement est au final limitée par l'adsorption des atomes sur les surfaces de la chambre à vide qui vont relâcher progressivement les atomes pendant la phase de postérieure au PMO. Cet effet peut être diminué en désorbant les atomes des surfaces pendant la phase de PMO avec de la lumière ultraviolette [237].

5.1.2 Un système laser stable et flexible

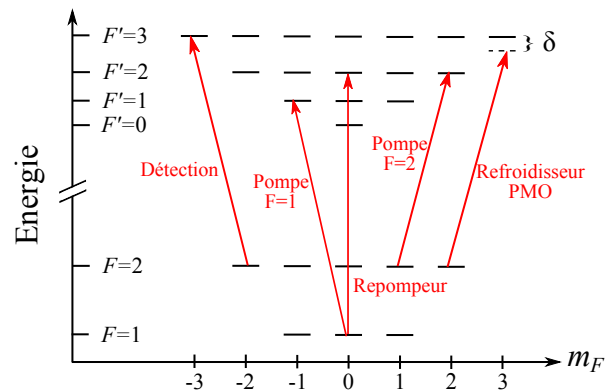
La stabilité de l'ensemble des lasers utilisés pour interagir avec les atomes est un élément essentiel pour la répétabilité des expériences. En particulier, un point critique dans les expériences d'atomes froids est le contrôle de la fréquence des lasers à une précision bien inférieure à la largeur naturelle de la transition atomique, soit une précision relative meilleure que 10^{-9} . Cette précision s'obtient en asservissant les lasers par rapport à la transition atomique. Cependant, si les transitions atomiques sont d'excellentes références fixes, l'expérimentateur a besoin de plusieurs fréquences différentes avec la possibilité de les modifier rapidement pendant la séquence expérimentale. Les modulateurs acousto-optiques (AOM) constituent un élément de base de construction d'un système laser pour notre expérience car ils permettent de modifier la fréquence et la puissance du faisceau le traversant. Cependant, leur capacité de changement de la fréquence reste limitée à quelques dizaines de mégahertz et s'accompagne d'une diminution de la puissance laser disponible. Cette valeur est bien inférieure aux désaccords réglables dont l'expérimentateur a besoin, en particulier pour compenser des variations de la fréquence de résonance induites par des déplacements lumineux différents entre l'état fondamental et l'état excité dans le piège dipolaire intra-cavité (cf. section 5.2.3).

Afin d'obtenir un système présentant plus de flexibilité, nous avons développé un ensemble de quatre lasers dont le schéma général est donné par la figure 5.4a, avec les différentes transitions qu'ils induisent en figure 5.4b. Le principe de ce système est d'uti-

9. Les résultats exhaustifs des capacités de modulation de la pression par le dispensateur pulsé seront discutés dans la thèse de Claire Lebouteiller [236].



(a)



(b)

FIGURE 5.4 – (a) : Schéma du système laser. Les éléments verts sont les divers asservissements de fréquence des lasers (voir le texte). Les éléments bleus, modulateurs acousto-optiques (AOM) ou électro-optiques (EOM), permettent le contrôle de la fréquence d'un faisceau (certains AOMs, dont la fréquence peut être modifiée lors de la séquence expérimentale, sont en double passage afin de ne pas perdre le couplage dans les fibres optiques). (b) : Schéma des niveaux de l'atome ^{87}Rb avec les différentes transitions induites par les lasers pour un seul des sous-états Zeeman. Les faisceaux de la mélasse accordable réalisent les mêmes transitions que pour le PMO avec des désaccords différents et réglables. Les énergies ne sont pas à l'échelle réelle.

liser un seul laser, appelé laser de référence, asservi sur une transition atomique du ^{87}Rb ; les autres lasers ont des fréquences obtenues en comparaison avec ce laser. Toutes les possibilités de modification des fréquences sont contrôlées par l'ordinateur de l'expérience. Nous détaillons par la suite brièvement le fonctionnement et l'utilité de chaque laser.

Laser de référence :

La stabilité à long terme de l'asservissement d'un laser dépend fortement de la stabilité mécanique du laser et de la qualité du signal de spectroscopie obtenu. Un nouveau type de laser a été développé pour cette expérience dans l'objectif d'améliorer la stabilité à long terme par rapport aux lasers utilisés précédemment qui étaient des diodes lasers avec cavité étendue avec un réseau optique (configuration Littrow). Le principe de ce laser, présenté dans la référence [238] et sur le schéma 5.5a, est toujours d'utiliser une diode

laser mais avec une cavité étendue sur un miroir partiellement réfléchissant et un filtre¹⁰ sélectionnant le mode longitudinal du laser¹¹.

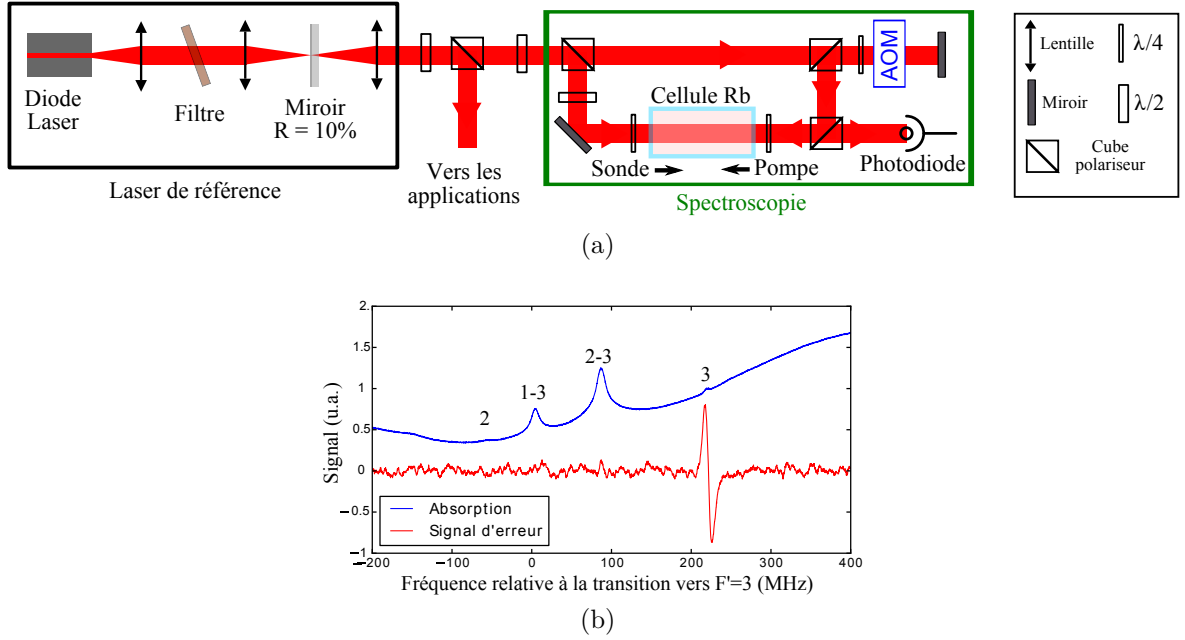


FIGURE 5.5 – (a) : Schéma du laser de référence et de son asservissement par spectroscopie de transfert de modulation. (b) : Spectroscopie par transfert de modulation du laser de référence. Les labels correspondent à l'état excité F' vers lequel s'effectue la transition depuis le fondamental $F = 2$. Les positions des raies sont décalées de $-f_{\text{AOM}} \simeq 220$ MHz par rapport à la fréquence de la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ qui se situe approximativement au maximum de l'enveloppe Doppler. L'absorption saturée du faisceau sonde a des effets plus importants sur les mélanges entre deux transitions (pics 1–3 et 2–3) dont la fréquence est la moyenne des deux transitions. Le signal d'erreur obtenu par détection hétérodyne est optimal sur la transition vers $F' = 3$. La courbe d'absorption est la moyenne de trois signaux expérimentaux afin de réduire le bruit.

Le laser est asservi en fréquence par rapport à l'atome de ^{87}Rb grâce à une spectroscopie de transfert de modulation. Le principe, discuté en détail dans les références [240, 241], est d'utiliser un faisceau pompe, saturant les atomes de Rubidium dans la cellule (cf. schéma 5.5a), dont la fréquence est modulée. La non linéarité du milieu produit, par un effet de mélange à quatre ondes, une modulation de fréquence sur le faisceau sonde qui se propage en sens inverse. Pour obtenir la modulation sur le faisceau pompe, nous utilisons dans notre cas un AOM (en double passage) dont la fréquence acoustique est modulée autour de f_{AOM} avec une fréquence $f_{\text{mod}} \simeq 3,3$ MHz. La modulation à f_{mod} transmise au faisceau sonde, par l'interaction avec les atomes pompés, est mesurée sur la photodiode puis démodulée. Ce signal, présenté sur la figure 5.5b, fournit alors le signal d'erreur utilisé pour l'asservissement de la fréquence par rétroaction sur l'actuateur piézoélectrique sur lequel est fixé le miroir de la cavité laser.

Cette détection présente trois avantages par rapport à la spectroscopie d'absorption saturée par modulation de fréquence utilisée précédemment :

10. Filtre conçu pour le SYRTE décrit dans la référence [104] et utilisé sur la pince optique (cf. section 1.2.3) : largeur spectrale à mi-hauteur de 0,3 nm.

11. La construction de ce laser a été effectuée par Claire Lebouteiller lors de son stage de Master [239] et au début de son doctorat [236]. Les détails techniques sont donnés dans ses thèses.

- Premièrement, la solution utilisée pour produire une modulation sur le faisceau sonde consistait à moduler très légèrement le courant de la diode laser. Ainsi, tous les faisceaux issus du laser possédaient cette faible modulation qui peut s'avérer gênante, en particulier lors de l'imagerie par absorption en limitant la densité optique maximale détectable. Avec la spectroscopie par transfert de modulation, le laser de référence est spectralement totalement monomode.

- Deuxièmement, les signaux de modulation de fréquence classique ont un signal qui est approximativement la dérivée du signal d'absorption et souffrent donc de la forme générale de l'absorption induite par l'élargissement Doppler. Au contraire, le transfert de la modulation résulte du mélange entre deux composantes spectrales du faisceau pompe et du faisceau sonde pour produire une bande latérale sur ce dernier ; cet effet n'apparaît que lorsque les deux faisceaux sont résonants simultanément avec les atomes et produit un signal dispersif sur un fond très plat dont le passage par zéro est bien centré sur la fréquence de résonance atomique.

- Troisièmement, dans notre implémentation particulière, le faisceau pompe est décalé en fréquence de $2f_{\text{AOM}}$ par rapport au faisceau sonde. La double résonance est ainsi obtenue pour les atomes de la cellule possédant une vitesse \mathbf{v} telle que $\mathbf{k}_S \cdot \mathbf{v} = -2\pi f_{\text{AOM}}$ avec \mathbf{k}_S le vecteur d'onde du faisceau sonde. Lorsque le laser est asservi sur le signal d'erreur, la fréquence du laser est alors $\nu = \nu_S = \nu_{\text{at}} - f_{\text{AOM}}$ avec ν_{at} la fréquence de la transition atomique. Le choix de la fréquence de l'AOM permet ainsi de choisir la fréquence du laser par rapport à la transition atomique.

Le laser de référence est utilisé pour fournir une référence fixe pour les autres lasers ainsi que pour l'imagerie par absorption des atomes.

Laser de refroidissement du PMO :

Le laser refroidisseur du PMO est un laser de construction identique au laser de référence. Cependant, afin d'avoir un chargement du PMO rapide, il est important d'utiliser des faisceaux larges et puissants. Pour augmenter la puissance du laser, le faisceau traverse un amplificateur conique (*tapered amplifier* : TA)¹² qui permet d'obtenir environ 300 mW maximum couplé dans une fibre optique.

L'asservissement de ce laser, dit laser PMO, est obtenu via le battement observé sur une photodiode rapide¹³ entre le laser PMO (fréquence ν_{PMO}) et le laser de référence (fréquence ν_{ref}) de fréquence $f_{\text{bat}} = \nu_{\text{ref}} - \nu_{\text{PMO}}$ (cf. figure 5.4a). Ce battement est mélangé avec le signal d'un oscillateur contrôlé en voltage (VCO) générant une fréquence f_{VCO} . La fréquence $f = f_{\text{VCO}} - f_{\text{bat}}$ du battement entre le signal de la photodiode et celui du VCO est alors convertie en une tension $U \propto |f|$. En ajoutant une tension de décalage fixe, on obtient alors un signal localement proportionnel à $\nu_{\text{PMO}} - (\nu_{\text{ref}} - f_{\text{VCO}} - f_{\text{dec}})$ avec f_{dec} le décalage en fréquence introduit par la tension de décalage. On a donc un signal d'erreur pour le laser PMO qui permet de l'asservir à la fréquence donnée par le terme entre parenthèses. L'intérêt de ce dispositif tient au fait que la fréquence du laser asservi dépend linéairement de celle du VCO, qui peut être expérimentalement modifiée rapidement sur une plage de 100 MHz, soit environ 17Γ . Le laser PMO peut ainsi produire des faisceaux refroidisseurs proche de la transition cyclante pour la formation du PMO puis être décalé jusqu'à 15Γ pour une phase de mélasse optique. Il peut aussi être utilisé proche de la résonance sur le bleu de la transition cyclante pour chauffer et éliminer les

12. Eagleyard EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000 : puissance maximale 1 W.

13. Hamamatsu G4176-03 : temps de montée/descente de 40 ps.

atomes dans l'état hyperfin $F = 2$, effet utile pour réaliser une spectroscopie micro-onde pour régler les champs magnétiques (cf. section 1.2.2).

Laser repompeur accordable :

Le laser repompeur utilise aussi la fréquence donnée par le laser de référence. Il est constitué d'une diode laser unique dont la fréquence est imposée par un faisceau injecté dans celle-ci. La diode est dite esclave du faisceau maître injecté qu'elle amplifie.

Le faisceau maître est obtenu après le passage de la lumière du laser de référence dans un modulateur électro-optique (EOM) fibré¹⁴ (cf. figure 5.4a). L'EOM module la phase du faisceau selon la tension appliquée par un générateur micro-onde¹⁵ dont la fréquence f_{EOM} est gérée par un micro-contrôleur¹⁶ qui reçoit ses instructions de l'ordinateur de contrôle de l'expérience¹⁷. Le faisceau injecté dans la diode esclave a des fréquences $\nu_{\text{ref}} + pf_{\text{EOM}}$, avec p un entier relatif, et les puissances des différentes composantes spectrales sont données par les fonctions de Bessel de première espèce $J_{|p|}(\beta)$ avec β l'indice de modulation qui est l'amplitude de variation de la phase. La puissance injectée dans l'EOM induit approximativement un indice de modulation correspondant au premier maximum de la fonction J_1 ; les premières bandes latérales aux fréquences $\nu_{\text{ref}} \pm f_{\text{EOM}}$ sont alors plus puissantes que les autres fréquences du faisceau.

La diode esclave constitue par ailleurs une cavité qui va sélectionner la fréquence du faisceau injecté résonante avec celle-ci : seule une des composantes spectrales va être sensiblement amplifiée dans la diode esclave. La longueur optique de la cavité est contrôlée via la température et le courant. En sélectionnant la première bande latérale de fréquence la plus élevée, la diode esclave lase à $\nu_{\text{rpp}} = \nu_{\text{ref}} + f_{\text{EOM}}$; et, en choisissant la fréquence de l'EOM à une valeur proche de la différence de fréquence $\nu_{\text{HF}} \simeq 6,8$ GHz entre les niveaux hyperfins du fondamental, on obtient un laser résonant avec la transition de repompage ($F = 1 \rightarrow F' = 2$) qui est combiné avec le laser refroidisseur pour le PMO. Un faisceau de pompage optique (sur la transition $F = 1 \rightarrow F' = 1$) pour amener les atomes dans $F = 1$ vers un sous-niveau de Zeeman de moment cinétique extrémal est aussi issu de ce laser.

Afin de vérifier que la fréquence du laser esclave correspond bien à la composante spectrale voulue du faisceau maître, le dispositif expérimental inclut une spectroscopie d'absorption saturée sur une cellule de rubidium. Une cavité optique macroscopique permet par ailleurs de s'assurer que le laser esclave est monomode, *i.e.* que les autres composantes spectrales sont négligeables.

Le grand avantage de ce dispositif est la possibilité de changer rapidement la fréquence du laser esclave. Comme la cavité de la diode esclave est de faible finesse et d'un intervalle spectral libre important (typiquement de l'ordre de 100 GHz), la fréquence du laser esclave peut être modifiée via la fréquence de l'EOM, en maintenant la sélection de la bande latérale, dans une large bande de fréquence de largeur 1,3 GHz, soit un gain de plus d'un ordre de grandeur par rapport à un AOM. Cette bande de fréquence peut par ailleurs être étendue en modifiant légèrement le courant de la diode lors du changement de fréquence pour adapter la longueur de la cavité laser. Le laser est ainsi à une fréquence précise et accordable aux environs de la transition de repompage ; cette flexibilité sera

14. Photline modèle NIR-MPX800-LN-10-00-P-P-FA-FA : Bande passante 10 GHz

15. Hittite modèle HMC-C070 : fréquence 5,5 – 10,5 GHz, puissance 21 dBm, résolution 1,2 Hz.

16. Arduino Due

17. Le contrôle du générateur micro-onde a été réalisé par Francesco Ferri [242].

particulièrement utile pour s'adapter à la fréquence de transition effective induite par le piège dipolaire intra-cavité (cf. section 5.2.3).

Laser de refroidissement accordable :

Le quatrième laser du système repose sur le même principe et les mêmes composants que le précédent en utilisant un faisceau d'injection issu de ce laser repompeur (cf. figure 5.4a). La bande latérale utilisée est alors la première de fréquence inférieure, soit une fréquence $\nu_{\text{mel}} = \nu_{\text{rpp}} - f_{\text{EOM2}}$ où $f_{\text{EOM2}} \sim \nu_{\text{HF}}$ est la fréquence du second EOM utilisé sur le dispositif et injecté avec l'esclave repompeur qui est le maître de l'esclave refroidisseur. La fréquence peut être de la même façon ajustée autour de la transition cyclante. Comme la fréquence dépend de celle du repompeur, lorsque celui-ci est ajusté sur une fréquence de transition effective de repompage, l'esclave refroidisseur est directement ajusté sur la fréquence effective de la transition cyclante. L'ensemble des deux lasers constitue donc une mélasse accordable capable de s'adapter au déplacement lumineux induit sur les états excités en changeant uniquement la fréquence du premier EOM.

