



HAL
open science

Interface quantique atomes-champ en régime de variables continues

Jean Cviklinski

► **To cite this version:**

Jean Cviklinski. Interface quantique atomes-champ en régime de variables continues. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT: . tel-00315360

HAL Id: tel-00315360

<https://theses.hal.science/tel-00315360>

Submitted on 28 Aug 2008

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.

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE



UNIVERSITE PARIS VI



LABORATOIRE KASTLER BROSSEL

Thèse de doctorat de l'Université Paris VI

Spécialité : Physique Quantique

Présentée par

Jean CVIKLINSKI

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

Sujet de la thèse :

**Interface quantique atomes-champs
en régime de variables continues**

Soutenue le 26 Mai 2008 devant le jury composé de :

M. Jean-Marc FRIGERIO	
M ^{me} Elisabeth GIACOBINO	Directeur de thèse
M. Jean-Louis le GOUET	Rapporteur
M. Gerd LEUCHS	
M. Francesco MARIN	Rapporteur
M. Michel PINARD	Directeur de thèse
M. Jean-François ROCH	

Résumé : Ce travail est consacré à l'étude quantique du couplage du spin collectif d'un ensemble d'atomes avec le champ électromagnétique.

Nous avons généré des états comprimés du champ par interaction non-linéaire en cavité avec un nuage d'atomes froids de césium se comportant comme un milieu Kerr.

Nous montrons ensuite expérimentalement que l'état quantique d'un faisceau lumineux peut être transféré à une cohérence Zeeman de grande durée de vie par transparence induite électromagnétiquement dans une vapeur de césium. Deux quadratures du champ qui ne commutent pas sont stockées simultanément puis relues sans leur ajouter de bruit.

Enfin, deux protocoles sont proposés pour réduire directement les fluctuations quantiques du moment angulaire collectif d'un ensemble d'atomes, soit en exploitant les non-linéarités apparaissant lors d'un piégeage cohérent de population, soit par l'intermédiaire de mesures quantiques non-destructives d'alignement utilisant un couplage linéaire par effet Raman.

Mots clés : fluctuations quantiques, mémoire quantique, réduction du bruit quantique atomique, transparence induite électromagnétiquement, effet Raman, effet Faraday non-linéaire, atomes froids.

Abstract : This work is devoted to the study of the coupling between the electromagnetic field and the collective spin of an atomic ensemble, from a quantum point of view.

We have generated squeezed states of the light by non-linear interaction with cold cesium atoms inside a cavity, behaving as a Kerr medium.

Using Electromagnetically Induced Transparency (EIT) in a Cs vapour, we have then demonstrated experimentally that the quantum state of a light beam can be mapped into the long lived Zeeman coherences of an atomic ground state. Two non-commuting variables carried by light are simultaneously stored and subsequently read-out, with no noise added. We have compared the case where a tunable single sideband is stored independently of the other one to the case where the two symmetrical sidebands are stored using the same EIT transparency window.

Finally, two protocols are proposed to generate directly spin squeezing and light entanglement via non linearities arising near the CPT situations or by Raman-based quantum non-demolition measurements of an atomic-alignment.

Keywords : quantum fluctuations, quantum memory, spin squeezing, electromagnetically induced transparency, Raman process, non-linear Faraday rotation, cold atoms.

Remerciements

Ce travail de thèse a bénéficié du concours et de l'aide de nombreuses personnes, auxquelles j'exprime toute ma gratitude. Je tiens naturellement à exprimer mes remerciements les plus sincères à l'équipe de direction du laboratoire Kastler-Brossel, et en particulier à ses directeurs successifs Franck Laloë et Paul Indelicato. Grâce à eux, j'ai pu bénéficier de très bonnes conditions de travail alors que la tourmente des travaux de désiamantage du campus, entre autres choses, soufflait à l'extérieur. C'est un plaisir de remercier, tout particulièrement, ma directrice de thèse, Elisabeth Giacobino, pour la confiance qu'elle m'a accordée tout au long de cette thèse. Ses conseils, ses encouragements, et son exigence ont été décisifs. J'ai également eu la chance de pouvoir bénéficier des très grandes qualités scientifiques de Michel Pinard. Son aide sur de nombreux points, théoriques comme expérimentaux, a été très importante. Je lui en suis très reconnaissant.

Alberto Bramati a encadré plus particulièrement la partie Oscillateur Paramétrique Optique du projet mémoire quantique de l'équipe, réalisée par Fabrizio Villa, Antonino Chiummo, puis Sydney Burks. Mais il m'a aussi aidé sur plusieurs aspects expérimentaux de l'expérience "atomes", notamment pour les diodes lasers et le fonctionnement du MOT. Je l'en remercie très chaleureusement.

Je remercie également les membres du jury : Jean-Marc Frigerio, Jean-Louis le Gouët, Gerd Leuchs, Francesco Marin et Jean-François Roch pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail, alors qu'ils avaient tous des emplois du temps très chargés en cette période de fin de semestre. Jean-Louis le Gouët et Francesco Marin ont en particulier accepté de rapporter ce manuscrit malgré le peu de temps que je leur ai laissé. J'ai beaucoup apprécié les discussions très constructives avec Jean-Louis le Gouët et son équipe. Amorçées lors des réunion du projet IRCOQ, elles se sont ensuite poursuivies autour des expérience d'EIT en vapeur des deux équipes. Je suis très reconnaissant à Gerd Leuchs de sa relecture particulièrement détaillée d'un manuscrit pourtant écrit entièrement en français, et de ses questions et remarques éclairantes. Je tiens également, à l'occasion de ces remerciements, à exprimer toute ma gratitude à Jean-François Roch pour la formation exceptionnelle reçue à l'ENS de Cachan, dans un climat d'enthousiasme communicatif.