Ce laser est aussi utilisé pour fournir un faisceau de détection accordable ainsi qu'un faisceau de pompage optique des atomes dans $F = 2$ vers un sous-niveau Zeeman de moment cinétique extrême.

5.1.3 Piège magnéto-optique

Avec le système à vide et le système laser mis en place, le piège magnéto-optique peut être formé. Pour cette expérience, nous avons choisi d'utiliser un système de faisceaux indépendants, car dans un PMO avec des faisceaux rétro-réfléchis (comme celui de la pince optique) l'équilibre des faisceaux n'est pas parfait à cause des pertes présentes sur les faisceaux lors du second passage (effet d'ombre du nuage d'atomes, traversée de la cellule et autres optiques). De plus, l'utilisation d'un amplificateur conique fournit suffisamment de puissance de laser refroidisseur pour former six faisceaux indépendants.

Séparation des faisceaux :

L'utilisation de 6 fibres optiques pour amener les 6 faisceaux sur l'expérience simplifie grandement le montage optique autour de la cellule à vide. Le problème usuel est alors celui de la stabilité à long terme des couplages dans les fibres optiques qui doivent être souvent réalignés pour conserver l'équilibre du PMO. Afin d'éliminer ce problème, nous avons développé un séparateur fibré très stable présenté sur la figure 5.6a.

Le séparateur fibré est constitué de 7 fibres optiques à maintien de polarisation munies d'un collimateur collé en usine directement à une des extrémités de la fibre¹⁸. Une des fibres est la fibre d'entrée dans laquelle sont injectés le laser refroidisseur et le laser repompeur. A la sortie de cette fibre, le faisceau est donc collimaté et des lames demi-onde suivies de cubes polariseurs permettent de distribuer la puissance en 6 faisceaux qui sont couplés aux 6 fibres de sortie.

Les dérives usuelles des systèmes de couplage sont dues à la fois aux dérives mécaniques des systèmes d'ajustement et aux dérives thermiques. Pour éliminer les premières, le dispositif est entièrement collé (hormis l'axe de rotation des montures des lames d'onde qui permettent de gérer l'équilibre des faisceaux) après alignement, avec une colle durcie

18. Thorlabs, commande spéciale : focale du collimateur 4,7 mm.

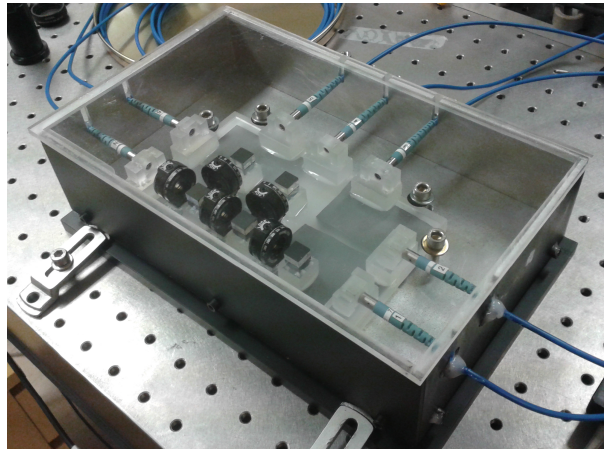
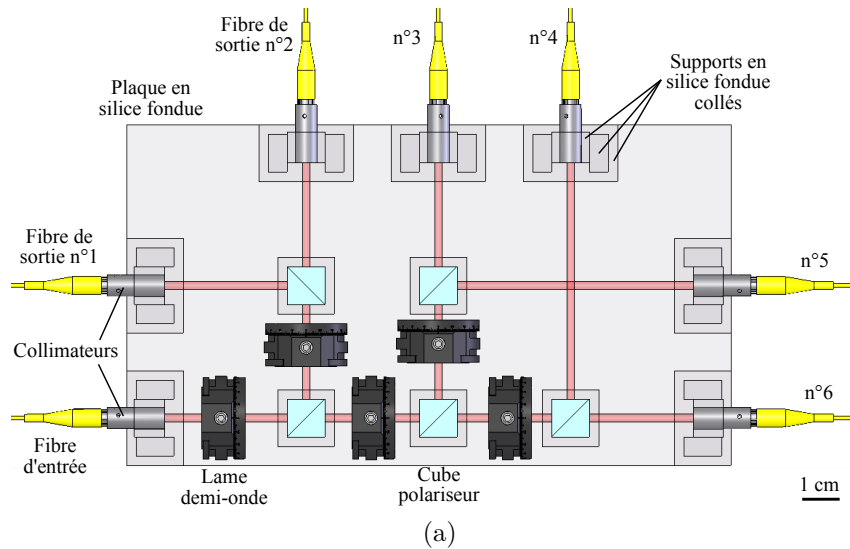


FIGURE 5.6 – Séparateur fibré à haute stabilité pour la formation des faisceaux du PMO. (a) : Dessin. (b) : Photographie avec la boîte de protection.

sous exposition à des rayonnements ultra-violet. Pour limiter les secondes, les collimateurs sont fixés sur une plaque en silice fondue avec des supports dans ce même matériau qui possède un coefficient d'expansion thermique très faible de $0,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Le système est aussi assez compact pour limiter les effets des dérives¹⁹.

Le séparateur fibré est ensuite monté dans une boîte fixant les câbles protecteurs des fibres optiques (cf. figure 5.6b). Les efficacités de couplage dans les fibres de sortie sont comprises entre 0,7 et 0,8 pour l'ensemble des 6 fibres. Le séparateur est utilisé sur l'expérience depuis plus de 6 mois et aucune dérive affectant l'expérience n'a été observée.

19. On remarque sur le dessin que l'on pourrait en fait gagner encore un peu de compacité en rapprochant les fibres de sortie des cubes. Cette distance avait été prise assez grande lors de la conception car elle permet d'insérer une lame demi-onde avant la fibre pour corriger un mauvais alignement de l'axe de maintien de polarisation qui nécessite un réglage assez fin ($< 1^\circ$). Nous n'avons pas eu besoin d'insérer de telles lames.

Montage autour de la cellule :

Le montage des éléments optiques et des bobines autour de la cellule est effectué sur une plaque circulaire fixée à la bride en titane et soutenue par des pieds amortisseurs de vibrations²⁰. Une photographie du montage est présentée sur la figure 5.7. Le système a été conçu dans un volume réduit pour optimiser la stabilité et permettre d'insérer l'expérience dans une enceinte en mu-métal²¹ afin de diminuer les fluctuations du champ magnétique.

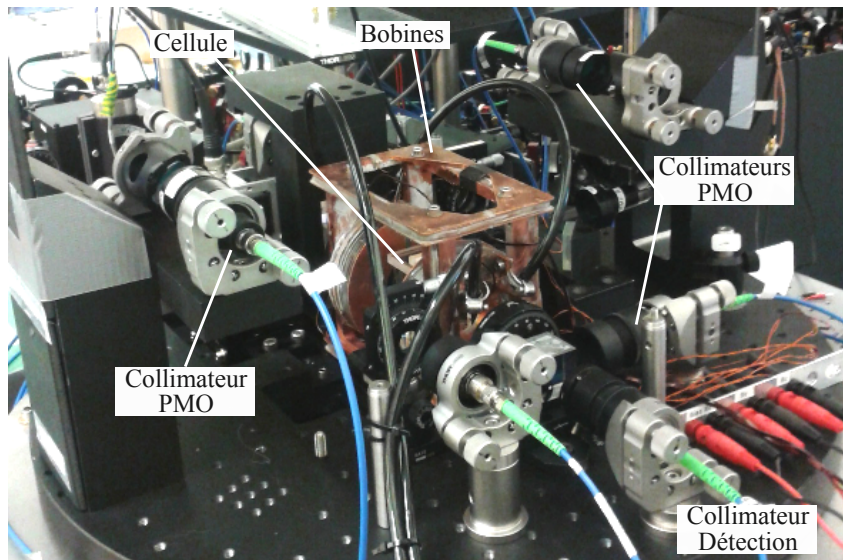


FIGURE 5.7 – Photographie du montage autour de la cellule à vide.

L'agencement des bobines a été présenté sur la figure 5.2. Le système comprend trois paires de bobines orientées selon trois axes orthogonaux dans une configuration proche de la configuration de Helmholtz pour réaliser un champ magnétique localement constant dans la cellule, et une paire de bobines approximativement en configuration anti-Helmholtz pour réaliser un gradient de champ magnétique. L'axe principal du gradient est celui du faisceau horizontal traversant les supports circulaires qui portent les bobines de gradient et de champ constant selon cet axe. Les bobines sont réalisées par enroulement d'un fil en cuivre isolé sur un support en cuivre. Le fil est collé à chaque couche avec une colle polymère d'excellente conductivité thermique. La bobine est donc thermiquement bien couplée au support. Les supports sont thermiquement couplés par contact et les supports circulaires des bobines de gradient sont refroidis par circulation d'eau thermalisée, afin d'évacuer la chaleur produite par effet Joule. Les bobines de champ constant sont alimentées par des alimentations bipolaires²² et peuvent produire des champs extrêmes d'environ ± 13 G pour l'axe vertical et l'axe du gradient, et ± 7 G sur le troisième axe. Les bobines de gradient sont reliées à une alimentation unipolaire²³ de fort ampérage et peuvent produire un gradient maximal d'environ 180 G/cm. Un tel gradient maximal peut être utilisé par la suite pour compresser le PMO afin d'obtenir une meilleure densité dans l'espace des phases et un meilleur chargement dans le piège de transport vers la cavité.

20. Un tube en acier rempli de sable et de grenaille de plomb (fabrication interne).

21. Alliage de nickel, fer et molybdène de très haute perméabilité magnétique.

22. Alimentations à faible bruit développées par Jakob Reichel.

23. Delta elektronika modèle SM 52-30 : Ampérage maximum 30 A.

Les faisceaux du PMO sont obtenus avec des collimateurs auxquels sont connectées les fibres de sortie du séparateur fibré. Les faisceaux ont une largeur²⁴ d'environ 7 mm et la puissance du laser refroidisseur utilisée est d'environ 15 mW par faisceau.

Nuage d'atomes froids :

En réglant le gradient de champ à 13 G/cm et le désaccord des faisceaux refroidisseurs à $\delta = -3\Gamma$ par rapport à la transition cyclante, on obtient un nuage d'atome froids d'environ 21 millions d'atomes. Ce nuage est observé après un temps de coupure du PMO (temps de vol) par imagerie d'absorption du faisceau de détection. Celui-ci traverse la cellule par l'axe du faisceau horizontal avec une polarisation circulaire pendant qu'un champ magnétique constant de 3,5 G est appliqué selon cet axe pour utiliser la transition cyclante. Une caméra²⁵ enregistre alors l'ombre produite par les atomes sur le faisceau. En comparant à une image produite sans les atomes qui est prise peu de temps après la première, le programme d'acquisition²⁶ déduit la densité optique par pixel et calcule le nombre d'atomes présents sur le chemin du faisceau [99]. Le résultat est présenté sur la figure 5.8. Cette imagerie par absorption est l'outil de base pour maximiser le nombre d'atomes piégés dans le PMO, positionner le centre du PMO et maximiser le chargement du piège de transport vers la cavité.

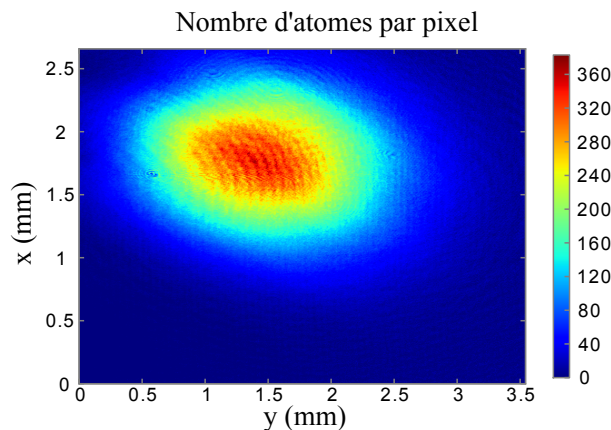


FIGURE 5.8 – Résultat d'imagerie par absorption d'un nuage d'atomes froids avec 2 ms de temps de vol après la coupure du PMO. Le nombre d'atomes par pixel (champ de 656×492 pixels) est donné en fonction de la position dans le plan objet. Le PMO contient 21 millions d'atomes de ^{87}Rb .

24. Largeur d'un faisceau gaussien : distance à l'axe où l'intensité chute à e^{-2} ; soit un diamètre de 14 mm

25. Allied Vision Technologies modèle Guppy Pro F-031 B : 656×492 pixels, 14 bits, 29% d'efficacité quantique.

26. Programme EdCam développé dans notre équipe.

5.2 Vers des atomes piégés et refroidis en cavité

Dans les expériences précédentes du groupe couplant des atomes à une cavité fibrée, les atomes étaient transportés depuis le PMO vers la cavité par des pièges magnétiques réalisés grâce à une “puce à atomes” [243], *i.e.* une plaque sur laquelle sont imprimés des microcircuits en or. La combinaison des champs magnétiques induits par le passage de courants dans les pistes de la puce permet de créer des potentiels de piégeage par l’interaction avec le dipôle magnétique des atomes. Si cette solution est très élégante pour créer des pièges très localisés et confinants pour permettre le positionnement précis de l’ensemble d’atomes froids au sein de la cavité, elle s’accompagne d’un encombrement de l’espace autour de la cavité qui gêne considérablement l’accès optique. Pour cette nouvelle expérience, un accès optique important est nécessaire pour l’imagerie *in situ* des atomes, les faisceaux de refroidissement et les faisceaux Raman ; nous avons donc évité l’utilisation d’une puce à atomes en considérant d’autres méthodes de transfert des atomes vers le piège dipolaire intra-cavité.

5.2.1 Transport des atomes froids vers la cavité

Des pièges magnétiques créés par des bobines macroscopiques peuvent être aussi utilisés pour transporter des atomes. Cependant, le confinement du nuage d’atomes doit être inférieur à la longueur de la cavité optique, ce qui implique l’utilisation de gradients de champ magnétique trop importants pour être obtenus par des bobines macroscopiques standard. Nous nous sommes donc tournés vers l’utilisation d’un piège dipolaire pour transporter les atomes car le confinement est bien plus important dans ce type de piège, en particulier dans le plan orthogonal à l’axe optique du faisceau.

Transport dans une pince optique du PMO vers la cavité :

Le principe du transport des atomes, présenté sur la figure 5.9, est d’utiliser un piège dipolaire qui est chargé avec les atomes issus du PMO à la position centrale de ce dernier, puis le piège dipolaire est déplacé à la position de la cavité en emportant le nuage d’atomes qu’il contient. L’utilisation d’un défecteur acousto-optique (AOD)²⁷ permet de déplacer le faisceau dans la direction transverse à son axe optique, où la fréquence de piégeage est importante, et donc de transporter rapidement un large nuage d’atomes froids. Le principe de l’utilisation d’un AOD pour fournir des pinces optiques déplaçables précisément est par ailleurs très utilisé pour manipuler des objets de tailles allant d’une dizaine de nanomètres à une dizaine de microns dans des domaines divers, en particulier en hydrodynamique des colloïdes, en biophysique et en biochimie [244].

Dans notre dispositif, l’AOD est traversé par le laser²⁸ dipolaire de transport de longueur d’onde centrale 1070 nm et pouvant délivrer jusqu’à 50 W de puissance optique. Le faisceau est ensuite focalisé à la position du PMO. Lorsque le faisceau est défléchi par l’AOD, l’égalité de la distance entre l’AOD et la lentille avec la focale de cette dernière produit une translation du faisceau orthogonale à l’axe optique.

L’intérêt de l’utilisation d’un AOD est double :

- Premièrement, il évite un mouvement mécanique pour déplacer le faisceau et donc les dérives de la répétabilité d’un tel dispositif (dont la réduction nécessite d’importantes contraintes expérimentales dans le dispositif d’ablation CO₂, cf. chapitre 4).

27. AA Opto-electronics modèle DTSX-400

28. IPG photonics modèle YLR-50-LP-Y12

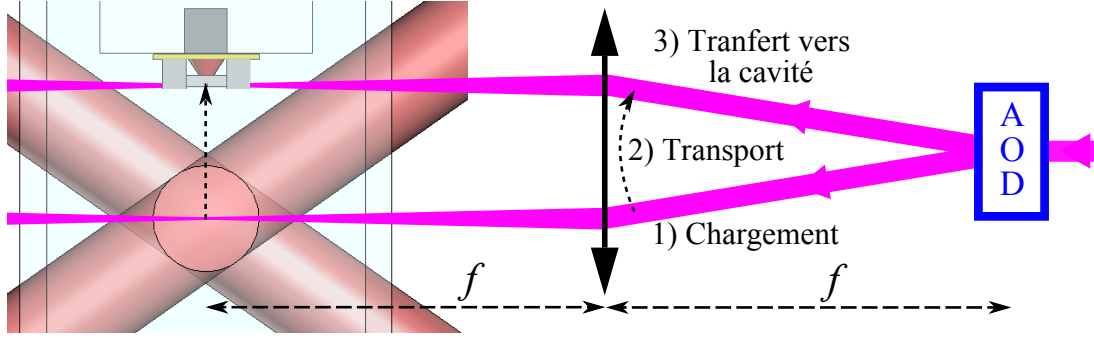


FIGURE 5.9 – Schéma du transport des atomes du PMO vers la cavité fibrée. Les atomes sont chargés dans un piège dipolaire qui est translaté jusqu'à la cavité avec un déflecteur acousto-optique (AOD).

- Deuxièmement, la précision de l'alignement du faisceau sur l'axe du transport est essentiellement donnée par la précision du contrôle de la fréquence de l'onde acoustique dans AOD. Le principe de fonctionnement de l'AOD est en effet de produire une déflexion θ du premier ordre de diffraction par rapport au faisceau incident qui s'écrit $\theta = \frac{\lambda_{DT} f_{AOD}}{c_{AOD}}$ avec λ_{DT} la longueur d'onde du piège dipolaire de transport, et avec f_{AOD} et c_{AOD} respectivement la fréquence et la célérité des ondes acoustiques²⁹ dans le cristal. La précision recherchée pour le positionnement du piège de transport par rapport à la cavité doit être bien inférieure à la taille du mode dipolaire de la cavité, soit une précision inférieure au micron. Lorsque l'on rapporte cette valeur au déplacement total d'environ 12 mm, on voit que l'on doit obtenir une précision relative de l'ordre $8 \cdot 10^{-5}$ au plus. L'obtention d'une telle précision avec un système de déflexion mécanique avec un actuateur piézoélectrique est compliquée (en particulier à cause de la précision de la source de haute tension nécessaire). Au contraire, l'obtention d'une fréquence très précise dans le domaine radio est relativement aisée. Expérimentalement³⁰, un synthétiseur numérique de fréquence³¹ permet d'obtenir une fréquence avec une résolution de 0,1 Hz, dont la variation est contrôlée depuis l'ordinateur de l'expérience par l'intermédiaire d'un micro-contrôleur³².