Le travail de recherche réalisé pendant cette thèse s'est accompagné d'une activité d'enseignement à l'Université Pierre et Marie Curie, principalement au sein du module LP209 "Physique en action". Grâce à ses responsables, Jean-Michel Courty et Edouard Kierlik, j'ai découvert de nombreuses techniques pédagogiques nouvelles pour moi. Ils m'ont fait partager leur grande culture scientifique dans un climat d'intelligence et de confiance. Je les en remercie vivement.

Mes pensées vont aussi à ceux qui m'ont précédé sur ce projet, ou qui le poursuivront. Les travaux théoriques particulièrement approfondis d'Aurélien Dantan ont fourni une assise inestimable pour la suite de l'étude des mémoires quantiques et du spin squeezing. Jérémie Ortalo a commencé sa thèse en septembre 2006. Son aide pour la construction de l'expérience de stockage d'impulsions a été très importante. Le sérieux de son travail et sa bonne humeur ont rendu le travail à ses côtés très agréable. Merci aussi à Antonino Chiummo, qui a travaillé sur la partie OPO à 852 nm, pour ses conseils techniques et humains, sa gentillesse, et ses délicieuses sfogliatelles. Je remercie également Sydney Burks, qui travaille actuellement sur l'OPO, grace à qui j'ai une image bien plus positive des Etats-Unis. Julien Laurat, recruté comme maître de conférence en septembre 2007 dans l'équipe d'Optique Quantique s'est beaucoup impliqué dans la suite du projet. Je leur souhaite à tous de très beaux résultats.

J'ai pu bénéficier de l'aide et des conseils de nombreuses personnes du laboratoire. François Nez m'a aidé sur plusieurs points techniques, avec les compétences, la gentillesse et la gratuité qu'on lui connaît. Son attitude sera un exemple. Je remercie également très chaleureusement Nicolas Treps pour les discussions éclairantes sur l'Optique Quantique, notamment sur l'aspect multimode/monomode. Ainsi que pour avoir coordonné le contrat de recherche IRCOQ, qui a permis de financer l'achat d'une partie du matériel utilisé pendant cette thèse.

Je suis très reconnaissant aux membres des services techniques du laboratoire, qui ont toujours fait preuve de beaucoup d'efficacité et de bonne humeur, et dont l'aide a été indispensable : Monique Bonamy et Laeticia Morel, du secrétariat, Pascal Travers, Alain Vogt, Saysavanh Souramasing Oune, Christophe Rafaillac, et Jean-Michel Isac, les mécaniciens aux doigts d'or et Annick Métais pour l'entretien du laboratoire. Merci aussi à Jean-Pierre Okpiz et Brigitte Delamour de l'atelier d'électronique, que nous avons mis à rude épreuve, et à Serge Begon et Corinne Poisson du service informatique, pour le petit miracle des ordinateurs qui marchent toujours.

David Holleville du BNM-SYRTE a accepté de nous transmettre les plans de diodes lasers à cavité étendue ultrastables. Il nous a expliqué avec beaucoup de patience les astuces de montage de ce laser, et je l'en remercie très chaleureusement.

Enfin, merci tous ceux qui ont contribué à ce travail par une idée, un prêt, ou un encouragement, notamment Tristan Briant, Catherine Schwob, Saïda Guellati, Claude Fabre et Antoine Heidmann.

Je garderai un souvenir excellent des déjeuners à Jussieu et des débats animés, sympathiques et stimulants du coin café et du bureau des thésards. Je tiens à remercier chaleureusement pour leur amitié, leur aide et leurs encouragements Charles Leyder, Chiara Molinelli, Giuseppe Patera, Gaelle Keller, Eol, Malo Cadoret, Estefania de

Mirandes, Pier-Nicola Spinicelli, Virginia D'Auria, Irina Pirozhenko, Benoit Chalopin, Olivier Pinel, Jerome Lefrere, Brahime Lamine, Claire, Sylvain Gigan, Vincent Delaubert... Merci à tous !

Enfin, merci à Natacha, mon rayon de Soleil, à ma famille et à mes amis, pour qui ma reconnaissance va bien sûr bien au delà de ce travail de thèse.

Table des matières

1 Réduction des fluctuations quantiques d'un faisceau lumineux par interaction non-linéaire avec un nuage d'atomes froids	11
A Dispositif expérimental	13
B Réduction de bruit	31
C Conclusion	43
2 Stockage d'une impulsion lumineuse dans une vapeur atomique	47
A Mesure des fluctuations de la cohérence Zeeman	52
B Environnement magnétique	62
C Pompage Optique	70
D EIT et effet Raman : transmission en régime stationnaire	78
E Production de bandes latérales uniques dans le domaine optique	89
F Transfert, stockage et restitution d'un état cohérent.	116
G Conclusion	144
3 Réduction des fluctuations du spin collectif d'un ensemble d'atomes par effet Faraday non-linéaire	147
A Piégeage cohérent de population en cavité	148
B Génération de faisceaux intriqués	156
C Réduction des fluctuations atomiques	160
D Conclusion	162
4 Mesure Quantique Non Destructive d'alignements atomiques	165
A Hamiltonien d'interaction	168
B Rappels sur les mesures QND d'orientation atomique	170
C Mesure QND d'alignement atomique	176
D Bruit associé à l'émission spontanée et aspects pratiques	182