Pendant la rédaction de ce manuscrit, le chargement du piège dipolaire et le transport vers la cavité macroscopique de la cellule de test ont été testés et optimisés³³. Le piège dipolaire permet ainsi transporter un nuage de plusieurs centaines de milliers d'atomes froids sur 12 mm en 100 ms avec une efficacité de transport supérieure à 99%.³⁴

Transfert vers le piège dipolaire intra-cavité :

La forme spatiale du nuage d'atomes froids dans le piège dipolaire de transport présente un faible recouvrement avec l'ensemble des sites de piégeage du réseau intra-cavité.

29. Afin d'obtenir une célérité faible pour maximiser la déflexion angulaire, les AODs utilisent plutôt des ondes de cisaillement que des ondes de compression, de célérité plus élevée et utilisées généralement dans les AOMs.

30. L'étude des capacités de l'AOD et la mise en place du système de contrôle de fréquence ont été menées par Francesco Ferri et les détails sont disponibles dans sa thèse de Master [242].

31. Analog Device modèle AD9959/PCBZ.

32. Arduino Due

33. Les résultats seront discutés en détail dans la thèse de Claire Lebouteiller [236].

34. Cette valeur est le ratio du nombre atomes transportés sur le nombre d'atomes restants dans le piège immobile après un temps identique.

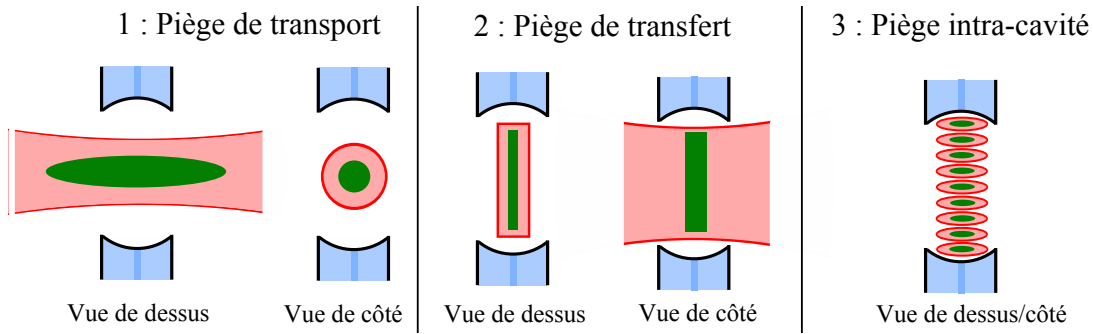


FIGURE 5.10 – Schéma du transfert des atomes du piège dipolaire de transport dans le piège dipolaire intra-cavité : un piège dipolaire de transfert permet l'adaptation du mode spatial du nuage d'atomes dont la forme approximative est indiquée par les zones vertes. Les différents composants ne sont pas à l'échelle réelle.

La figure 5.10 présente le concept de l'adaptation du mode spatial du nuage qui sera utilisée pour charger efficacement et uniformément le piège dipolaire intra-cavité. Le nuage d'atomes sera transféré du piège de transport à un piège dipolaire de transfert dont le recouvrement avec le réseau intra-cavité est bien meilleur. En effet, ce faisceau dipolaire³⁵ de transfert aura un profil d'intensité constant le long de l'axe de la cavité, obtenu grâce à une matrice de micro-miroirs³⁶ qui sera aussi utilisée par la suite pour l'adressage des atomes. Le faisceau sera focalisé sur l'axe de la cavité par la lentille d'imagerie *in situ*. Il créera donc un confinement dans les deux directions orthogonales à l'axe de la cavité, et un potentiel constant selon l'axe de la cavité où le nuage s'étalera. Un deuxième transfert adiabatique vers le réseau dipolaire intra-cavité permettra d'obtenir des ensembles d'atomes optimalement couplés au champ électromagnétique de la cavité résonant avec la transition atomique.

5.2.2 Piège dipolaire et asservissement par le mode à 1559 nm

Le piège dipolaire intra-cavité présenté en section 3.2.1 utilise la résonance à 1559 nm de la cavité. Son utilité n'est pas seulement de permettre le piégeage des atomes mais aussi d'asservir la longueur de la cavité afin de maintenir ses fréquences de résonance constantes. Cet asservissement sera obtenu par une détection hétérodyne de Pound-Drever-Hall [182, 183] qui permet d'obtenir un signal d'erreur avec une modulation du faisceau injecté et l'observation de cette modulation dans le faisceau réfléchi sur la cavité.

Cependant, pour asservir la longueur de la cavité avec le laser à 1559 nm, ce dernier doit lui-même être asservi sur une référence de fréquence. Dans les expériences de cavités macroscopiques utilisant un réseau à une longueur d'onde double de celle de la résonance atomique, cet asservissement s'obtient relativement aisément par doublage de fréquence du laser dipolaire suivi d'une spectroscopie du rubidium. La différence de longueur d'onde effective induite par la phase de Gouy dans les cavités compactes (cf. section 3.3.1) ne permet pas d'utiliser un doublage de fréquence.

Le schéma d'asservissement de la cavité (voir la figure 5.11) passe alors par un transfert d'asservissement depuis un laser à 780 nm asservi sur une transition atomique du rubidium

35. Obtenu avec une diode laser à 810 nm afin de nécessiter peu de puissance et d'utiliser les capacités de focalisation de la lentille asphérique dont la longueur d'onde de conception (780 nm) est proche.

36. Texas Instruments modèle DLP 0.7 XGA 2xLVDS type A : 1024 × 768 pixels.



FIGURE 5.11 – Schéma de la chaîne d'asservissement pour la cavité fibrée.

(le laser de référence). Ce laser est utilisé pour asservir la longueur d'une cavité de transfert sur laquelle est ensuite asservi le laser dipolaire.

Cavité de transfert :

La cavité de transfert implémentée, présentée sur la figure 5.12, est une cavité macroscopique de longueur $L \simeq 100$ mm avec des miroirs³⁷ doublement réfléchissants autour de 780 nm et 1559 nm avec un rayon de courbure $R \simeq 100$ mm. La cavité est formée dans un tube en aluminium : un des miroirs est fixé au tube par l'intermédiaire d'un actuateur piézoélectrique³⁸ et l'autre miroir est fixé sur une vis permettant d'ajuster la longueur de cavité sur environ 5 mm. Cette cavité peut ainsi être utilisée en position confocale ($L = R$, modes de même parité dégénérés) ou en dehors de cette position.

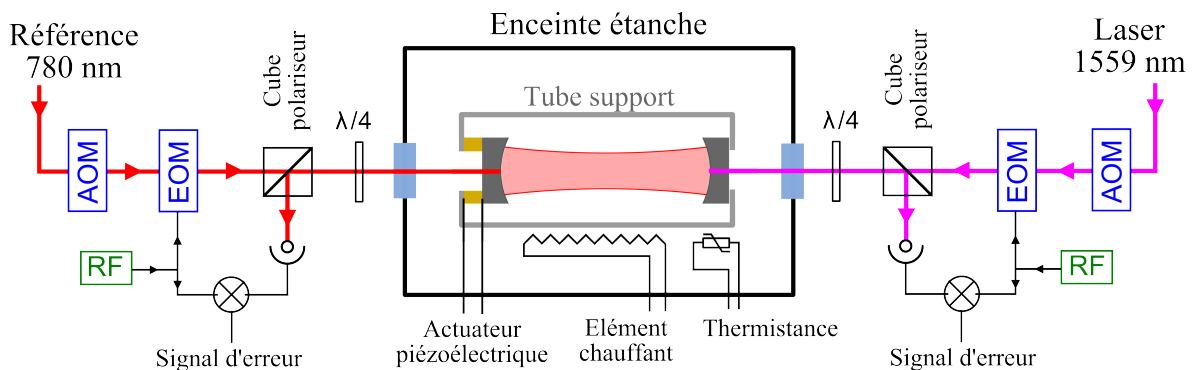


FIGURE 5.12 – Schéma de la cavité de transfert pour asservir le laser à 1559 nm (voir le texte).

La température du tube en aluminium est contrôlée au moyen d'un chauffage par effet Joule dans un fin fil en cuivre isolé entourant le tube. La température est mesurée, par une thermistance située dans le tube, et asservie à quelques kelvins au-dessus de la température ambiante, avec une précision de l'ordre de quelques millikelvins. Cet asservissement est important pour éviter les larges dérives (d'environ $7 \mu\text{m}$) de la longueur de la cavité qui seraient induites par les fluctuations de température de la pièce ($\pm 1,5$ K) et l'expansion thermique du tube. La cavité est insérée dans une enceinte étanche à l'air pour éviter les changements de pression et d'humidité qui modifient l'indice optique de l'air et donc la longueur de la cavité³⁹.

37. Altechna, commande spéciale : traitement réfléchissant sur la face courbée du substrat $\mathcal{R} > 99,5\%$, traitement anti-réfléchissant sur la face plane du substrat $\mathcal{R} < 0,5\%$.

38. Piezomechanik GmbH modèle HPST-150-14-10-12 : course de $12 \mu\text{m}$ pour 150 V.

39. Ces effets sont estimés par la formule d'Edlén [245] chacun de l'ordre de $0,5 \mu\text{m}$. Si l'effet peut apparaître faible, les changements atmosphériques avaient expérimentalement un effet gênant sur une cavité similaire utilisée dans la première expérience de cavité fibrée du groupe.

Les demi-largeurs κ à mi-hauteur des résonances de la cavité à 780 nm et à 1559 nm sont mesurées respectivement à environ $2\pi \times 0.5$ MHz et $2\pi \times 0,6$ MHz. Avec un intervalle spectral libre de 1,5 GHz, les finesses à 780 nm et à 1559 nm sont respectivement $1,3 \cdot 10^3$ et $1,6 \cdot 10^3$. Avec ces largeurs spectrales, le laser à 1559 nm peut donc être asservi à une fréquence bien inférieure à celle de la cavité fibrée d'environ 12 MHz. L'asservissement de la cavité sur le laser à 780 nm et celui du laser à 1559 nm sur la cavité utilisent une détection hétérodyne de Pound-Drever-Hall de la réflexion sur la cavité (cf. schéma) où les modulations des lasers sont obtenues par un EOM⁴⁰.

Comme la fréquence de coupure de la réponse de l'actuateur piézoélectrique utilisé pour asservir la longueur de la cavité est assez faible (de l'ordre du kHz), l'asservissement du laser à 1559 ne compense alors que les fréquences inférieures à cette coupure. Pour compenser les fréquences supérieures, un AOM est ajouté sur chaque laser avant la cavité. L'AOM à 780 nm sera utilisé pour permettre au faisceau incident sur la cavité de transférer de suivre les fluctuations rapides de la fréquence de résonance, en utilisant les fréquences supérieures à la coupure du signal de détection hétérodyne. La fréquence de l'AOM à 1559 nm sera modulée de la même correction de fréquence divisée par deux (changement relatif de fréquence pour les deux modes lors d'une variation de la longueur de cavité). Le signal de détection hétérodyne observé à 1559 nm correspondra ainsi à la déviation réelle, *i.e.* incluant les hautes fréquences, de la fréquence du laser à 1559 nm par rapport à la référence donnée par le laser à 780 nm.

5.2.3 Processus possibles pour le refroidissement en cavité

Lorsque les atomes seront chargés dans le piège dipolaire intra-cavité, il sera nécessaire de les refroidir en présence de lumière quasi-résonante pour obtenir l'effet de blocage collisionnel. De plus, un refroidissement efficace permettra leur utilisation pour plusieurs mesures successives et assurera une limitation des effets de fluctuation du déplacement lumineux induit par l'oscillation dans le piège.

Polarisabilité de l'état excité dans le piège dipolaire intra-cavité :

L'utilisation d'un piège dipolaire à une longueur d'onde de 1559 nm permet d'obtenir une chaîne de sites optimalement couplés au mode de la cavité résonant avec la transition atomique $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$; cependant, elle s'accompagne d'une contrainte expérimentale due au déplacement lumineux de l'état excité $5P_{3/2}$ induit par la proximité des transitions vers les états $4D_{3/2}$ et $4D_{5/2}$ dont les longueurs d'ondes sont d'environ 1529 nm (les niveaux sont très proches) [246]. La figure 5.13a présente les divers niveaux avec les lasers dipolaire et résonant. L'état excité possède ainsi une polarisabilité α_e bien plus importante que celle α_f de l'état fondamental. En conséquence la pulsation effective $\omega_{at,eff}$ de la transition atomique $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ dépend de la position \mathbf{r} dans le piège car elle est déplacée, par rapport la pulsation ω_{at} de la transition pour un atome dans le vide, avec un désaccord :

$$\Delta(\mathbf{r}) = \omega_{at,eff}(\mathbf{r}) - \omega_{at} = \left(\frac{\alpha_e}{\alpha_f} - 1 \right) \frac{U_{dip}(\mathbf{r})}{\hbar} \quad (5.1)$$

40. Qubig modèle EO F17.5L3 : fréquence de modulation 17.5 MHz. L'EOM est en fait unique et traité anti-reflet pour les deux longueurs d'onde. Les deux lasers le traversent en sens opposés. Le schéma 5.12 fait apparaître deux EOMs distincts pour simplifier.

où U_{dip} est le potentiel dipolaire dans l'état fondamental. La figure 5.13b illustre cet effet de variation de la fréquence nécessaire pour induire la transition en fonction de la position radiale dans le piège dipolaire.

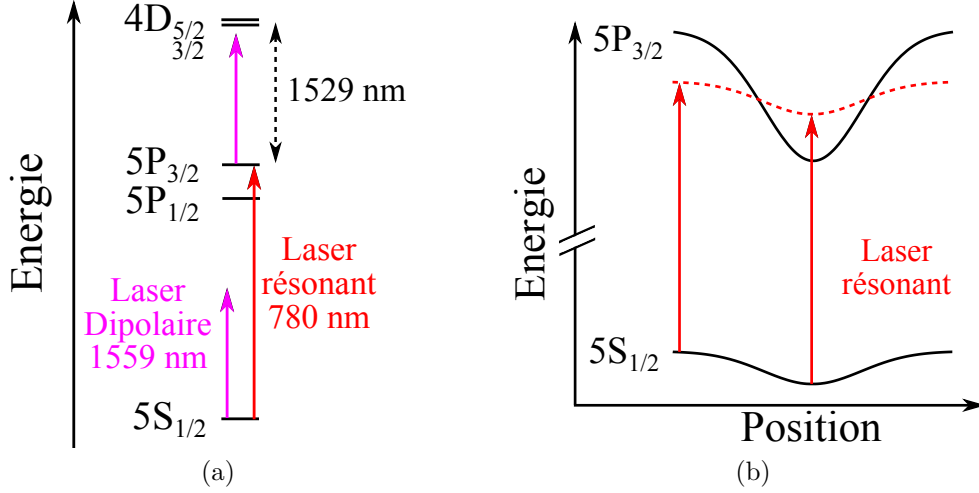


FIGURE 5.13 – (a) : Diagramme d'énergie des plus bas niveaux du ^{87}Rb avec les lasers utilisés dans la cavité fibrée. (b) : La proximité de la transition vers les niveaux $4D_{3/2}$ et $4D_{5/2}$ avec le laser dipolaire crée un fort potentiel piégeant sur l'état excité $5P_{3/2}$ de la transition résonante. Les potentiels ne sont pas à l'échelle relative réelle. En conséquence, la fréquence de transition effective entre l'état fondamental et l'état excité dépend de la position dans le piège dipolaire.

Dans notre cas expérimental, le ratio des polarisabilités à 1559 nm est calculé avec les données de la référence [247] à $\frac{\alpha_e}{\alpha_f} \simeq 47,6$, soit une variation de la pulsation de résonance $\Delta(\mathbf{r}) \simeq 46,6 \times U_{\text{dip}}(\mathbf{r})/\hbar$. Pour le cas d'une puissance du piège dipolaire de 1 W produisant une profondeur de piégeage $U_0 \simeq k_B \times 733 \mu\text{K}$ envisagée dans la section 3.2.1, le désaccord maximal (au centre du piège) est $\Delta \simeq -2\pi \times 728 \text{ MHz}$. Ce désaccord, bien plus important que la largeur naturelle de la transition $\Gamma \simeq 2\pi \times 6 \text{ MHz}$, doit donc être pris en compte lors de l'interaction avec des faisceaux résonants et justifie la construction d'un système laser accordable afin de s'adapter à la profondeur du piège. Cet effet de désaccord réduit de façon générale l'interaction d'un faisceau avec l'atome car il n'est résonant que pour une certaine valeur du potentiel pour un atome à vitesse nulle; ce qui permet dans des pièges "macroscopiques" de réaliser une tomographie *in situ* du potentiel dipolaire perçu par les atomes [248]. La meilleure solution pour éviter les inhomogénéités d'interaction est alors de refroidir les atomes vers l'état fondamental d'oscillation dans le piège. La diminution de l'intensité maximale du piège dipolaire due à la divergence du mode crée aussi une légère inhomogénéité entre les sites de piégeage, mais celle-ci pourra être aisément compensée par l'application d'un potentiel dipolaire de la forme nécessaire avec la matrice de micro-miroirs et le laser créant le piège de transfert. Le désaccord pourra par ailleurs être fortement réduit une fois les atomes refroidis à des températures bien inférieures à la température Doppler en diminuant adiabatiquement la profondeur du piège.

Refroidissement Doppler :

L'accès optique aux atomes piégés dans la cavité, représenté sur la figure 5.14, permettra de créer une mélasse optique afin de refroidir les atomes par effet Doppler. En réglant le décalage de la mélasse accordable pour avoir une mélasse fonctionnant au fond du piège dipolaire, l'effet Doppler devrait en effet être efficace au fond du piège ; c'est-à-dire, à l'endroit où la vitesse de l'atome oscillant dans le piège est maximale.

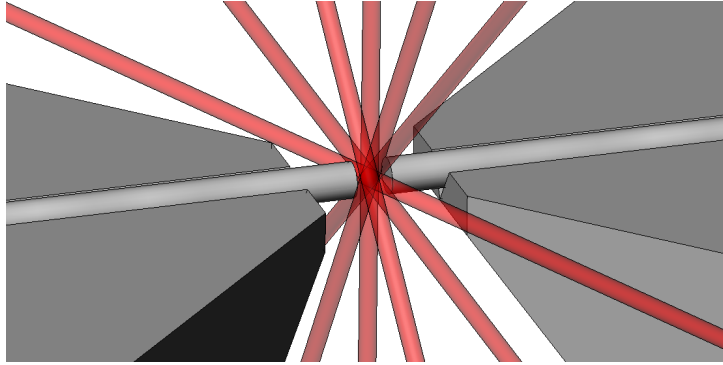


FIGURE 5.14 – Dessin de l'accès optique prévu pour coupler des faisceaux au centre de la cavité fibrée. Quatre directions sont dans le plan orthogonal de la cavité. Deux directions forment un angle de 65° avec l'axe de la cavité.

Refroidissement Sisyphes dans le piège dipolaire :

Le mécanisme de refroidissement sub-Doppler par effet Sisyphes standard repose sur le déplacement des atomes dans un gradient de polarisation induit par les faisceaux de refroidissement et les variations des déplacements lumineux pour les divers sous-niveaux fondamentaux qui en résultent [249]. Cet effet devrait être présent pour refroidir les atomes sur les axes transverses à la cavité où le confinement est relativement faible.

Pour un atome confiné dans un espace très inférieur à la longueur d'onde des lasers résonants, *i.e.* pour le mouvement sur l'axe de la cavité, ce processus n'est pas efficace car la variation de la polarisation est très faible. Cependant, une forme de refroidissement Sisyphes a été prédite dans le cas où l'état excité possède une fréquence de piégeage supérieure à celle de l'état fondamental dans la référence [250]. Un schéma simplifié de ce mécanisme est donné par la figure 5.15 : à cause du désaccord créé par la différence de fréquence, l'atome dans l'état fondamental a une probabilité maximale d'être excité lors de son passage au centre du piège. Le déplacement lorsque l'atome est dans l'état excité, l'amène à une position différente du centre du piège avant l'émission spontanée et le retour vers l'état fondamental. Comme l'atome n'est excité qu'au centre du piège, il se retrouve donc à faire des cycles où il monte la pente abrupte de l'état excité puis redescend la pente plus douce de l'état fondamental. Après un cycle, il y a un gain d'énergie mécanique emportée par le photon émis qui a une énergie plus élevée que le photon absorbé. L'effet de refroidissement est d'autant plus efficace que la fréquence de piégeage ν_e dans l'état excité est proche de la largeur naturelle Γ de la transition afin de permettre à l'atome d'avoir un large déplacement pendant son passage par l'état excité de temps caractéristique $1/\Gamma$. Dans notre situation expérimentale, l'effet pourrait être non négligeable sur l'axe de la cavité où la fréquence d'oscillation dans l'état excité avec 1 W de puissance dipolaire devrait être de l'ordre du vingtième de la largeur naturelle.

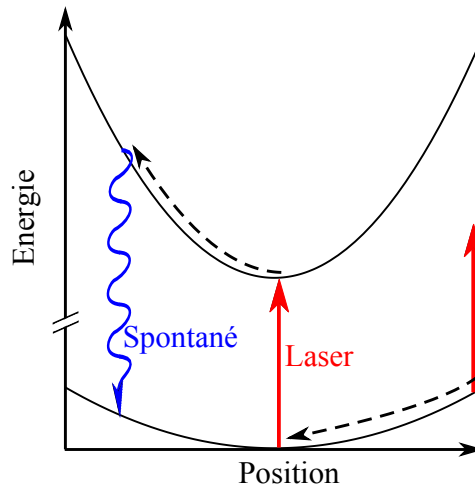


FIGURE 5.15 – Schéma du mécanisme de refroidissement Sisyphe possible lorsque l'état excité a une fréquence de piégeage supérieure à celle de l'état fondamental.

Refroidissement Raman :

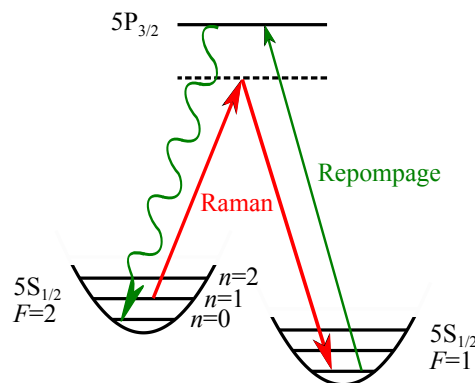


FIGURE 5.16 – Schéma du mécanisme de refroidissement Raman en régime de bandes latérales résolues : après un cycle de transition Raman puis repompage vers l'état initial, l'atome a perdu un quanta d'énergie mécanique.

Le processus le plus efficace pour amener une particule unique vers l'état fondamental de vibration en utilisant des transitions optiques est le refroidissement Raman en régime de bandes latérales résolues. Cet effet a été tout d'abord utilisé pour les ions piégés [15], puis avec des atomes piégés dans un réseau optique [251] et un atome unique dans une pince optique [64]. Le principe, présenté sur la figure 5.16, est d'utiliser une transition Raman avec deux lasers désaccordés de résonance où l'atome est transféré de l'état $|F = 2, n\rangle$, avec n le nombre de quanta de vibrations selon un des axes propres, vers l'état $|F = 1, n - 1\rangle$ en ajustant précisément le désaccord entre les deux faisceaux lasers. L'atome est ensuite repompé vers son état interne initial avec un faisceau résonant ; la transition conserve l'état vibrationnel si l'atome est suffisamment localisé pour être dans le régime de Lamb-Dicke où $\Delta x \ll \lambda/(2\pi)$, avec Δx l'extension spatiale de l'atome sur l'axe propre considéré

et λ la longueur d'onde de la transition ⁴¹. Après un cycle l'atome a donc perdu un quanta de vibration, il va être donc pompé dans l'état fondamental de vibration $|F = 2, n = 0\rangle$ qui est un état noir du processus. Expérimentalement, la réquisition principale de ce processus est l'obtention d'un couple de faisceaux Raman possédant une différence de fréquence contrôlée à une précision bien inférieure à la fréquence de vibration ; de tels faisceaux seront obtenus depuis un laser unique avec un EOM sur l'un d'entre eux.

41. Pour réaliser cette condition il faut que l'atome soit suffisamment confiné avant le refroidissement Raman. Si le confinement radial du piège dipolaire n'est pas suffisant pour cela après la phase de refroidissement Sisyphé, un réseau dipolaire transverse à la cavité devra être ajouté.

Conclusion

Au cours de cette thèse, nous avons tout d'abord réalisé une pince optique à atome unique fibrée qui apporte une simplification des systèmes existants. Cette solution constitue aussi un outil compact et flexible pouvant être utilisé dans un système mobile, pour avoir une vraie pince déplaçant un atome unique, afin de pallier à des contraintes expérimentales, en particulier liées à l'encombrement, pour faire interagir un atome unique avec une autre structure. L'utilisation d'un piège dipolaire pulsé permet par ailleurs d'obtenir un refroidissement efficace et un taux de pertes à deux corps élevé qui facilitent ainsi l'atteinte du régime de blocage collisionnel. L'effet de l'augmentation de la diffusion dans les sous-niveaux Zeeman qui accompagne celle du refroidissement reste limité si la fréquence de modulation est suffisamment élevée et permet l'utilisation d'une polarisation strictement linéaire pour le piège dipolaire. Le système pourrait ainsi être simplifié par l'utilisation d'une fibre optique à maintien de polarisation pour obtenir une bonne stabilité à long terme de la polarisation. Le concept de miniaturisation peut par ailleurs être poussé plus loin via la création d'une lentille directement à la fin de la fibre [108, 109] avec un gain de trois ordres de grandeur sur la taille de la pince.

La source de photons uniques réalisée avec la pince optique fibrée produit des photons d'une bonne unicité avec un système simple et compact. Si le flux de cette source reste relativement faible, elle possède le grand avantage d'utiliser un atome de Rubidium et de fournir ainsi des photons utilisables pour des processus d'interactions avec d'autres atomes de rubidium. En particulier, elle pourrait être combinée avec la nouvelle expérience pour produire une intrication probabiliste de deux atomes couplés à la cavité via la réflexion de photons uniques sur la cavité [140].

Dans une deuxième partie, nous avons présenté une nouvelle expérience visant à obtenir une chaîne d'atomes uniques optimalement couplés à une cavité, grâce à un réseau de micro-pièges dipolaires utilisant un mode de cavité dont la longueur d'onde est proche du double de celle du mode résonant. L'étude des contraintes physiques pour l'obtention d'un couplage fort et homogène des atomes uniques a permis de déterminer les caractéristiques requises pour la cavité. La mise en évidence des effets du second mode polarisation de la cavité sur la détection a indiqué les deux solutions possibles : l'utilisation d'une forte biréfringence avec des modes de polarisation linéaires comme dans l'expérience précédente ou l'utilisation de modes de polarisation dégénérés avec une polarisation de détection circulaire.

Nous avons construit un nouveau dispositif d'ablation laser permettant la réalisation des formes de miroir requises. Il permet aujourd'hui de sculpter rapidement des dizaines de fibres, et surtout de les analyser précisément *in situ* pour une rapide convergence de la recherche des paramètres par essai et erreur. Le développement de la méthode des tirs multiples autorise un ajustement précis de la biréfringence géométrique des miroirs et ouvre aussi la voie vers d'autres applications. Les cavités fibrées doublement résonantes ont confirmé que l'origine de la biréfringence est essentiellement la biréfringence géométrique.

Par ailleurs, l'utilisation d'une fibre à cristal photonique "infiniment" monomode apporte un atout essentiel pour l'injection stable de plusieurs longueurs d'ondes dans une cavité fibrée.

Les finesses obtenues permettront d'être dans le régime de couplage fort visé pour la nouvelle expérience. L'amélioration de cette finesse nécessiterait un gain sur les pertes des miroirs qui sont partagées équitablement entre celles induites par l'absorption dans les couches et celles résultant de la diffusion due à la rugosité résiduelle. Pour obtenir un gain important, il faut réduire ces deux types de pertes. Les premières dépendent des absorptions des matériaux des couches (et des impuretés résiduelles), mais aussi de la conception de l'empilement des couches où une optimisation plus poussée, du réglage de la phase relative avec une profondeur de pénétration plus faible, pourrait être investiguée. Les secondes dépendent du processus de formation du substrat et donc de l'ablation laser. Il est possible que la rugosité actuelle du substrat soit limitée par la déposition de la silice évaporée sur le substrat après l'ablation. Pour améliorer le dispositif, une solution consisterait alors à le placer dans un vide primaire pour allonger le libre parcours moyen des particules évaporées.

Le dispositif expérimental conçu pour charger et refroidir les atomes dans la cavité fibrée est encore en construction mais l'essentiel du système laser, du système à vide et des éléments environnants (optiques, bobines, caméras) ont été mis en place. Les premiers résultats obtenus avec la cellule de test démontrent une excellente stabilité et une courte durée de production d'un nuage d'atomes froids. Le principe du transport rapide par un piège dipolaire déplacé avec un déflecteur acousto-optique a été validé. Le collage de la nouvelle cellule avec la cavité fibrée est en cours ainsi que la construction du laser qui sera utilisé pour le refroidissement Raman et les transitions Raman-cavité.

Une fois ces éléments ajoutés sur le dispositif expérimental, cette nouvelle expérience pourra explorer un nouveau champ de l'électrodynamique quantique en cavité avec plusieurs dizaines de qubits identiques, adressables et fortement couplés aux photons confinés dans la cavité. Ce système combinera une interaction à longue portée pouvant être sélective (via l'adressage) avec deux voies de détection : l'une collective et sans émission spontanée par la cavité, l'autre individuelle par l'imagerie haute résolution. Ces multiples possibilités ouvrent de multiples voies de recherche : vers la simulation de la transition de phase quantique de Dicke en utilisant des transitions Raman-cavité[169] et l'étude de l'intrication autour du point critique quantique[170] ; vers l'intrication dans des états stationnaires d'un système dissipatif [171, 252] qui fournit une voie robuste pour la création d'états intriqués ; vers le calcul quantique en cavité optique [52] grâce à une interaction sélective entre atomes via la cavité ...

Ces quelques exemples illustrent la richesse de la physique quantique des systèmes de particules uniques et de ses applications. Quatre-vingt ans après la mise en évidence théorique du phénomène d'intrication quantique, des expériences créant des états intriqués

d'ensembles de quelques (dizaines) particules uniques ont été réalisées avec des systèmes physiques très variés : photons, ions, atomes, boîtes quantiques, qubits supraconducteurs, centres NV du diamant. Les nouveaux développements de ces systèmes expérimentaux repoussent les limites de l'obtention de particules uniques et du contrôle de l'état quantique d'un ensemble de particules. Les expériences présentées dans cette thèse s'inscrivent dans ce contexte en créant de nouveaux outils afin d'explorer de nouvelles voies dans le vaste champ de la physique quantique expérimentale.

Structure interne du rubidium 87

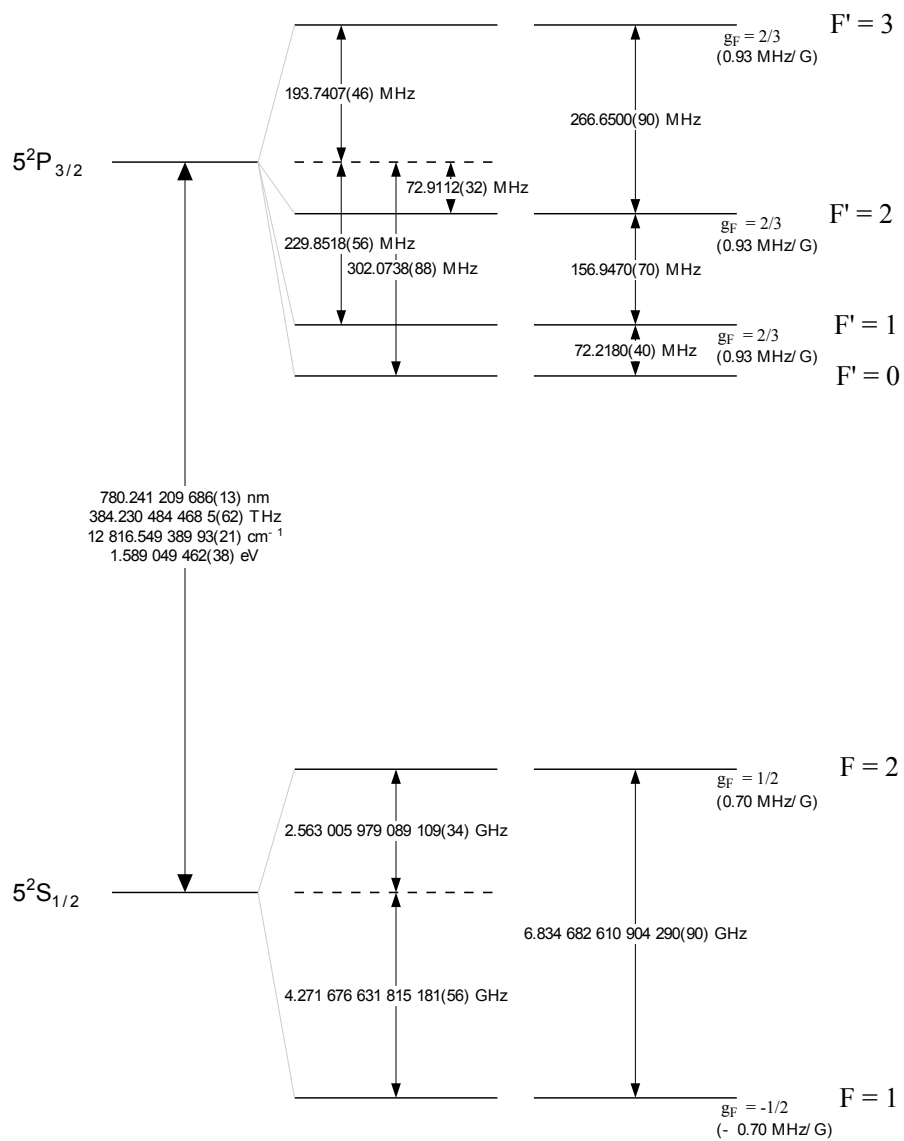


FIGURE A.1 – Structure hyperfine de l'atome de ^{87}Rb , ligne D_2 , selon la référence [245].

Résolutions analytiques du système atome-cavité

Diagonalisation du hamiltonien de Jaynes-Cummings :

On rappelle le hamiltonien de Jaynes-Cummings du couplage entre un atome et un mode de cavité :

$$\hat{H}_{\text{JC}} = \hbar\omega_{\text{at}}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_- + \hbar\omega_c\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar g(\mathbf{r}_{\text{at}})(\hat{\sigma}_-\hat{a}^\dagger + \hat{\sigma}_+\hat{a}) \quad (\text{B.1})$$

avec ω_{at} et ω_c les pulsations de résonance de l'atome et de la cavité, $\hat{\sigma}_\pm$ les opérateurs d'excitation et désexcitation de l'atome, \hat{a}^\dagger et \hat{a} les opérateurs de création et d'annihilation de photon dans la cavité et g la constante du couplage atome-cavité.