E	Conclusion	192
5	Transfert atomes-champ par effet Raman	193
A	Equations d'évolution	194
B	Transfert d'un champ squeeze large bande	197
C	Profil temporel	199
D	Efficacité de stockage	203
E	Conclusion	208
	Annexe	215
A	Quelques données sur le Cesium 133	215
B	Polarisabilités vectorielles et tensorielles, sections efficaces d'absorption	218
C	Relations de commutation des opérateurs tensoriels irréductibles	219
D	Mesures d'alignements : relations d'entrée-sortie à l'ordre 2	222
	Bibliographie	223

Introduction

Plusieurs phénomènes naturels comme le rayonnement du corps noir ou l'effet photoélectrique ne peuvent être expliqués de manière satisfaisante sans faire appel à une description *quantique* de l'interaction lumière-matière. Les caractéristiques de l'effet photoélectrique furent interprétées par A. Einstein comme une manifestation du caractère insécable de petits grains d'énergie dont la lumière serait constituée. Après de nombreuses controverses, la nature quantique du rayonnement électromagnétique fut admise par la majorité des physiciens. Depuis, l'optique quantique a connu un véritable essor et de nombreuses équipes dans le monde contribuent aujourd'hui au développement de ce domaine. Récemment, il a été proposé d'utiliser les propriétés quantiques d'un système physique pour développer de nouveaux protocoles efficaces de communication et de traitement de l'information. L'impossibilité de copier fidèlement l'état quantique d'un système peut par exemple être mise à profit pour transmettre une information cryptée, d'une manière en principe inviolable. Les développements de l'optique quantique ayant permis une meilleure compréhension et une meilleure maîtrise de ces propriétés, ces protocoles ont été implémentés avec succès dans le domaine optique, naturellement adapté à la transmission d'information.

Introduction aux fluctuations quantiques

Dans le domaine de l'optique quantique, on distingue généralement deux régimes s'appuyant sur des techniques de mesure différentes. Il s'agit d'une part du régime de comptage de photons, dans lequel la lumière est mesurée grâce à des photo-multiplieurs ou à des photodiodes à avalanche. Ceux-ci sont assez sensibles pour détecter directement un seul photon. Le résultat de la mesure est du type 0 ou 1. Les propriétés quantiques sont alors déduites de coïncidences entre plusieurs mesures. L'autre régime est celui dit des variables continues, dans lequel la lumière est mesurée avec des photodiodes. Au lieu d'une information du type 0 ou 1, on obtient alors une valeur *continue*, correspondant

au résultat d'une mesure de l'amplitude du faisceau lumineux, par exemple ¹.

Dans le domaine des variables continues, le caractère quantique de la lumière se manifeste par l'intermédiaire de *fluctuations* des valeurs mesurées. Si l'on mesure l'intensité d'un faisceau laser, on observe que la valeur mesurée fluctue au cours du temps, même après avoir supprimé toutes les causes de bruit technique (voir figure 1 (a)). En d'autres termes, on ne mesure pas la même intensité à chaque fois. Cela peut s'interpréter de manière imagée, en disant que les temps d'arrivée des photons sur le détecteur sont incorrélés, un peu comme celui de gouttes de pluie sur une vitre.

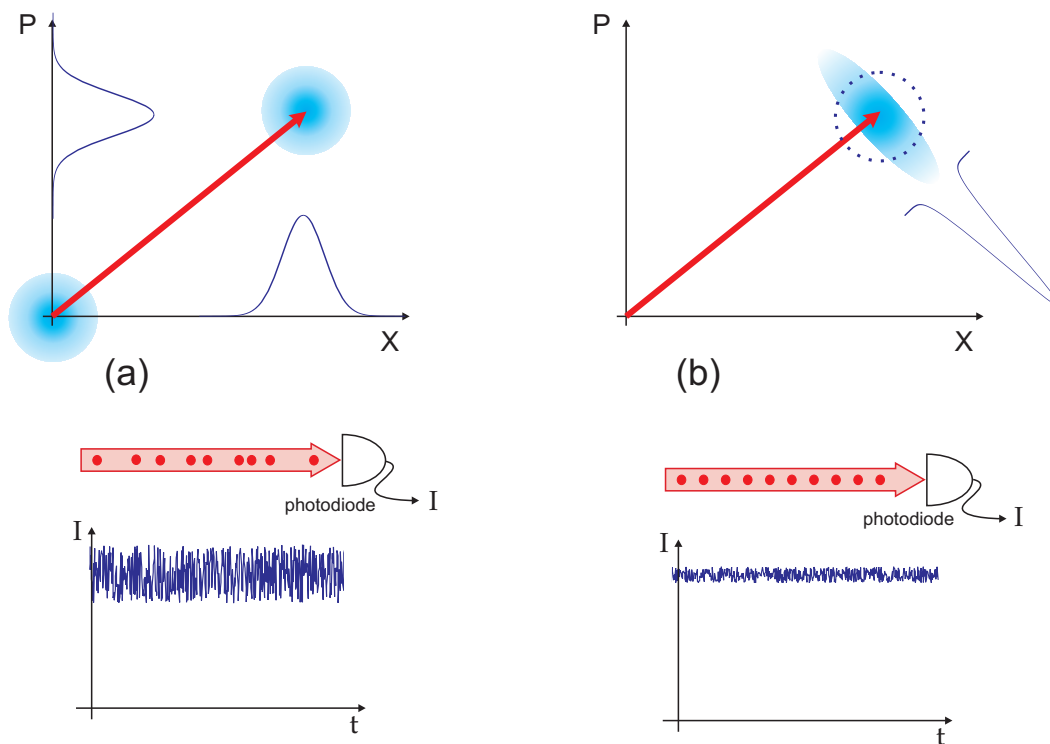


FIG. 1 – (a) : état cohérent du rayonnement dans le repère de Fresnel. On a également représenté le vide, qui est l'état cohérent d'amplitude nulle. (b) : état comprimé en amplitude.