Le hamiltonien de Jaynes-Cummings est diagonalisable en le décomposant dans les espaces à deux dimensions engendrés par les états $|f, n\rangle$ et $|e, n-1\rangle$. En effet, ils n'interagissent pas entre eux car le système contient n excitations (photons et état interne cumulés) et ne perd pas d'énergie. Dans l'espace n , le hamiltonien s'écrit :

$$\hat{H}_n = \hbar n\omega_c|f, n\rangle\langle f, n| + \hbar((n-1)\omega_c + \omega_{\text{at}})|e, n-1\rangle\langle e, n-1| + \hbar\sqrt{n}g(|e, n-1\rangle\langle f, n| + |f, n\rangle\langle e, n-1|) \quad (\text{B.2})$$

Les énergies propres sont :

$$\frac{E_{n,\pm}}{\hbar} = \omega_{n,\pm} = n\omega_c + \frac{1}{2} \left(\Delta_{\text{ac}} \pm \sqrt{\Delta_{\text{ac}}^2 + 4ng^2} \right) \quad (\text{B.3})$$

où $\Delta_{\text{ac}} = \omega_{\text{at}} - \omega_c$ est le désaccord entre atome et cavité. Les fréquences propres de l'interaction à une excitation sont présentées sur la figure 3.2b. Les vecteurs propres, appelés états habillés (de l'atome par le champ), sont donnés dans la base du système sans interaction par :

$$|n, +\rangle = \cos\theta_n|e, n-1\rangle + \sin\theta_n|f, n\rangle \quad (\text{B.4})$$

$$|n, -\rangle = -\sin\theta_n|e, n-1\rangle + \cos\theta_n|f, n\rangle \quad (\text{B.5})$$

avec pour définition de l'angle de mélange des états $\tan(2\theta_n) = \frac{2\sqrt{ng}}{\Delta_{\text{ac}}}$. Les états propres sont séparés par la fréquence de Rabi effective $\Omega_{n,\text{eff}} = \sqrt{\Delta_{\text{ac}}^2 + 4ng^2}$ qui donne la dynamique de l'oscillation des populations des états $|g, n\rangle$ et $|e, n-1\rangle$. Cette oscillation est totale pour le système résonant ($\Delta_{\text{AC}} = 0$), où les états propres sont constitués d'une part

équivalente d'excitation atomique et lumineuse, constituant une quasi-particule appelée polariton¹. Dans le cas où le système ne contient qu'une excitation, l'effet du mode de la cavité sur l'atome est appelé oscillation Rabi du vide ; car la présence du mode, même vide de photons, force l'atome à émettre un photon dans celui-ci.

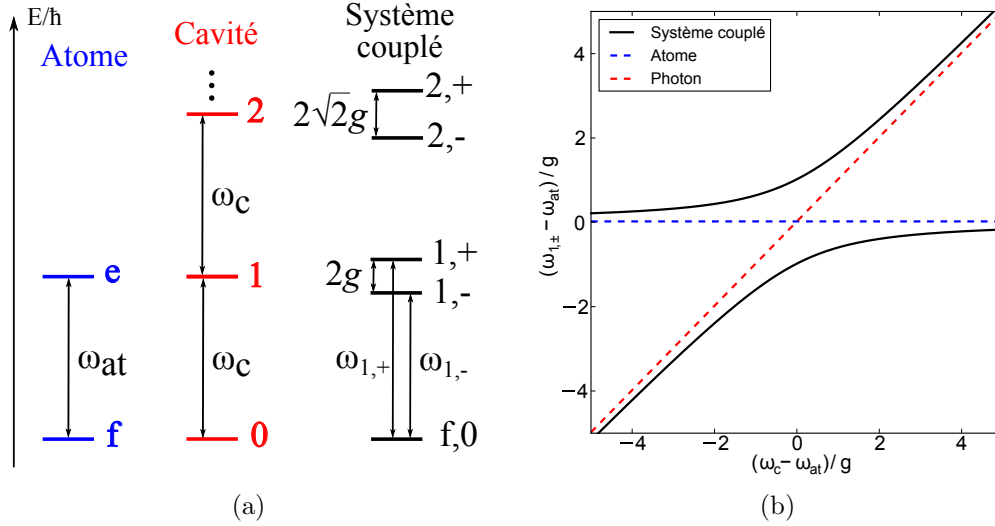


FIGURE B.1 – Hamiltonien de Jayne-Cummings. (a) : États des sous-systèmes (atome et champ de la cavité) et du système couplé à résonance ($\omega_c = \omega_{at}$) . (b) : Fréquences propres du système couplé à une excitation en fonction du désaccord de la cavité par rapport à la résonance atomique. Les courbes pointillées représentent les énergies de l'atome et du photon pris indépendamment.

Système de Jaynes-Cummings ouvert en faible excitation :

Pour résoudre analytiquement les valeurs propres du système, on se place dans l'approximation de faible excitation qui suppose que $\hat{\sigma}_z \hat{a} = -\hat{a}$ où $\hat{\sigma}_z = [\hat{\sigma}_+, \hat{\sigma}_-]$ donne l'inversion de population de l'atome. L'approximation est en fait exacte si on limite l'évolution du système aux niveaux contenant au plus une excitation : $|f, 0\rangle$, $|e, 0\rangle$ et $|f, 1\rangle$. Cette approche est pertinente dans beaucoup de situations expérimentales qui cherchent à éviter l'émission spontanée et la décohérence qui en découle. L'approximation permet d'écrire les équations d'évolution des valeurs moyennes des opérateurs caractéristiques en représentation de Heisenberg sous la forme [161] :

$$\frac{d\langle \hat{a} \rangle}{dt} = -i(\omega_c - i\kappa)\langle \hat{a} \rangle - ig\langle \hat{\sigma}_- \rangle \quad (\text{B.6})$$

$$\frac{d\langle \hat{\sigma}_- \rangle}{dt} = -i(\omega_{at} - i\gamma)\langle \hat{\sigma}_- \rangle - ig\langle \hat{a} \rangle \quad (\text{B.7})$$

1. Cette appellation est beaucoup plus utilisée pour les polaritons excitoniques issus de l'interaction des excitons dans les structures de semi-conducteurs avec un mode de cavité. Ici, nous avons des polaritons atomiques. Il existe aussi d'autres types de polaritons dont la définition générale peut se voir comme la quasi-particule résultant de l'interaction entre une onde électromagnétique et une onde de polarisation.

Les termes de pompage éventuels constituent des forçages additionnels pour le système de deux oscillateurs couplés que ces équations représentent ; ils n'influencent donc pas sur les pulsations propres du système libre qui se calculent comme :

$$\tilde{\omega}_{\pm} = \frac{\omega_c + \omega_{\text{at}}}{2} - i\frac{\kappa + \gamma}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta_{\text{ac}} + i(\kappa - \gamma))^2 + 4g^2} \quad (\text{B.8})$$

On voit que, à résonance, le comportement du système dépend du signe de $4g^2 - (\kappa - \gamma)^2$. La figure B.2 montre l'évolution des parties réelles et imaginaires des pulsations propres à résonance, on note $\tilde{\omega}_{\pm} = \omega_{\pm} - i\gamma_{\pm}$. Les parties réelles correspondent aux pulsations qui se séparent à cause de l'oscillation de Rabi du vide lorsque g augmente et la séparation tend vers $2g$ lorsque les pertes deviennent négligeables devant g . Les parties imaginaires correspondent aux constantes de pertes qui convergent vers la valeur moyenne des pertes de chaque oscillateur (atome et cavité) lorsque l'interaction mélange les états propres des sous-systèmes.

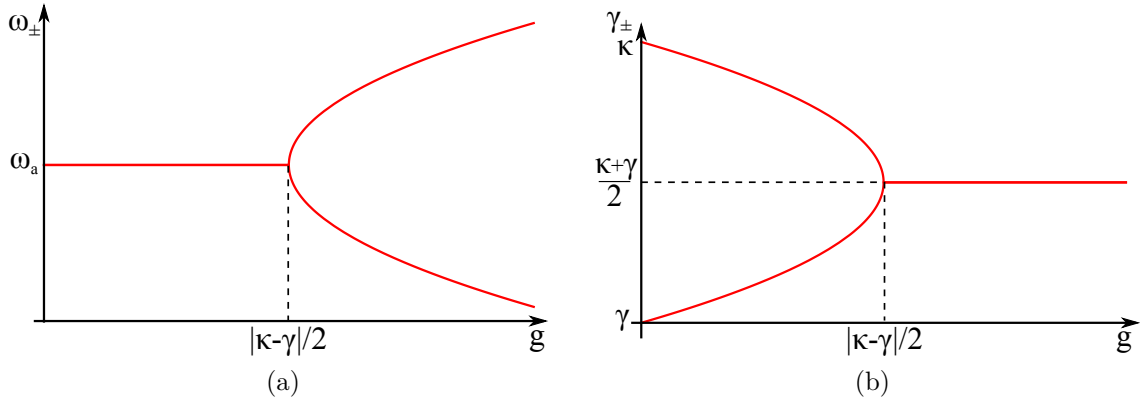


FIGURE B.2 – Parties réelles (a) et imaginaires (b) des pulsations propres du système atome-cavité ouvert dans la limites des faibles excitations, correspondant respectivement aux pulsations d'oscillation et constantes d'amortissement.

Diagonalisation du hamiltonien de Tavis-Cummings :

On rappelle le hamiltonien de Tavis-Cummings du couplage entre N atomes et un mode de cavité :

$$\hat{H}_{\text{TC}} = \hbar\omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar\omega_{\text{at}} \left(\hat{J}_z + \frac{N}{2} \right) + \hbar g \left(\hat{J}_- \hat{a}^\dagger + \hat{J}_+ \hat{a} \right) \quad (\text{B.9})$$

avec $\hat{\mathbf{J}}$ le pseudo-spin total de l'ensemble atomique.

Le hamiltonien commute avec \hat{J} donc l'évolution d'un ensemble initialement symétrique se fait dans le sous-espace \mathcal{H}_S . L'état fondamental est le produit tensoriel de l'état atomique fondamental (état de Dicke à 0 excitation) et du vide de la cavité : $|0_N, 0_c\rangle$. Si le système contient initialement une excitation, atomique $|1_N\rangle$ ou photonique $|1_c\rangle$, l'évolution se fait alors dans le sous espace engendré par $\{|1_N, 0_c\rangle, |0_N, 1_c\rangle\}$. Le traitement est analogue à celui du Hamiltonien à un atome où l'on déduit les états et énergies propres à résonance comme :

$$|\pm, 1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0_N, 1_c\rangle \pm |1_N, 0_c\rangle) \quad \text{et} \quad E_{\pm, 1} = \hbar\omega_c \pm \hbar\sqrt{N}g \quad (\text{B.10})$$

Programme de contrôle du dispositif d'ablation laser

Le dispositif d'ablation laser CO₂ est entièrement contrôlé¹ par un programme spécialement développé² pour permettre une utilisation facile avec l'automatisation des opérations standards du système. Le programme a été écrit dans le langage Python³ car celui-ci est sous licence libre, orienté objet et permet le design rapide d'une interface graphique via QtDesigner.

Cette annexe présente très brièvement l'organisation du code et l'interface graphique associée. Le fonctionnement détaillé du programme et les procédures d'utilisation et de réglages du dispositif ont été consignés dans un rapport en anglais bien plus complet à l'usage des futurs utilisateurs et développeurs.

Organisation générale de la programmation :

Le programme est organisé dans un objet python appelé *mainWin* dont les attributs sont des objets qui contrôlent les différentes parties de la programmation. Ainsi, chaque élément physique du dispositif (axes X, Y et Z, caméra, carte, puissance-mètre) est piloté par un objet qui permet de le contrôler via des méthodes (fonctions) définies dans le code de sa classe. Par exemple, la platine de translation selon l'axe X est pilotée par un objet *Xaxis* qui a une méthode *moveAbs*. En appelant *mainWin.Xaxis.moveAbs(nouvelleposition)*, la platine est déplacée à la position donnée par le nombre *nouvelleposition*. Pour certains éléments du dispositif, un pilote python a été écrit soit par conversion des bibliothèques fournies par les constructeurs (platinas, caméra), soit par l'utilisation d'instruction ASCII (puissance-mètre). Pour la carte d'acquisition/génération de voltages, un pilote python est déjà disponible au sein de la communauté d'utilisateurs⁴. Les fonctions de ces pilotes sont alors appelées pour définir les méthodes des objets qui conviennent plus spécifiquement aux réquisitions de contrôle du dispositif.

Certaines parties du code utilisant la combinaison de différentes parties du dispositif, comme la profilométrie et le centrage des fibres, sont organisées au sein d'objets dédiés.

1. Exceptée la puissance du laser pour éviter le temps d'attente pour sa stabilisation après un changement inopiné.

2. Ce programme a été développé en collaboration avec Klemens Shüppert, doctorant, Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck.

3. En utilisant la distribution Python(x,y) version 2.7.3.1

4. *PyDaqmx* développé par Pierre Cladé (Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie)

Les méthodes de l'objet principal *mainWin* servent à l'exécution du tir, à la gestion de sauvegarde des données et à la définition des actions des boutons de l'interface graphique.

Interface graphique d'utilisateur :

L'interface graphique, présentée en figure C.1, est aussi un objet attribut de *mainWin*. Elle permet de saisir des paramètres, comme le temps d'exposition de la caméra, et d'activer des méthodes de *mainWin* ou de ses objets attributs. Elle est organisée en deux affichages d'images et trois sections d'onglets de saisies de paramètres et d'activations de méthodes. Les zones graphique présentent l'affichage direct des images de la caméra et le résultat de la mesure de profilométrie.

La première section d'onglets correspond à la gestion de la caméra. Elle permet de gérer les paramètres d'exposition et de gain par saisie directe ou avec des procédures d'optimisation de la brillance moyenne ou maximale de l'image. Elle contrôle aussi les diodes de profilométrie et de coeur.

La deuxième section d'onglets contrôle le mouvement des platines de translation et leur paramètres. Elle permet de sauvegarder une liste de positions où l'utilisateur peut retourner en un clic. Le dernier onglet affiche les mesures de température en divers points du dispositif.

La troisième section d'onglets contient :

- un onglet qui est dédié à la réalisation du (des) pulse(s) d'ablation laser avec deux sous onglets relatifs à la gestion des paramètres de tirs et un onglet gérant la détection et le tir d'une série de fibres.

- un onglet qui contrôle la profilométrie avec la gestion de ses paramètres ainsi que la détection et optimisation de la position du substrat sur l'axe optique de l'imagerie.

- trois onglets qui sont dédiés à l'analyse des profils mesurés, couvrant respectivement : la pré-analyse par coupes unidimensionnelles, l'ajustement bidimensionnel et l'affichage des résultats complets des ajustements.

- un onglet qui permet de sauvegarder les données du tir, du profil obtenu et de ses ajustements; et de charger dans le programme ces données pour pouvoir les analyser à nouveau⁵.

- un dernier onglet qui permet de charger et exécuter des procédures écrites comme une méthode de *mainWin*. Ceci pour réaliser des opérations avec le dispositif que les boutons l'interface ne permettent pas ou pour pouvoir automatiser une série d'opérations standard comme la mesure de l'erreur de positionnement présentée sur la figure 4.11.

5. Il est possible d'utiliser le programme sur un ordinateur quelconque pour cette opération car il peut être lancé sans initialiser les éléments physiques.

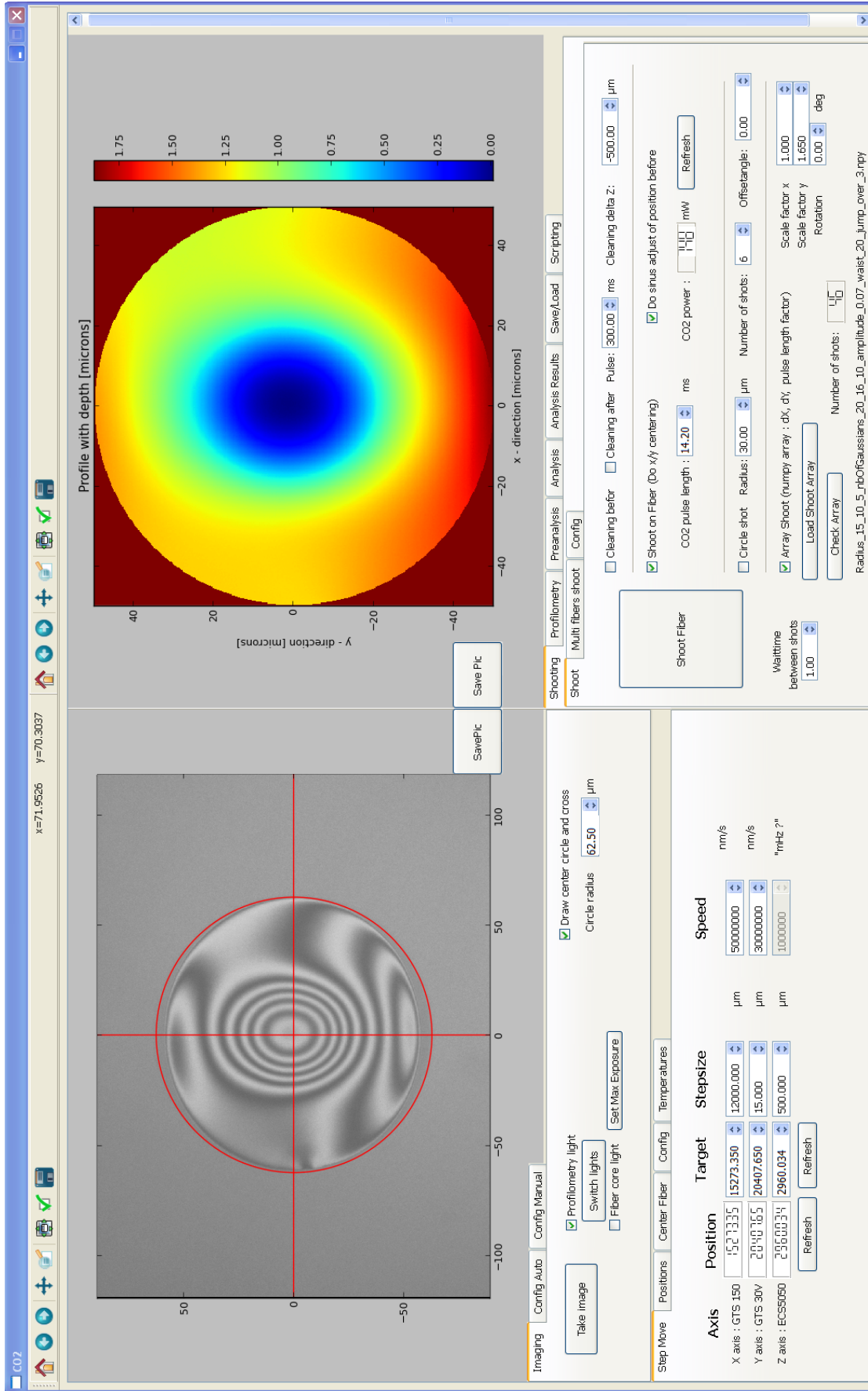


FIGURE C.1 – Vue de l'interface graphique de contrôle du dispositif d'ablation laser.