La quantification d'un mode du champ électromagnétique, dont l'évolution est similaire à celle d'un oscillateur harmonique, conduit à introduire deux opérateurs \hat{X} et \hat{P} . Ce sont les équivalents quantiques des quadratures classiques d'amplitude et de phase

¹Ces techniques peuvent être utilisées conjointement pour préparer de manière conditionnelle le champ électromagnétique dans un état ne comportant qu'un quanta d'excitation ou dans un état de type "chaton de Schrödinger", et reconstruire ensuite sa fonction de Wigner à partir de mesures continues [Lvovsky *et al.*, 2001, Ourjoumtsev *et al.*, 2006]

du champ. De même que pour la position et l'impulsion d'une particule matérielle, il n'est pas possible de déterminer à la fois la la valeur de \hat{X} et celle de \hat{P} avec une précision arbitraire :

$$[\hat{X}, \hat{P}] = 2i \quad \implies \quad \Delta^2(\hat{X})\Delta^2(\hat{P}) \geq 1$$

Pour un état cohérent, qui est celui d'un faisceau laser ne présentant pas de bruit technique, les fluctuations du champ sont limitées par la relation d'incertitude d'Heisenberg et sont isotropes dans le diagramme de Fresnel : $\Delta^2(\hat{X}) = \Delta^2(\hat{P}) = 1$. Elles sont représentées par un disque correspondant à une zone d'incertitude, autour de la valeur moyenne du champ. Cela définit ce qu'on appelle le bruit quantique standard, ou shot noise, et rend compte du bruit d'intensité décrit ci-dessus.

Cette zone d'incertitude circulaire peut-être déformée de manière à réduire les fluctuations d'une des quadratures. Du fait de la relation d'incertitude de Heisenberg, les fluctuations de la quadrature conjuguée augmentent alors. On obtient ainsi un état dit *squeezé*, ou comprimé. Si la quadrature d'amplitude est comprimée, le bruit d'intensité du faisceau sera réduit en dessous du bruit quantique standard, comme cela est illustré figure 1. Cette réduction de bruit est interprétée qualitativement comme la conséquence de corrélations entre les temps d'arrivée des photons détectés.

Le premier état comprimé fut produit en 1985 aux Bell Labs, par mélange à quatre ondes dans une vapeur de sodium. De nombreuses réalisations suivirent dans d'autres laboratoires, en utilisant soit des non-linéarités de type $\chi^{(3)}$ (atomes, fibre optique), soit des non-linéarités de type $\chi^{(2)}$ (cristaux), en régime continu comme en régime impulsif. Outre la génération d'états comprimés, ces effets non linéaires permettent de créer des corrélations quantiques entre deux faisceaux différents. Les fluctuations de deux de ces faisceaux "jumaux" sont corrélées, et le bruit de la différence (ou de la somme) de leurs quadratures est comprimé : $\Delta^2(\hat{X}_1 - \hat{X}_2) < 2$, par exemple. Ces états trouvent de nombreuses applications en communication quantique, et permettent, par exemple, de téléporter l'état quantique d'un système.

Comme évoqué dans le préambule, la mise en place de réseaux de communication quantique est une perspective de plus en plus concrète. Dans cette optique, il apparaît nécessaire de pouvoir transférer l'état d'un faisceau lumineux à un système matériel, dans lequel il puisse être stocké fidèlement. Un tel transfert lumière-matière ouvre de plus la voie à la production et à l'étude d'états exotiques de la matière, tout en bénéficiant des outils performants de préparation et de détection déjà développés pour l'optique quantique. Des expériences spectaculaires de lumière ralentie et de lumière arrêtée [Liu *et al.*, 2001, Phillips *et al.*, 2001] ont montré qu'une impulsion lumineuse classique peut être stockée dans le moment angulaire collectif d'un ensemble d'atomes.

Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, les fluctuations quantiques de ce moment angulaire sont tout à fait analogues à celles d'un faisceau lumineux, et il peut donc être utilisé non seulement dans une mémoire classique, mais dans une mémoire quantique.

Fluctuations du moment angulaire d'un ensemble d'atomes

Considérons un ensemble constitué d'un grand nombre N d'atomes de spin $1/2$, préparés dans l'état $|+\rangle_z$. La valeur de la composante J_z du moment angulaire collectif est alors parfaitement déterminée ($\Delta^2 J_z = 0$) et vaut $N/2$. Qu'en est-il des composantes transverses J_y et J_x ?

Les composantes individuelles $j_x^{(i)}$, $j_y^{(i)}$ et $j_z^{(i)}$ de chaque spin (i) satisfont la célèbre relation de commutation $[j_x^{(i)}, j_y^{(i)}] = ij_z^{(i)}$ et il en est de même pour les variables collectives $J_{x,y,z} = \sum_i j_{x,y,z}^{(i)}$. On a donc :

$$[J_x, J_y] = iJ_z = i\frac{N}{2} \implies \Delta J_x \Delta J_y \geq \frac{N}{4}$$

Cette relation d'incertitude est tout à fait analogue à celle liant les fluctuations d'amplitude et de phase d'un mode du champ. Pour un ensemble préparé par pompage optique, il n'y a aucune raison de privilégier la direction x ou y , et

$$\Delta J_x = \Delta J_y = \sqrt{\frac{N}{4}}$$

qui définit le bruit quantique standard atomique. Cet état, baptisé Coherent Spin State dans la littérature, est l'analogie d'un état cohérent du champ pour lequel $\Delta X = \Delta P = 1$.

De même que pour la lumière, il est possible de comprimer ces fluctuations. La réduction des fluctuations d'une des composantes transverses du moment angulaire collectif correspond à l'apparition de corrélations quantiques entre les spins individuels [Kitagawa et Ueda, 1993]. Dans l'expression de la variance de J_x , les termes négatifs $\langle j_x^{(i)} j_x^{(j)} \rangle$ décrivant ces anticorrélations permettent de réduire les fluctuations du spin collectif :

$$\begin{aligned} \langle J_x^2 \rangle &= \sum_i \langle (j_x^{(i)})^2 \rangle + \sum_{i,j \neq i} \langle j_x^{(i)} j_x^{(j)} \rangle \\ &= N/4 + \text{anticorrélations} < N/4 \end{aligned} \quad (1)$$

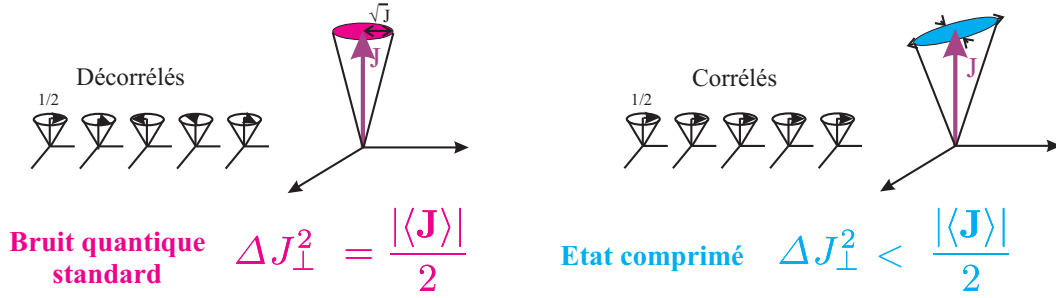


FIG. 2 – (a) Etat cohérent atomique dont le spin moyen est aligné selon z . Les spins individuels sont incorrélés. (b) Etat comprimé atomique. Les corrélations entre les spins individuels permettent de réduire les fluctuations d'une composante transverse du moment angulaire sous le bruit quantique standard.

La notion de spin-squeezing est donc une notion collective : pour chaque atome, $\Delta j_x^2 = 1/4$, tandis que pour l'ensemble $\Delta J_x^2 < N/4$.

Enfin, l'équivalent d'un état de type photon unique correspond à un ensemble atomique auquel on a retranché une excitation délocalisée :

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}}(|\downarrow\uparrow\uparrow\uparrow \dots\rangle + |\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow \dots\rangle + |\uparrow\uparrow\downarrow\uparrow \dots\rangle + \dots)$$

L'analogie avec l'état d'un mode du champ est donc très forte. Le moment angulaire d'un ensemble d'atomes dans leur état *fondamental* présente par ailleurs l'avantage d'une durée de vie élevée. Celle-ci atteint 1 s dans certains magnétomètres atomiques. Les deux schémas d'interaction les plus utilisés pour coupler un état du champ à ces variables atomiques sont présentés dans le paragraphe suivant.

Interaction entre la lumière et le moment angulaire d'un ensemble atomique

Schéma en X Ce protocole d'interaction, schématisé figure 3 (a) met en jeu un ensemble d'atomes à quatre niveaux en X , orientés perpendiculairement à l'axe de propagation du faisceau. Celui-ci est très désaccordé par rapport aux transitions atomiques. La composante J_z du moment angulaire induit une rotation de la polarisation linéaire de la sonde, par effet Faraday, et peut ainsi être mesurée. Le Hamiltonien effectif décrivant cette interaction se met sous la forme $P_y F_z$, où P_y est la quadrature de phase du mode de polarisation perpendiculaire à celui de la sonde, initialement vide. Il traduit le fait qu'une seule des deux quadratures du champ est couplée aux

atomes. Ce type de couplage ne permet donc pas, seul, de transférer un état du champ aux variables atomiques. On peut néanmoins l'utiliser à des fins de stockage, comme cela est détaillé dans l'introduction du chapitre 2. Il permet par contre de sonder directement, avec une grande sensibilité, une des composantes du spin, et cela sans la perturber, puisque $[H, J_z] = 0$. Avant la mesure, le spin est dans un état cohérent, et la valeur de J_z est indéterminée. Une fois la mesure effectuée, la valeur de J_z est par contre bien déterminée : il s'agit du résultat de la mesure. Les atomes sont donc ainsi préparés, de manière conditionnée par la mesure, dans un état squeezé. Ce protocole fut proposé par Kuzmich, Mandel et Bigelow [Kuzmich *et al.*, 1999]. Il est décrit plus en détail au début du chapitre 4. Il a été mis en oeuvre dans les équipes d'H. Mabuschi [Geremia *et al.*, 2004] et d'E. Polzik [Julsgaard *et al.*, 2001] pour générer du "spin squeezing" ou pour intriquer deux ensembles atomiques. Les réductions obtenues valent respectivement 10 et 1.2 dB. Mises à part deux récentes expériences de stockage d'impulsions squeezées [Appel *et al.*, 2007, Honda *et al.*, 2007], il s'agit à notre connaissance des seules expériences dans lesquelles un état de spin squeezé ait été produit.