Calcul pour la mesure de la phase relative des miroirs

Le principe de la mesure est de faire varier la longueur de la cavité en maintenant la condition de double résonance via un changement de la fréquence ν_2 du laser à 1559 nm alors que la fréquence ν_1 du laser à 780 nm reste constante et égale à c/λ_{Rb} . Nous rappelons que la condition de double résonance à une longueur L impose pour une cavité symétrique avec des miroirs circulaires s'écrit :

$$2\pi q_1(L) = 2\pi \frac{2L}{c} \nu_1 - 2\phi_1 - 4\phi_G(L) \quad (\text{D.1})$$

$$2\pi q_2(L) = 2\pi \frac{2L}{c} \nu_2(L) - 2\phi_2 - 4\phi_G(L) \quad (\text{D.2})$$

où q_1 et q_2 sont des entiers, ϕ_1 et ϕ_2 sont les phases de réflexion sur un miroir et ϕ_G est la phase de Gouy qui dépend uniquement de L et du rayon de courbure R des miroirs qui est fixe pour une cavité donnée. La dépendance en fréquence des phases est ici négligée car ν_1 est fixe et ϕ_2 varie peu dans l'intervalle expérimental utilisé. En divisant la première équation par 2 et en la soustrayant à la deuxième on obtient :

$$2\pi \frac{2L}{c} \nu_2(L) = 2\pi \frac{2L}{c} \frac{\nu_1}{2} + 2\phi_G(L) + \pi(2q_2(L) - q_1(L)) + 2\phi_2 - \phi_1 \quad (\text{D.3})$$

Dans notre situation expérimentale, nous faisons varier la longueur de L et changeons la fréquence ν_2 avec la condition supplémentaire de se déplacer d'un nombre de modes longitudinaux à 780 nm qui est le double de celui des modes à 1559 nm. Cette condition est aisément vérifiable expérimentalement si le changement de longueur est faible du fait du rapport des longueurs d'ondes utilisées, car le changement de fréquence à effectuer pour obtenir la double résonance reste bien inférieur à l'intervalle spectral libre. De proche en proche, elle peut être maintenue sur tout l'intervalle de mesure. Cette condition impose que $2q_2(L) - q_1(L) = q_r$ est une constante. Par ailleurs, la condition de chevauchement des ventres des modes résonant et dipolaire au centre de la cavité impose que $q_r = 2j$ avec j entier (cf. section 3.3.1). La phase relative $\delta\phi_M$, définie par $\phi_2 = j\pi + \phi_1/2 + \delta\phi_M$, est le paramètre quantifiant le chevauchement des modes. En insérant dans l'équation D.3 cette expression, on obtient :

$$\pi \frac{2L}{c} \nu_2(L) = \pi \frac{2L}{c} \frac{\nu_1}{2} + \phi_G(L) + \delta\phi_M \quad (\text{D.4})$$

L'équation 4.13 s'obtient alors en remplaçant la phase de Gouy par son expression en fonction de L et R , donnée à l'équation 3.16.

Bibliographie

- [1] A. Einstein, B. Podolsky, et N. Rosen, Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?, *Physical review* **47**(10), 777 (1935). [1](#)
- [2] E. Schrödinger, Are there quantum jumps? Part II, *The British Journal for the Philosophy of science* **3**(11), 233–242 (1952). [1](#)
- [3] T. Maiman, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature* **187**, 493–494 (1960). [1](#), [63](#)
- [4] A. Siegman, *Lasers*, University Science Books, 1986. [1](#), [10](#), [64](#), [65](#)
- [5] D. Wineland, R. Drullinger, et F. Walls, Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers, *Physical Review Letters* **40**(25), 1639 (1978). [1](#)
- [6] W. D. Phillips et H. Metcalf, Laser deceleration of an atomic beam, *Physical Review Letters* **48**(9), 596 (1982). [1](#)
- [7] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, et A. Ashkin, Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure, *Physical Review Letters* **55**(1), 48 (1985). [1](#)
- [8] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, et D. E. Pritchard, Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure, *Physical Review Letters* **59**(23), 2631 (1987). [1](#)
- [9] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, et E. A. Cornell, Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms, *Physical Review Letters* **74**(17), 3352 (1995). [1](#)
- [10] S. Chu, J. Bjorkholm, A. Ashkin, et A. Cable, Experimental observation of optically trapped atoms, *Physical Review Letters* **57**(3), 314 (1986). [1](#), [9](#), [26](#)
- [11] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, et E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor, *science* **269**(5221), 198–201 (1995). [1](#)
- [12] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. Van Druten, D. Durfee, D. Kurn, et W. Ketterle, Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms, *Physical review letters* **75**(22), 3969 (1995). [1](#)

- [13] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, et I. Bloch, Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms, *Nature* **415**(6867), 39–44 (2002). [1](#), [19](#), [83](#)
- [14] W. S. Bakr, A. Peng, M. E. Tai, R. Ma, J. Simon, J. I. Gillen, S. Foelling, L. Pollet, et M. Greiner, Probing the superfluid-to-mott insulator transition at the single-atom level, *Science* **329**(5991), 547–550 (2010). [1](#), [16](#), [19](#), [84](#)
- [15] C. Monroe, D. Meekhof, B. King, S. Jefferts, W. Itano, D. Wineland, et P. Gould, Resolved-sideband Raman cooling of a bound atom to the 3D zero-point energy, *Physical Review Letters* **75**(22), 4011 (1995). [1](#), [171](#)
- [16] N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko, et P. Grangier, Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap, *Nature* **411**(6841), 1024–1027 (2001). [2](#), [17](#), [20](#)
- [17] A. M. Kaufman, B. J. Lester, et C. A. Regal, Cooling a single atom in an optical tweezer to its quantum ground state, *Physical Review X* **2**(4), 041014 (2012). [2](#)
- [18] K. D. Nelson, X. Li, et D. S. Weiss, Imaging single atoms in a three-dimensional array, *Nature Physics* **3**(8), 556–560 (2007). [2](#)
- [19] J. F. Clauser, Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect, *Physical Review D* **9**(4), 853 (1974). [2](#), [44](#)
- [20] D. C. Burnham et D. L. Weinberg, Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs, *Physical Review Letters* **25**(2), 84 (1970). [2](#), [44](#)
- [21] H. Kimble, M. Dagenais, et L. Mandel, Photon antibunching in resonance fluorescence, *Physical Review Letters* **39**(11), 691 (1977). [2](#), [46](#)
- [22] F. Diedrich et H. Walther, Nonclassical radiation of a single stored ion, *Physical review letters* **58**(3), 203 (1987). [2](#), [46](#)
- [23] B. Lounis et M. Orrit, Single-photon sources, *Reports on Progress in Physics* **68**(5), 1129 (2005). [2](#), [43](#), [45](#), [46](#)
- [24] A. Aspect, J. Dalibard, et G. Roger, Experimental test of Bell’s inequalities using time-varying analyzers, *Physical review letters* **49**(25), 1804 (1982). [2](#), [43](#)
- [25] C. H. Bennett et D. P. DiVincenzo, Quantum information and computation, *Nature* **404**(6775), 247–255 (2000). [2](#)
- [26] D. Bouwmeester, A. Ekert, A. Zeilinger, et al., *The physics of quantum information*, Springer, Berlin, 2000. [2](#)
- [27] H. J. Kimble, The quantum internet, *Nature* **453**(7198), 1023–1030 (2008). [2](#), [3](#), [73](#)
- [28] V. Giovannetti, S. Lloyd, et L. Maccone, Quantum-enhanced measurements : beating the standard quantum limit, *Science* **306**(5700), 1330–1336 (2004). [2](#)

-
- [29] I. Georgescu, S. Ashhab, et F. Nori, Quantum simulation, *Reviews of Modern Physics* **86**(1), 153 (2014). [2](#)
- [30] E.-G. Neumann, *Single-mode fibers*, Springer Series in Optical Sciences, Berlin, 1988. [3](#), [10](#), [65](#)
- [31] P. Goy, J. Raimond, M. Gross, et S. Haroche, Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission, *Physical review letters* **50**(24), 1903 (1983). [3](#), [70](#), [73](#)
- [32] R. Thompson, G. Rempe, et H. Kimble, Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity, *Physical Review Letters* **68**(8), 1132 (1992). [3](#), [73](#)
- [33] A. Mundt, A. Kreuter, C. Becher, D. Leibfried, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, et R. Blatt, Coupling a single atomic quantum bit to a high finesse optical cavity, *Physical review letters* **89**(10), 103001 (2002). [3](#)
- [34] A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.-S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin, et R. J. Schoelkopf, Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics, *Nature* **431**(7005), 162–167 (2004). [3](#), [62](#), [70](#)
- [35] J. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. Keldysh, V. Kulakovskii, T. Reinecke, et A. Forchel, Strong coupling in a single quantum dot–semiconductor microcavity system, *Nature* **432**(7014), 197–200 (2004). [3](#), [70](#)
- [36] J. McKeever, A. Boca, A. Boozer, R. Miller, J. Buck, A. Kuzmich, et H. Kimble, Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity, *Science* **303**(5666), 1992–1994 (2004). [3](#)
- [37] T. Wilk, S. C. Webster, A. Kuhn, et G. Rempe, Single-atom single-photon quantum interface, *Science* **317**(5837), 488–490 (2007). [3](#)
- [38] M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange, et H. Walther, Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system, *Nature* **431**, 1075–1078 (2004). [3](#), [78](#)
- [39] S. Ritter, C. Nölleke, C. Hahn, A. Reiserer, A. Neuzner, M. Uphoff, M. Mücke, E. Figueroa, J. Bochmann, et G. Rempe, An elementary quantum network of single atoms in optical cavities, *Nature* **484**(7393), 195–200 (2012). [4](#), [7](#), [43](#), [62](#), [73](#)
- [40] I. D. Leroux, M. H. Schleier-Smith, et V. Vuletić, Implementation of cavity squeezing of a collective atomic spin, *Physical review letters* **104**(7), 073602 (2010). [4](#), [62](#)
- [41] F. Haas, J. Volz, R. Gehr, J. Reichel, et J. Estève, Entangled states of More than 40 atoms in an optical fiber cavity, *Science* **344**(6180), 180–183 (2014). [4](#), [62](#), [73](#), [77](#), [106](#)
- [42] R. McConnell, H. Zhang, J. Hu, S. Čuk, et V. Vuletić, Entanglement with negative Wigner function of almost 3,000 atoms heralded by one photon, *Nature* **519**(7544), 439–442 (2015). [4](#), [62](#)

- [43] J. Volz, R. Gehr, G. Dubois, J. Estève, et J. Reichel, Measurement of the internal state of a single atom without energy exchange, *Nature* **475**(7355), 210–213 (2011). [4](#), [76](#), [107](#)
- [44] G. Barontini, L. Hohmann, F. Haas, J. Estève, et J. Reichel, Deterministic generation of multiparticle entanglement by quantum Zeno dynamics, *Science* **Accepted pour publication** (2015). [4](#), [62](#), [106](#)
- [45] L. Hohmann, *Using optical fibre cavities to create multi-atom entanglement by quantum Zeno dynamics*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2015. [4](#), [106](#)
- [46] B. Casabone, K. Friebe, B. Brandstätter, K. Schüppert, R. Blatt, et T. Northup, Enhanced quantum interface with collective ion-cavity coupling, *Physical review letters* **114**(2), 023602 (2015). [4](#), [62](#)
- [47] R. Reimann, W. Alt, T. Kampschulte, T. Macha, L. Ratschbacher, N. Thau, S. Yoon, et D. Meschede, Cavity-Modified Collective Rayleigh Scattering of Two Atoms, *Physical review letters* **114**(2), 023601 (2015). [4](#), [62](#)
- [48] D. Hunger, T. Steinmetz, Y. Colombe, C. Deutsch, T. W. Hänsch, et J. Reichel, A fiber Fabry–Pérot cavity with high finesse, *New Journal of Physics* **12**(6), 065038 (2010). [4](#), [93](#), [111](#), [113](#), [116](#)
- [49] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, et D. J. Wineland, Demonstration of a Fundamental Quantum Logic Gate, *Phys. Rev. Lett.* **75**(25), 4714–4717 (Dec 1995). [4](#), [61](#)
- [50] R. Blatt et D. Wineland, Entangled states of trapped atomic ions, *Nature* **453**(7198), 1008–1015 (2008). [4](#), [61](#), [81](#)
- [51] C. Weitenberg, M. Endres, J. F. Sherson, M. Cheneau, P. Schauss, T. Fukuhara, I. Bloch, et S. Kuhr, Single-spin addressing in an atomic Mott insulator, *Nature* **471**(7338), 319–324 (2011). [4](#), [61](#), [85](#)
- [52] T. Pellizzari, S. Gardiner, J. Cirac, et P. Zoller, Decoherence, continuous observation, and quantum computing : A cavity QED model, *Physical Review Letters* **75**(21), 3788 (1995). [5](#), [174](#)
- [53] C. Sackett, D. Kielpinski, B. King, C. Langer, V. Meyer, C. Myatt, M. Rowe, Q. Turchette, W. Itano, D. Wineland, et C. Monroe, Experimental entanglement of four particles, *Nature* **404**(6775), 256–259 (2000). [7](#)
- [54] T. Wilk, A. Gaëtan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroshnychenko, P. Grangier, et A. Browaeys, Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade, *Physical review letters* **104**(1), 10502 (2010). [7](#)
- [55] M. A. Rowe, D. Kielpinski, V. Meyer, C. A. Sackett, W. M. Itano, C. Monroe, et D. J. Wineland, Experimental violation of a Bell’s inequality with efficient detection, *Nature* **409**(6822), 791–794 (2001). [7](#)
- [56] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F. Roos, J. Eschner, et R. Blatt, Realization of the Cirac–Zoller controlled-NOT quantum gate, *Nature* **422**(6930), 408–411 (2003). [7](#)

-
- [57] L. Isenhower, E. Urban, X. Zhang, A. Gill, T. Henage, T. Johnson, T. Walker, et M. Saffman, Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate, *Physical review letters* **104**(1), 10503 (2010). [7](#)
- [58] M. Riebe, H. Häffner, C. Roos, W. Hänsel, J. Benhelm, G. Lancaster, T. Körber, C. Becher, F. Schmidt-Kaler, D. James, et R. Blatt, Deterministic quantum teleportation with atoms, *Nature* **429**(6993), 734–737 (2004). [7](#)
- [59] C. Nölleke, A. Neuzner, A. Reiserer, C. Hahn, G. Rempe, et S. Ritter, Efficient teleportation between remote single-atom quantum memories, *Physical review letters* **110**(14), 140403 (2013). [7](#)
- [60] D. Moehring, P. Maunz, S. Olmschenk, K. Younge, D. Matsukevich, L.-M. Duan, et C. Monroe, Entanglement of single-atom quantum bits at a distance, *Nature* **449**(7158), 68–71 (2007). [7](#), [43](#)
- [61] J. Hofmann, M. Krug, N. Ortegel, L. Gérard, M. Weber, W. Rosenfeld, et H. Weinfurter, Heralded entanglement between widely separated atoms, *Science* **337**(6090), 72–75 (2012). [7](#), [43](#)
- [62] R. Grimm, M. Weidemüller, et Y. B. Ovchinnikov, Optical dipole traps for neutral atoms, *Advances in atomic, molecular, and optical physics* **42**, 95–170 (2000). [8](#), [9](#), [12](#)
- [63] K. Corwin, S. Kuppens, D. Cho, et C. Wieman, Spin-polarized atoms in a circularly polarized optical dipole trap, *Physical review letters* **83**(7), 1311 (1999). [10](#), [34](#), [35](#), [36](#), [38](#)
- [64] J. D. Thompson, T. Tiecke, A. S. Zibrov, V. Vuletić, et M. D. Lukin, Coherence and Raman sideband cooling of a single atom in an optical tweezer, *Physical review letters* **110**(13), 133001 (2013). [10](#), [36](#), [37](#), [38](#), [171](#)
- [65] C. Cohen-Tannoudji et J. Dupont-Roc, Experimental study of Zeeman light shifts in weak magnetic fields, *Physical Review A* **5**(2), 968 (1972). [10](#)
- [66] N. Schlosser, *Étude et réalisation de micro-pièges dipolaires optiques pour atomes neutres*, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud-Paris XI, 2001. [10](#), [14](#)
- [67] B. Diu, F. Laloë, et C. Cohen-Tannoudji, *Mécanique quantique*, Hermann, 1973. [11](#)
- [68] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, et P. S. Julienne, Experiments and theory in cold and ultracold collisions, *Reviews of Modern Physics* **71**(1), 1 (1999). [13](#)
- [69] A. Fuhrmanek, R. Bourgain, Y. R. Sortais, et A. Browaeys, Light-assisted collisions between a few cold atoms in a microscopic dipole trap, *Physical Review A* **85**(6), 062708 (2012). [13](#), [15](#), [31](#)
- [70] J. Miller, R. Cline, et D. Heinzen, Photoassociation spectrum of ultracold Rb atoms, *Physical review letters* **71**(14), 2204 (1993). [14](#)
- [71] S. Gensemer, P. Gould, P. Leo, E. Tiesinga, et C. Williams, Ultracold 87 Rb ground-state hyperfine-changing collisions in the presence and absence of laser light, *Physical Review A* **62**(3), 030702 (2000). [14](#)