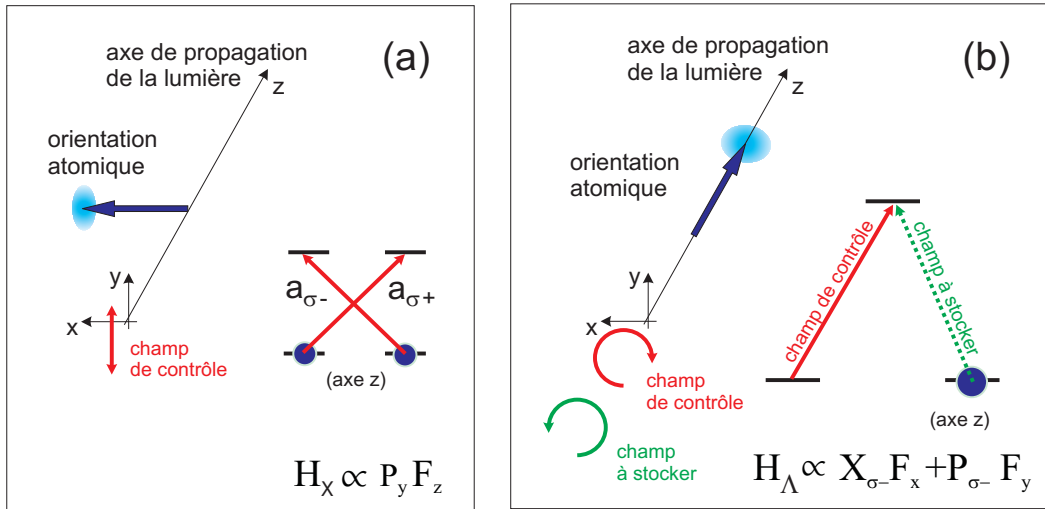


FIG. 3 – (a) Interaction d'un faisceau lumineux avec des atomes à quatre niveaux en X . La composante J_z du moment angulaire est mesurée via la rotation de polarisation qu'elle induit sur la polarisation de la sonde (rotation Faraday). (b) Interaction d'un champ signal à stocker et d'un champ de contrôle avec des atomes à trois niveaux en Λ . Le champ et les atomes *échangent* leurs états. Il s'agit de la configuration utilisée dans les expériences de lumière arrêtée par transparence induite électromagnétiquement.

Schéma en Λ La deuxième configuration, rendue célèbre notamment par les expériences de lumière arrêtée, s'appuie sur un ensemble d'atomes à trois niveaux en Λ , couplés à un champ signal par l'intermédiaire d'un champ de contrôle jouant en quelque sorte le rôle d'interrupteur. Il s'agit de la situation dans laquelle s'observe la transparence induite électromagnétiquement (EIT) et l'effet Raman. Le Hamiltonien effectif se met dans ce cas sous la forme $H = X_{\sigma}F_x + P_{\sigma}F_y$. Les *deux* quadratures du champ sont donc couplées à celles des atomes. L'effet de l'interaction est, pour un couplage assez fort, *d'échanger* l'état du champ avec celui des atomes, dans lesquels il peut être stocké pour une utilisation ultérieure. Il a été établi qu'en théorie ce transfert ne dégrade pas l'état quantique à stocker [Fleischhauer et Lukin, 2000, Dantan et Pinard, 2004], lorsque le nombre d'atomes impliqués est suffisant. En pratique, une partie des photons incidents ne sont pas stockés. L'efficacité de stockage la plus élevée obtenue à ce jour est de 40% [Novikova *et al.*, 2007]² et vaut typiquement 10 à 20 %. Il a été montré expérimentalement que ce schéma d'interaction permet de stocker un photon unique de manière conditionnelle [Chanelière *et al.*, 2005, Eisaman *et al.*, 2005, Chou *et al.*, 2005]. Parallèlement, l'équipe d'optique quantique du laboratoire Kastler-Brossel et un certain nombre d'autres groupes ont lancé une étude des propriétés quantique du stockage par EIT, dans le régime des variables continues. Au sein de l'équipe, ce problème a tout d'abord été abordé de manière théorique [Dantan et Pinard, 2004, Dantan *et al.*, 2005], en partie pendant cette thèse [Dantan *et al.*, 2006b]. Une expérience spécifique a ensuite été montée. Le travail correspondant est présenté dans le chapitre 2.

Nous nous sommes limités ici à la description de schémas d'interaction *linéaires*, dont le but essentiel est le transfert atomes-champ. Il existe également une grande variété de mécanismes d'interaction non-linéaires permettant en principe de réduire les fluctuations atomiques. Une partie des références correspondantes sont commentées au début du chapitre 4. Une fois de tels états produits, il est néanmoins nécessaire, pour pouvoir les mesurer, de les relire optiquement, et donc d'utiliser un des protocoles de transfert décrit ci-dessus.

Pourquoi des ensembles atomiques ? Quelles sont les autres possibilités offertes pour stocker l'état quantique d'une impulsion lumineuse ? On pourrait tout d'abord penser utiliser une fibre optique, pour retarder une impulsion lumineuse. Mais cette méthode n'est pas très satisfaisante car elle ne permet pas de relire l'état stocké à la demande, après un délai *réglable*.³ Une autre solution ne souffrant pas de cette limi-

²il s'agit du rapport entre l'énergie de l'impulsion restituée et celle de l'impulsion initiale.

³Cette propriété est requise pour qu'une mémoire quantique puisse être utilisée pour réaliser des répéteurs quantiques basés sur le protocole DLCZ [Duan *et al.*, 2001], dont le but est d'ailleurs de

tation consiste à utiliser une cavité pouvant être ouverte à la demande, comme dans certains lasers Q-switchés. Mais les pertes induites par des dispositifs de Q-switch rapides, de l'ordre de quelques % par tour de cavité, sont dissuasives. Il serait possible en principe de transférer l'état du champ à l'état vibrationnel d'un ion unique piégé et refroidi. Cela offrirait de plus la possibilité d'un traitement quantique de l'information stockée. Une telle expérience présente de très grandes difficultés techniques que l'utilisation d'ensembles d'atomes très nombreux permet d'éviter. Le premier avantage d'un couplage des variables *collectives* atomiques à celles du champ réside dans la force de l'interaction, qui est proportionnelle au nombre d'atomes. Par exemple, avec une cavité courante de finesse 60 et quelques millions d'atomes, le paramètre de coopérativité, qui décrit la force du couplage, atteint environ 100. Lors de l'interaction avec un atome ou un ion unique, il faut une cavité de finesse $\sim 10^5$ et une forte focalisation pour parvenir à la même valeur. Un autre avantage des ensembles d'atomes est leur robustesse. L'état étant partagé entre de nombreuses particules, la perte d'une d'entre elles n'a que peu d'incidence.

Organisation de la thèse

Depuis la thèse de Laurent Hilico [Hilico, 1992], l'équipe d'optique quantique du laboratoire Kastler Brossel réalise des expériences d'optique quantique avec des atomes froids. Ceux-ci ont d'abord été utilisés pour générer des états comprimés du champ grâce à leurs propriétés non-linéaires de type Kerr. L'équipe s'est ensuite tournée vers l'étude des fluctuations quantiques atomiques et de leur modification par la lumière. Une étude théorique de ces phénomènes a été réalisée pendant la thèse de Laurent Vernac [Vernac, 2001] et poursuivie pendant celle d'Aurélien Dantan [Dantan, 2005].

L'objectif principal de cette thèse consistait à amorcer une étude expérimentale du bruit quantique atomique.

Dans la continuité des expériences réalisées pendant la thèse de Vincent Josse [Josse, 2003], les premières mesures de bruit atomique ont été réalisées dans le piège magnéto-optique de l'équipe. Elles ont permis de déterminer les conditions nécessaires à la réalisation d'une mémoire quantique atomique et les modifications à apporter à l'expérience. Le dispositif expérimental utilisé et le résultat de ces mesures sont présentés au chapitre 1.

La construction d'une nouvelle expérience nous a ensuite permis de montrer expérimentalement que l'état quantique d'un faisceau lumineux peut être transféré à une

vaincre la barrière que constitue l'absorption dans les fibres.

cohérence Zeeman de grande durée de vie [Cviklinski *et al.*, 2007b]. Ce transfert a été réalisé en utilisant des effets de transparence induite électromagnétiquement (EIT) dans une vapeur de césium. Deux quadratures du champ qui ne commutent pas ont été stockées simultanément puis relues sans leur ajouter de bruit. Cette expérience est décrite dans le chapitre 2.

Des travaux théoriques liées à ces expériences ont été menées parallèlement.

Nous avons proposé un protocole d'interaction non-linéaire entre un ensemble d'atomes à trois niveaux en Λ et deux faisceaux pour comprimer les fluctuations atomiques et intriquer deux modes du champ [Dantan *et al.*, 2006a]. L'étude de cette configuration fait l'objet du chapitre 3. Elle est proche de celle de l'expérience d'interaction non linéaire avec des atomes froids en cavité.

Le chapitre 4 est consacré à l'étude d'un schéma d'interaction permettant de coupler l'état d'un alignement atomique à celui d'une faisceau lumineux sans le perturber [Cviklinski *et al.*, 2007a]. Une mesure du faisceau lumineux permet alors de comprimer de manière conditionnelle les fluctuations d'une composante de l'alignement. L'interaction a lieu dans ce cas en simple passage, dans une situation proche des expériences de stockage décrites dans le chapitre 2.

Enfin, une étude du stockage d'impulsions lumineuses par effet Raman est amorcée au chapitre 5. Plusieurs différences avec le transfert par EIT ont été mises en évidence.