- [72] S. Kuppens, K. Corwin, K. Miller, T. Chupp, et C. Wieman, Loading an optical dipole trap, *Physical review A* **62**(1), 013406 (2000). [14](#)
- [73] P. Fedichev, M. Reynolds, et G. Shlyapnikov, Three-body recombination of ultracold atoms to a weakly bound s level, *Physical review letters* **77**(14), 2921 (1996). [14](#)
- [74] A. Moerdijk, H. Boesten, et B. Verhaar, Decay of trapped ultracold alkali atoms by recombination, *Physical Review A* **53**(2), 916 (1996). [14](#)
- [75] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, F. Chevy, H. Inamori, et J. Dalibard, Three-body decay of a rubidium Bose-Einstein condensate, *Applied physics B* **69**(4), 257–261 (1999). [14](#)
- [76] G. King et J. Van Vleck, Dipole-dipole resonance forces, *Physical Review* **55**(12), 1165 (1939). [15](#)
- [77] A. Gallagher et D. E. Pritchard, Exoergic collisions of cold Na*-Na, *Physical review letters* **63**(9), 957 (1989). [15](#)
- [78] K.-A. Suominen, M. J. Holland, K. Burnett, et P. Julienne, Optical shielding of cold collisions, *Physical Review A* **51**(2), 1446 (1995). [16](#)
- [79] Y. R. Sortais, A. Fuhrmanek, R. Bourgain, et A. Browaeys, Sub-Poissonian atom-number fluctuations using light-assisted collisions, *Physical Review A* **85**(3), 035403 (2012). [16](#)
- [80] M. Endres, M. Cheneau, T. Fukuhara, C. Weitenberg, P. Schauß, C. Groß, L. Mazza, M. C. Bañuls, L. Pollet, I. Bloch, et S. Kuhr, Observation of correlated particle-hole pairs and string order in low-dimensional Mott insulators, *Science* **334**(6053), 200–203 (2011). [16](#), [84](#)
- [81] T. Grünzweig, A. Hilliard, M. McGovern, et M. Andersen, Near-deterministic preparation of a single atom in an optical microtrap, *Nature Physics* **6**(12), 951–954 (2010). [17](#), [20](#)
- [82] N. Schlosser, G. Reymond, et P. Grangier, Collisional blockade in microscopic optical dipole traps, *Physical review letters* **89**(2), 23005 (2002). [17](#)
- [83] E. Vetsch, S. T. Dawkins, R. Mitsch, D. Reitz, P. Schneeweiss, et A. Rauschenbeutel, Nanofiber-based optical trapping of cold neutral atoms, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **18**(6), 1763–1770 (2012). [18](#)
- [84] M. Gullans, T. Tiecke, D. Chang, J. Feist, J. Thompson, J. I. Cirac, P. Zoller, et M. D. Lukin, Nanoplasmonic lattices for ultracold atoms, *Physical review letters* **109**(23), 235309 (2012). [18](#)
- [85] D. Frese, B. Ueberholz, S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, V. Gomer, et D. Meschede, Single atoms in an optical dipole trap : Towards a deterministic source of cold atoms, *Physical review letters* **85**(18), 3777 (2000). [18](#)
- [86] Z. Hu et H. Kimble, Observation of a single atom in a magneto-optical trap, *Optics letters* **19**(22), 1888–1890 (1994). [19](#)

-
- [87] G. Dubois, *Préparation, manipulation et détection d'atomes uniques sur une puce à atomes*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2009. [19](#)
- [88] R. Gehr, J. Volz, G. Dubois, T. Steinmetz, Y. Colombe, B. L. Lev, R. Long, J. Esteve, et J. Reichel, Cavity-based single atom preparation and high-fidelity hyperfine state readout, *Physical review letters* **104**(20), 203602 (2010). [19](#), [107](#)
- [89] M. Saffman et T. Walker, Creating single-atom and single-photon sources from entangled atomic ensembles, *Physical Review A* **66**(6), 065403 (2002). [19](#)
- [90] R. Heidemann, U. Raitzsch, V. Bendkowsky, B. Butscher, R. Löw, L. Santos, et T. Pfau, Evidence for coherent collective Rydberg excitation in the strong blockade regime, *Physical review letters* **99**(16), 163601 (2007). [19](#), [79](#)
- [91] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, et D. Wineland, Quantum dynamics of single trapped ions, *Reviews of Modern Physics* **75**(1), 281 (2003). [19](#)
- [92] K. Vigneron, *Contrôle du bruit quantique de la lumière et mesures quantiques non destructives utilisant des atomes piégés et refroidis.*, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud-Paris XI, 1998. [20](#)
- [93] D. Yavuz, P. Kulatunga, E. Urban, T. Johnson, N. Proite, T. Henage, T. Walker, et M. Saffman, Fast ground state manipulation of neutral atoms in microscopic optical traps, *Physical review letters* **96**(6), 63001 (2006). [20](#)
- [94] M. K. Tey, Z. Chen, S. A. Aljunid, B. Chng, F. Huber, G. Maslennikov, et C. Kurtstiefer, Strong interaction between light and a single trapped atom without the need for a cavity, *Nature Physics* **4**(12), 924–927 (2008). [20](#)
- [95] F. Nogrette, H. Labuhn, S. Ravets, D. Barredo, L. Béguin, A. Vernier, T. Lahaye, et A. Browaeys, Single-atom trapping in holographic 2D arrays of microtraps with arbitrary geometries, *Physical Review X* **4**(2), 021034 (2014). [20](#)
- [96] L. Hohmann, Construction of a miniature fibre-optical tweezers for single atom trapping, Thèse de Master, Technische Universität Darmstadt, 2011. [20](#), [27](#)
- [97] E. R. Abraham et E. A. Cornell, Teflon feedthrough for coupling optical fibers into ultrahigh vacuum systems, *Applied optics* **37**(10), 1762–1763 (1998). [22](#)
- [98] G. Bjorklund, Frequency-modulation spectroscopy : a new method for measuring weak absorptions and dispersions, *Optics Letters* **5**(1), 15–17 (1980). [23](#)
- [99] G. Reinaudi, T. Lahaye, Z. Wang, et D. Guéry-Odelin, Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms, *Optics letters* **32**(21), 3143–3145 (2007). [25](#), [163](#)
- [100] M. A. Farahani et T. Gogolla, Spontaneous Raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature Raman remote sensing, *Journal of Lightwave Technology* **17**(8), 1379 (1999). [27](#)
- [101] R. Stolen et E. Ippen, Raman gain in glass optical waveguides, *Applied Physics Letters* **22**(6), 276–278 (1973). [27](#)

- [102] K. Suh et C. Lee, Auto-correction method for differential attenuation in a fiber-optic distributed-temperature sensor, *Optics letters* **33**(16), 1845–1847 (2008). [27](#)
- [103] M. Nikles, L. Thévenaz, et P. A. Robert, Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis, *Optics letters* **21**(10), 758–760 (1996). [27](#)
- [104] X. Baillard, A. Gauguier, S. Bize, P. Lemonde, P. Laurent, A. Clairon, et P. Rosenbusch, Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers, *Optics Communications* **266**(2), 609–613 (2006). [28](#), [157](#)
- [105] L. P. Parazzoli, A. M. Hankin, et G. W. Biedermann, Observation of free-space single-atom matter wave interference, *Physical review letters* **109**(23), 230401 (2012). [41](#)
- [106] J. Thompson, T. Tiecke, N. de Leon, J. Feist, A. Akimov, M. Gullans, A. Zibrov, V. Vuletić, et M. Lukin, Coupling a single trapped atom to a nanoscale optical cavity, *Science* **340**(6137), 1202–1205 (2013). [41](#)
- [107] D. Alton, N. Stern, T. Aoki, H. Lee, E. Ostby, K. Vahala, et H. Kimble, Strong interactions of single atoms and photons near a dielectric boundary, *Nature Physics* **7**(2), 159–165 (2011). [41](#)
- [108] S. Ryu, H. Choi, J. Na, W. Choi, et B. Lee, Lensed fiber probes designed as an alternative to bulk probes in optical coherence tomography, *Applied optics* **47**(10), 1510–1516 (2008). [41](#), [173](#)
- [109] S. Garcia, Piégeage et excitation d’un atome unique pour la génération de photons uniques, Thèse de Master, École Normale Supérieure, 2011. [41](#), [173](#)
- [110] M. Xiao, L.-A. Wu, et H. J. Kimble, Precision measurement beyond the shot-noise limit, *Physical review letters* **59**(3), 278 (1987). [43](#)
- [111] J. Rarity, P. Owens, et P. Tapster, Quantum random-number generation and key sharing, *Journal of Modern Optics* **41**(12), 2435–2444 (1994). [43](#)
- [112] C. Bennett et G. Brassard, Quantum Cryptography : Public Key Distribution and Coin Tossing, in *Proc. IEEE International Conference on Computers Systems and Signal Processing*, pages 175–179, 1984. [43](#)
- [113] H. Bernien, B. Hensen, W. Pfaff, G. Koolstra, M. Blok, L. Robledo, T. Taminiiau, M. Markham, D. Twitchen, L. Childress, et R. Hanson, Heralded entanglement between solid-state qubits separated by three metres, *Nature* **497**(7447), 86–90 (2013). [43](#), [46](#)
- [114] L.-M. Duan, M. Lukin, J. I. Cirac, et P. Zoller, Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics, *Nature* **414**(6862), 413–418 (2001). [44](#)
- [115] J. K. Thompson, J. Simon, H. Loh, et V. Vuletić, A high-brightness source of narrowband, identical-photon pairs, *Science* **313**(5783), 74–77 (2006). [44](#)
- [116] A. Gruber, A. Dräbenstedt, C. Tietz, L. Fleury, J. Wrachtrup, et C. Von Borzyskowski, Scanning confocal optical microscopy and magnetic resonance on single defect centers, *Science* **276**(5321), 2012–2014 (1997). [45](#)

-
- [117] T. Basché, W. Moerner, M. Orrit, et H. Talon, Photon antibunching in the fluorescence of a single dye molecule trapped in a solid, *Physical review letters* **69**(10), 1516 (1992). [45](#)
- [118] S. A. Empedocles, D. Norris, et M. Bawendi, Photoluminescence spectroscopy of single CdSe nanocrystallite quantum dots, *Physical Review Letters* **77**(18), 3873 (1996). [45](#)
- [119] D. Gammon, E. Snow, B. Shanabrook, D. Katzer, et D. Park, Homogeneous linewidths in the optical spectrum of a single gallium arsenide quantum dot, *Science* **273**(5271), 87–90 (1996). [45](#)
- [120] A. Kuhn et D. Ljunggren, Cavity-based single-photon sources, *Contemporary Physics* **51**, 289–313 (2010). [46](#)
- [121] T. Legero, T. Wilk, M. Hennrich, G. Rempe, et A. Kuhn, Quantum beat of two single photons, *Physical review letters* **93**(7), 070503 (2004). [46](#)
- [122] J. Beugnon, M. Jones, J. Dingjan, B. Darquié, G. Messin, A. Browaeys, et P. Grangier, Quantum interference between two single photons emitted by independently trapped atoms, *Nature* **440**(7085), 779–782 (2006). [46](#)
- [123] C. Santori, D. Fattal, J. Vučković, G. S. Solomon, et Y. Yamamoto, Indistinguishable photons from a single-photon device, *Nature* **419**(6907), 594–597 (2002). [46](#)
- [124] O. Gazzano, M. Almeida, A. Nowak, S. Portalupi, A. Lemaître, I. Sagnes, A. White, et P. Senellart, Entangling quantum-logic gate operated with an ultrabright semiconductor single-photon source, *Physical review letters* **110**(25), 250501 (2013). [46](#)
- [125] E. B. Flagg, A. Muller, S. V. Polyakov, A. Ling, A. Migdall, et G. S. Solomon, Interference of single Photons from two separate semiconductor quantum dots, *Physical Review Letters* **104**(13), 137401 (2010). [46](#)
- [126] Y. He, Y.-M. He, Y.-J. Wei, X. Jiang, M.-C. Chen, F.-L. Xiong, Y. Zhao, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, C.-Y. Lu, et J.-W. Pan, Indistinguishable tunable single photons emitted by spin-flip Raman transitions in InGaAs quantum dots, *Physical review letters* **111**(23), 237403 (2013). [46](#)
- [127] C. Fabre, *Atomes et lumière, Interaction matière rayonnement*, notes de cours, Master 2 Concept Fondamentaux de la physique, 2010. [48](#), [72](#)
- [128] R. Hanbury Brown et R. Q. Twiss, Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light, *Nature* **177**(4497), 27–29 (1956). [49](#), [50](#)
- [129] B. E. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, Wiley Series in Pure and Applied Optics., 2 edition, 2007. [49](#), [65](#)
- [130] L. Mandel et E. Wolf, Coherence properties of optical fields, *Reviews of modern physics* **37**(2), 231 (1965). [49](#)
- [131] R. J. Glauber, Coherent and incoherent states of the radiation field, *Physical Review* **131**(6), 2766 (1963). [50](#)

- [132] U. Fano, Quantum theory of interference effects in the mixing of light from phase-independent sources, *American Journal of Physics* **29**(8), 539–545 (1961). [50](#)
- [133] F. Boitier, A. Godard, E. Rosencher, et C. Fabre, Measuring photon bunching at ultrashort timescale by two-photon absorption in semiconductors, *Nature Physics* **5**(4), 267–270 (2009). [50](#)
- [134] F. Arecchi, E. Gatti, et A. Sona, Time distribution of photons from coherent and Gaussian sources, *Physics Letters* **20**(1), 27–29 (1966). [50](#)
- [135] M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, J. V. Gomes, D. Boiron, A. Aspect, et C. I. Westbrook, Hanbury Brown Twiss effect for ultracold quantum gases, *Science* **310**(5748), 648–651 (2005). [50](#)
- [136] T. Jelte, J. M. McNamara, W. Hogervorst, W. Vassen, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, A. Perrin, H. Chang, D. Boiron, A. Aspect, et C. I. Westbrook, Comparison of the Hanbury Brown–Twiss effect for bosons and fermions, *Nature* **445**(7126), 402–405 (2007). [50](#)
- [137] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, et G. Grynberg, *Processus d’interaction entre photons et atomes*, Edp Sciences, 2012. [50](#)
- [138] B. Darquié, *Manipulation d’atomes dans des pièges dipolaires microscopiques et émission contrôlée de photons par un atome unique*, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud-Paris XI, 2005. [51](#), [54](#)
- [139] H. Kimble et L. Mandel, Theory of resonance fluorescence, *Physical Review A* **13**(6), 2123 (1976). [54](#)
- [140] A. Sørensen et K. Mølmer, Probabilistic generation of entanglement in optical cavities, *Physical review letters* **90**(12), 127903 (2003). [60](#), [173](#)
- [141] J. W. Britton, B. C. Sawyer, A. C. Keith, C.-C. J. Wang, J. K. Freericks, H. Uys, M. J. Biercuk, et J. J. Bollinger, Engineered two-dimensional Ising interactions in a trapped-ion quantum simulator with hundreds of spins, *Nature* **484**(7395), 489–492 (2012). [61](#)
- [142] R. Barends, J. Kelly, A. Megrant, A. Veitia, D. Sank, E. Jeffrey, T. White, J. Mutus, A. Fowler, B. Campbell, et al., Superconducting quantum circuits at the surface code threshold for fault tolerance, *Nature* **508**(7497), 500–503 (2014). [62](#)
- [143] A. Signoles, A. Facon, D. Grosso, I. Dotsenko, S. Haroche, J.-M. Raimond, M. Brune, et S. Gleyzes, Confined quantum Zeno dynamics of a watched atomic arrow, *Nature Physics* **10**(10), 715–719 (2014). [62](#)
- [144] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, et C. H. Townes, The maser - new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer, *Physical Review* **99**(4), 1264 (1955). [63](#)
- [145] C. Fabry et A. Pérot, Théorie et applications d’une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle, *Ann. Chim. Phys* **16**(7), 115 (1899). [63](#)

-
- [146] V. Braginsky, M. Gorodetsky, et V. Ilchenko, Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes, *Physics Letters A* **137**(7), 393–397 (1989). [63](#)
- [147] O. Painter, R. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. O’Brien, P. Dapkus, et I. Kim, Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser, *Science* **284**(5421), 1819–1821 (1999). [63](#)
- [148] A. Cullen, P. Nagenthiram, et A. Williams, A variational approach to the theory of the open resonator, *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* **329**(1577), 153–169 (1972). [65](#)
- [149] E. T. Jaynes et F. W. Cummings, Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser, *Proceedings of the IEEE* **51**(1), 89–109 (1963). [67](#), [69](#)
- [150] C. Sayrin, I. Dotsenko, X. Zhou, B. Peaudecerf, T. Rybarczyk, S. Gleyzes, P. Rouchon, M. Mirrahimi, H. Amini, M. Brune, J.-M. Raimond, et S. Haroche, Real-time quantum feedback prepares and stabilizes photon number states, *Nature* **477**(7362), 73–77 (2011). [70](#)
- [151] G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, J. Raimond, et S. Haroche, Seeing a single photon without destroying it, *Nature* **400**(6741), 239–242 (1999). [70](#)
- [152] C. Gardiner et M. Collett, Input and output in damped quantum systems : Quantum stochastic differential equations and the master equation, *Physical Review A* **31**(6), 3761 (1985). [72](#)
- [153] E. M. Purcell, Spontaneous emission probabilities at radio frequencies, *Physical Review* **69**, 681 (1946). [73](#)
- [154] D. Heinzen, J. Childs, J. Thomas, et M. Feld, Enhanced and inhibited visible spontaneous emission by atoms in a confocal resonator, *Physical review letters* **58**(13), 1320 (1987). [73](#)
- [155] R. Bonifacio et L. Lugiato, Optical bistability and cooperative effects in resonance fluorescence, *Physical Review A* **18**(3), 1129 (1978). [73](#)
- [156] R. H. Dicke, Coherence in spontaneous radiation processes, *Physical Review* **93**(1), 99 (1954). [74](#), [79](#)
- [157] W. Dür, G. Vidal, et J. I. Cirac, Three qubits can be entangled in two inequivalent ways, *Physical Review A* **62**(6), 062314 (2000). [74](#)
- [158] T. Holstein et H. Primakoff, Field dependence of the intrinsic domain magnetization of a ferromagnet, *Physical Review* **58**(12), 1098 (1940). [74](#)
- [159] F. Arecchi, E. Courtens, R. Gilmore, et H. Thomas, Atomic coherent states in quantum optics, *Physical Review A* **6**(6), 2211 (1972). [74](#)
- [160] M. Tavis et F. W. Cummings, Exact solution for an N-molecule-radiation-field Hamiltonian, *Physical Review* **170**(2), 379 (1968). [74](#)

- [161] G. Hechenblaikner, M. Gangl, P. Horak, et H. Ritsch, Cooling an atom in a weakly driven high-Q cavity, *Physical Review A* **58**(4), 3030 (1998). [76](#), [180](#)
- [162] F. Haas, *Creation of entangled states of a set of atoms in an optical cavity*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2014. [77](#), [96](#)
- [163] M. Hennrich, T. Legero, A. Kuhn, et G. Rempe, Vacuum-stimulated Raman scattering based on adiabatic passage in a high-finesse optical cavity, *Physical review letters* **85**(23), 4872 (2000). [78](#)
- [164] E. Urban, T. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. Yavuz, T. Walker, et M. Saffman, Observation of Rydberg blockade between two atoms, *Nature Physics* **5**(2), 110–114 (2009). [79](#)
- [165] Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys, et P. Grangier, Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime, *Nature Physics* **5**(2), 115–118 (2009). [79](#)
- [166] F. Dimer, B. Estienne, A. Parkins, et H. Carmichael, Proposed realization of the Dicke-model quantum phase transition in an optical cavity QED system, *Physical Review A* **75**(1), 013804 (2007). [79](#), [80](#)
- [167] S. Sachdev, *Quantum phase transitions*, John Wiley & Sons, 2007. [80](#)
- [168] K. Baumann, C. Guerlin, F. Brennecke, et T. Esslinger, Dicke quantum phase transition with a superfluid gas in an optical cavity, *Nature* **464**(7293), 1301–1306 (2010). [80](#)
- [169] M. P. Baden, K. J. Arnold, A. L. Grimsmo, S. Parkins, et M. D. Barrett, Realization of the Dicke model using cavity-assisted Raman transitions, *Physical review letters* **113**(2), 020408 (2014). [80](#), [174](#)
- [170] A. Osterloh, L. Amico, G. Falci, et R. Fazio, Scaling of entanglement close to a quantum phase transition, *Nature* **416**(6881), 608–610 (2002). [80](#), [174](#)
- [171] E. G. Dalla Torre, J. Otterbach, E. Demler, V. Vuletic, et M. D. Lukin, Dissipative preparation of spin squeezed atomic ensembles in a steady state, *Physical review letters* **110**(12), 120402 (2013). [80](#), [174](#)
- [172] T. Monz, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Chwalla, D. Nigg, W. A. Coish, M. Harlander, W. Hänsel, M. Hennrich, et R. Blatt, 14-qubit entanglement : Creation and coherence, *Physical Review Letters* **106**(13), 130506 (2011). [81](#)
- [173] M. Cetina, A. Bylinskii, L. Karpa, D. Gangloff, K. M. Beck, Y. Ge, M. Scholz, A. T. Grier, I. Chuang, et V. Vuletić, One-dimensional array of ion chains coupled to an optical cavity, *New Journal of Physics* **15**(5), 053001 (2013). [81](#)
- [174] J. Majer, J. Chow, J. Gambetta, J. Koch, B. Johnson, J. Schreier, L. Frunzio, D. Schuster, A. Houck, A. Wallraff, A. Blais, M. Devoret, S. Girvin, et R. Schoelkopf, Coupling superconducting qubits via a cavity bus, *Nature* **449**(7161), 443–447 (2007). [81](#)

-
- [175] S. Nußmann, M. Hijlkema, B. Weber, F. Rohde, G. Rempe, et A. Kuhn, Submicron positioning of single atoms in a microcavity, *Physical review letters* **95**(17), 173602 (2005). [81](#)
- [176] R. Scheunemann, F. Cataliotti, T. Hänsch, et M. Weitz, Resolving and addressing atoms in individual sites of a CO₂-laser optical lattice, *Physical Review A* **62**(5), 051801 (2000). [84](#)
- [177] G. Vrijsen, O. Hosten, J. Lee, S. Bernon, et M. A. Kasevich, Raman lasing with a cold atom gain medium in a high-finesse optical cavity, *Physical review letters* **107**(6), 063904 (2011). [87](#)
- [178] K. Arnold, M. Baden, et M. Barrett, Self-organization threshold scaling for thermal atoms coupled to a cavity, *Physical review letters* **109**(15), 153002 (2012). [87](#)
- [179] D. I. Babic et S. W. Corzine, Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**(2), 514–524 (1992). [88](#)
- [180] F. Treussart, *Etude expérimentale de l'effet laser dans des microsphères de silice dopées avec des ions neodyme*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 1997. [90](#)
- [181] W. Joyce et B. DeLoach, Alignment of Gaussian beams, *Applied optics* **23**(23), 4187–4196 (1984). [92](#), [93](#)
- [182] R. Drever, J. L. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley, et H. Ward, Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator, *Applied Physics B* **31**(2), 97–105 (1983). [96](#), [166](#)
- [183] E. D. Black, An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization, *American Journal of Physics* **69**(1), 79–87 (2001). [96](#), [166](#)
- [184] B. Slagmolen, D. Shaddock, M. Gray, et D. McClelland, Frequency stability of spatial mode interference (tilt) locking, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38**(11), 1521–1528 (2002). [96](#)
- [185] M. Bouchiat, J. Guena, L. Hunter, et L. Pottier, Observation of a parity violation in cesium, *Physics Letters B* **117**(5), 358–364 (1982). [97](#)
- [186] R. Cameron, G. Cantatore, A. Melissinos, G. Ruoso, Y. Semertzidis, H. Halama, D. Lazarus, A. Prodell, F. Nezrick, C. Rizzo, et al., Search for nearly massless, weakly coupled particles by optical techniques, *Physical Review D* **47**(9), 3707 (1993). [97](#)
- [187] F. Bielsa, A. Dupays, M. Fouché, R. Battesti, C. Robilliard, et C. Rizzo, Birefringence of interferential mirrors at normal incidence, *Applied Physics B* **97**(2), 457–463 (2009). [98](#)
- [188] T. W.-Z. Lynn, *Measurement and control of individual quanta in cavity QED*, Thèse de Doctorat, California Institute of Technology, 2003. [98](#)
- [189] M. Lax, W. H. Louisell, et W. B. McKnight, From Maxwell to paraxial wave optics, *Physical Review A* **11**(4), 1365 (1975). [98](#)

- [190] A. Cullen, On the accuracy of the beam-wave theory of the open resonator, *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques* **24**, 534 (1976). [98](#)
- [191] M. Uphoff, M. Brekenfeld, G. Rempe, et S. Ritter, Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic Fabry-Pérot cavities, *New Journal of Physics* **17**(1), 013053 (2015). [98](#), [119](#)
- [192] C. W. Erickson, High order modes in a spherical Fabry-Pérot resonator, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **23**(2), 218–223 (1975). [98](#)
- [193] R. C. Jones, A new calculus for the treatment of optical systems, *Journal of the Optical Society of America* **31**(7), 488–493 (1941). [99](#)
- [194] F. Brandi, F. Della Valle, A. De Riva, P. Micossi, F. Perrone, C. Rizzo, G. Ruoso, et G. Zavattini, Measurement of the phase anisotropy of very high reflectivity interferential mirrors, *Applied Physics B : Lasers and Optics* **65**(3), 351–355 (1997). [100](#)
- [195] R. Gehr, *Cavity based high-fidelity and non-destructive single atom detection on an atom chip*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2011. [104](#)
- [196] R. Gehr, J. Volz, G. Dubois, T. Steinmetz, Y. Colombe, B. L. Lev, R. Long, J. Estève, et J. Reichel, Cavity-based single atom preparation and high-fidelity hyperfine state readout, *Physical review letters* **104**(20), 203602 (2010). [107](#)
- [197] B. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. Von Alvensleben, et A. Tünnermann, Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids, *Applied Physics A* **63**(2), 109–115 (1996). [109](#)
- [198] A. Vogel et V. Venugopalan, Mechanisms of pulsed laser ablation of biological tissues, *Chemical reviews* **103**(2), 577–644 (2003). [109](#)
- [199] L. Radziemski et D. Cremers, A brief history of laser-induced breakdown spectroscopy : From the concept of atoms to LIBS 2012, *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy* **87**, 3–10 (2013). [109](#)
- [200] P.-Y. Meslin, O. Gasnault, O. Forni, S. Schröder, A. Cousin, G. Berger, S. Clegg, J. Lasue, S. Maurice, V. Sautter, et al., Soil diversity and hydration as observed by ChemCam at Gale Crater, Mars, *Science* **341**(6153), 1238670 (2013). [109](#)
- [201] F. Beauville, D. Buskulic, R. Flaminio, F. Marion, A. Masserot, L. Massonnet, B. Mours, F. Moreau, J. Ramonet, E. Tournefier, et al., The VIRGO large mirrors : a challenge for low loss coatings, *Classical and Quantum Gravity* **21**(5), S935 (2004). [111](#)
- [202] H. Bennett et J. Porteus, Relation between surface roughness and specular reflectance at normal incidence, *Journal of the Optical Society of America* **51**(2), 123–129 (1961). [111](#)
- [203] J. M. Bennett, Recent developments in surface roughness characterization, *Measurement Science and Technology* **3**(12), 1119 (1992). [111](#)
- [204] G. Rempe, R. Lalezari, R. Thompson, et H. Kimble, Measurement of ultralow losses in an optical interferometer, *Optics Letters* **17**(5), 363–365 (1992). [112](#)

-
- [205] R. Stöckle, C. Fokas, V. Deckert, R. Zenobi, B. Sick, B. Hecht, et U. P. Wild, High-quality near-field optical probes by tube etching, *Applied Physics Letters* **75**(2), 160–162 (1999). [112](#)
- [206] K. Watanabe, J. Schrauwen, A. Leinse, D. Thourhout, R. Heideman, et R. Baets, Total reflection mirrors fabricated on silica waveguides with focused ion beam, *Electronics letters* **45**(17), 883–884 (2009). [112](#)
- [207] J. Sun, J. Li, R. Maier, D. P. Hand, W. N. MacPherson, M. Miller, J. M. Ritchie, et X. Luo, Fabrication of a side aligned optical fibre interferometer by focused ion beam machining, *Journal of Micromechanics and Microengineering* **23**(10), 105005 (2013). [112](#)
- [208] M. Shaheen, J. Gagnon, et B. Fryer, Femtosecond laser ablation behavior of gold, crystalline silicon, and fused silica : a comparative study, *Laser Physics* **24**(10), 106102 (2014). [112](#)
- [209] R. Kitamura, L. Pilon, et M. Jonasz, Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature, *Applied optics* **46**(33), 8118–8133 (2007). [112](#), [113](#)
- [210] E. Mendez, K. Nowak, H. Baker, F. Villarreal, et D. Hall, Localized CO₂ laser damage repair of fused silica optics, *Applied optics* **45**(21), 5358–5367 (2006). [113](#)
- [211] K. M. Nowak, H. J. Baker, et D. R. Hall, Efficient laser polishing of silica micro-optic components, *Applied optics* **45**(1), 162–171 (2006). [113](#)
- [212] F. Laguarda, N. Lupon, et J. Armengol, Optical glass polishing by controlled laser surface-heat treatment, *Applied optics* **33**(27), 6508–6513 (1994). [113](#)
- [213] U. Paek et A. Weaver, Formation of a spherical lens at optical fiber ends with a CO₂ laser, *Applied optics* **14**(2), 294–298 (1975). [113](#)
- [214] D. Vernooy, A. Furusawa, N. P. Georgiades, V. Ilchenko, et H. Kimble, Cavity QED with high-Q whispering gallery modes, *Physical Review A* **57**(4), R2293 (1998). [113](#)
- [215] D. Armani, T. Kippenberg, S. Spillane, et K. Vahala, Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip, *Nature* **421**(6926), 925–928 (2003). [113](#)
- [216] D. Hunger, C. Deutsch, R. J. Barbour, R. J. Warburton, et J. Reichel, Laser micro-fabrication of concave, low-roughness features in silica, *AIP Advances* **2**(1), 012119 (2012). [113](#), [114](#), [115](#), [116](#)
- [217] A. D. McLachlan et F. P. Meyer, Temperature dependence of the extinction coefficient of fused silica for CO₂ laser wavelengths, *Applied optics* **26**(9), 1728–1731 (1987). [114](#)
- [218] C. Deutsch, High Finesse fiber Fabry-Perot resonators : Production, characterization and applications, Thèse de Master, Ludwig-Maximilians Universität München, 2008. [114](#), [115](#), [116](#), [118](#), [119](#)

- [219] M. D. Feit et A. M. Rubenchik, Mechanisms of CO₂ laser mitigation of laser damage growth in fused silica, in *XXXIV Annual Symposium on Optical Materials for High Power Lasers : Boulder Damage Symposium*, pages 91–102, International Society for Optics and Photonics, 2003. [114](#)
- [220] K. Ott, *En préparation*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2016. [121](#)
- [221] D. Gloge, P. W. Smith, D. Bisbee, et E. L. Chinnock, Optical Fiber End Preparation for Low-Loss Splices, *Bell System Technical Journal* **52**(9), 1579–1588 (1973). [122](#)
- [222] B. Besga, C. Vanepf, J. Reichel, J. Estève, A. Reinhard, J. Miguel-Sánchez, A. Imamoğlu, et T. Volz, Polariton boxes in a tunable fiber cavity, *Physical Review Applied* **3**(1), 014008 (2015). [126](#)
- [223] K. Ott, S. Garcia, R. Kohlhaas, K. Schüppert, P. Rosenbusch, R. Long, et J. Reichel, Millimeter-long Fiber Fabry-Pérot cavities, *En préparation* (2015). [126](#), [131](#), [134](#), [150](#)
- [224] K. Makles, *Nano-membranes à cristal photonique pour l'optomécanique*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2015. [126](#)
- [225] K. Makles, T. Antoni, A. Kuhn, S. Deléglise, T. Briant, P.-F. Cohadon, R. Braive, G. Beaudoin, L. Pinard, C. Michel, et al., 2D photonic-crystal optomechanical nanoresonator, *Optics letters* **40**(2), 174–177 (2015). [126](#)
- [226] A. Kuhn, J. Teissier, L. Neuhaus, S. Zerkani, E. van Brackel, S. Deléglise, T. Briant, P.-F. Cohadon, A. Heidmann, C. Michel, et al., Free-space cavity optomechanics in a cryogenic environment, *Applied Physics Letters* **104**(4), 044102 (2014). [126](#)
- [227] J. Schmit et K. Creath, Extended averaging technique for derivation of error-compensating algorithms in phase-shifting interferometry, *Applied Optics* **34**(19), 3610–3619 (1995). [130](#)
- [228] J. Benedikter, T. Hümmer, M. Mader, B. Schlederer, J. Reichel, T. W. Hänsch, et D. Hunger, Transverse-mode coupling and diffraction loss in tunable Fabry-Pérot microcavities, *New Journal of Physics* **17**(5), 053051 (2015). [133](#), [149](#)
- [229] M. Harlander, M. Brownnutt, W. Hänsel, et R. Blatt, Trapped-ion probing of light-induced charging effects on dielectrics, *New Journal of Physics* **12**(9), 093035 (2010). [134](#)
- [230] Y. Zhao, Y. Wang, H. Gong, J. Shao, et Z. Fan, Annealing effects on structure and laser-induced damage threshold of Ta₂O₅/SiO₂ dielectric mirrors, *Applied surface science* **210**(3), 353–358 (2003). [138](#)
- [231] A. W. Snyder et J. Love, *Optical waveguide theory*, Springer Science & Business Media, 1983. [138](#)
- [232] T. A. Birks, J. C. Knight, et P. S. J. Russell, Endlessly single-mode photonic crystal fiber, *Optics letters* **22**(13), 961–963 (1997). [139](#)
- [233] S. A. Furman et A. Tikhonravov, *Basics of optics of multilayer systems*, Atlantica Séguier Frontières, 1992. [141](#)

-
- [234] G. D. Landry et T. A. Maldonado, Gaussian beam transmission and reflection from a general anisotropic multilayer structure, *Applied optics* **35**(30), 5870–5879 (1996). [141](#)
- [235] D. Kleckner, W. T. Irvine, S. S. Oemrawsingh, et D. Bouwmeester, Diffraction-limited high-finesse optical cavities, *Physical Review A* **81**(4), 043814 (2010). [148](#)
- [236] C. Leboutteiller, *En préparation*, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2015. [152](#), [155](#), [157](#), [165](#)
- [237] V. Dugrain, P. Rosenbusch, et J. Reichel, Alkali vapor pressure modulation on the 100 ms scale in a single-cell vacuum system for cold atom experiments, *Review of Scientific Instruments* **85**(8), 083112 (2014). [154](#), [155](#)
- [238] P. Zorabedian et W. Trutna, Interference-filter-tuned, alignment-stabilized, semiconductor external-cavity laser, *Optics letters* **13**(10), 826–828 (1988). [156](#)
- [239] C. Leboutteiller, Construction d’un laser miniaturisé et stable pour la physique atomique, Thèse de Master, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2012. [157](#)
- [240] J. H. Shirley, Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy, *Optics Letters* **7**(11), 537–539 (1982). [157](#)
- [241] D. McCarron, S. King, et S. Cornish, Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium, *Measurement science and technology* **19**(10), 105601 (2008). [157](#)
- [242] F. Ferri, A steerable optical dipole trap for cold atoms based on an acousto-optical deflector, Thèse de Master, Università degli studi di Milano, 2014. [159](#), [165](#)
- [243] J. Reichel et V. Vuletic, *Atom Chips*, John Wiley & Sons, 2011. [164](#)
- [244] J. R. Moffitt, Y. R. Chemla, S. B. Smith, et C. Bustamante, Recent advances in optical tweezers, *Biochemistry* **77**(1), 205 (2008). [164](#)
- [245] D. Steck, Rubidium 87 D line data, 2001. [167](#), [177](#)
- [246] F. Luna, G. Cavalcanti, L. Coutinho, et A. Trigueiros, A compilation of wavelengths and energy levels for the spectrum of neutral rubidium (RbI), *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **75**(5), 559–587 (2002). [168](#)
- [247] B. Arora, M. Safronova, et C. W. Clark, Magic wavelengths for the $n\ p - n\ s$ transitions in alkali-metal atoms, *Physical Review A* **76**(5), 052509 (2007). [169](#)
- [248] J.-P. Brantut, J.-F. Clément, M. R. de Saint Vincent, G. Varoquaux, R. A. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, et P. Bouyer, Light-shift tomography in an optical-dipole trap for neutral atoms, *Physical Review A* **78**(3), 031401 (2008). [169](#)
- [249] J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji, Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models, *Journal of the Optical Society of America B* **6**(11), 2023–2045 (1989). [170](#)
- [250] R. Taïeb, R. Dum, J. Cirac, P. Marte, et P. Zoller, Cooling and localization of atoms in laser-induced potential wells, *Physical Review A* **49**(6), 4876 (1994). [170](#)

- [251] S. Hamann, D. Haycock, G. Klose, P. Pax, I. Deutsch, et P. Jessen, Resolved-sideband Raman cooling to the ground state of an optical lattice, *Physical Review Letters* **80**(19), 4149 (1998). [171](#)
- [252] M. J. Kastoryano, F. Reiter, et A. S. Sørensen, Dissipative preparation of entanglement in optical cavities, *Physical review letters* **106**(9), 090502 (2011). [174](#)