Réduction des fluctuations quantiques d'un faisceau lumineux par interaction non-linéaire avec un nuage d'atomes froids

Sommaire

A	Dispositif expérimental	13
A.1	Le laser à Titane:Saphir	13
A.2	Le piège magnéto-optique	18
B	Réduction de bruit	31
B.1	Réduction de bruit par effet Kerr	32
B.2	La cavité d'interaction	34
B.3	Production d'états comprimés	37
B.4	Fluctuations du spin ; excès de bruit	39
C	Conclusion	43

L'étude de l'interaction d'un ensemble d'atomes froids avec un faisceau lumineux résonnant dans une cavité optique a débuté dans l'équipe pendant la thèse de Laurent Hilico [Hilico, 1992]. En écartant légèrement la fréquence du laser d'une transition atomique, il est possible de bénéficier de fortes non-linéarités liées à la saturation de la transition, tout en s'affranchissant des pertes associées à l'émission spontanée. Dans ces conditions, l'interaction de la lumière avec les atomes permet de générer des états non-classiques du champ. Une réduction des fluctuations quantiques d'un mode du

champ par cette méthode a été observée pour la première fois pendant la thèse d'As-
trid Lambrecht [Lambrecht, 1995]. Le faisceau, polarisé *circulairement*, interagissait
avec des atomes pouvant être considérés comme des atomes à deux niveaux. Une ré-
duction du bruit quantique sur deux modes du champ a ensuite été observée pendant
la thèse de Laurent Vernac en injectant un faisceau de polarisation *linéaire* dans la
cavité [Vernac, 2001]. Dans ce cas, la structure Zeeman des niveaux atomiques doit
être prise en compte, et des phénomènes complexes de pompage optique en cavité ap-
paraissent (basculer de polarisation). Ces expériences ont été poursuivies et étudiées en
détail par Vincent Josse au cours de sa thèse [Josse, 2003].

Ces expériences étaient consacrées à l'étude des fluctuations quantiques de la lu-
mière. Les observables atomiques présentent elles aussi d'intéressantes fluctuations
quantiques intrinsèques. Les fluctuations du moment angulaire d'un ensemble d'atomes
de spin $1/2$, par exemple, sont presque analogues aux fluctuations de polarisation d'un
faisceau lumineux. L'étude du bruit quantique atomique a été lancée dans l'équipe lors
de la thèse de Laurent Vernac. Ces travaux théoriques ont été poursuivis, de manière
particulièrement exhaustive, par Aurélien Dantan [Dantan, 2005]. Plusieurs protocoles
sont proposés dans sa thèse pour réduire les fluctuations atomiques en dessous du bruit
quantique standard. Il se répartissent en deux classes : ceux basés sur un couplage
non-linéaire atomes-champ, et ceux utilisant le transfert linéaire d'un état squeezé du
champ aux variables atomiques. L'intérêt de ces derniers va au delà du spin squeezing,
et ils peuvent en principe être utilisés pour réaliser des mémoires quantiques pour la
lumière.

L'objectif principal de ma thèse consistait à amorcer une étude expérimentale du
bruit quantique atomique. L'approche choisie par l'équipe s'appuyait sur le dispositif
expérimental existant alors. Celui-ci permettait de produire *in situ* des états squeezés
du champ, à une longueur d'onde correspondant à des transitions atomiques. Ce champ
squezé étant couplé aux variables atomiques, il était donc possible que le moment an-
gulaire des atomes soit squeezé lui aussi, ou, du moins, que les fluctuations du champ
se reflètent partiellement sur celles du spin. Il s'agissait, en quelque sorte, d'étudier
une mémoire quantique en régime continu. En début de thèse, j'ai donc remis en fonc-
tion l'expérience de squeezing avec l'objectif de sonder, dans cette configuration, les
fluctuations du moment angulaire des atomes.

La remise en route de l'expérience fut compliquée par le déménagement du labora-
toire en septembre 2004. Elle fut remontée avec un certain nombre d'améliorations, de
manière à ce que l'essentiel de la puissance délivrée par le laser à Ti:Sa, qui servait alors
à piéger les atomes, puisse être utilisée pour développer un doubleur de fréquence. Un
ensemble de diodes laser fut monté pour fournir les faisceaux nécessaires au piégeage

des atomes. La première partie de ce chapitre est consacrée à la description du dispositif expérimental, tel que nous l'avons remonté. Le montage des diodes laser et le fonctionnement du piège magnéto-optique en configuration de piège "sombre" y sont détaillés. Les mesures réalisées avec ce dispositif sont décrites dans une deuxième partie.

A Dispositif expérimental

Nous décrivons dans cette partie les principaux éléments du dispositif expérimental permettant de produire des faisceaux squeezés par interaction avec des atomes froids. Il est constitué d'un laser à Ti:Sa stabilisé en fréquence, d'un ensemble de diodes laser asservies sur des transitions atomiques, d'un piège magnéto-optique, et d'une cavité d'interaction. Une partie de ces éléments ont été réutilisés pour l'expérience de stockage d'une impulsion lumineuse dans une vapeur atomique, décrite dans le chapitre suivant.

A.1 Le laser à Titane:Saphir

Le laser à Ti:Sa que nous utilisons, schématisé figure 1.1 a été construit par L. Hilico pendant sa thèse, selon un modèle mis au point par F. Biraben. La largeur de la courbe de gain du Ti:Sa permet de faire fonctionner le laser entre 750 et 900 nm environ. Il délivre un faisceau laser dont la fréquence est accordable sans sauts de mode sur quelques GHz. Une fois sa fréquence d'émission stabilisée grâce à une cavité externe, ses fluctuations de fréquence ont une largeur inférieure à 50 kHz¹. Ces caractéristiques en font un laser bien adapté à l'interaction avec des atomes de césium (les raies D_1 et D_2 ont une largeur naturelle d'environ 5 MHz et correspondent à des longueurs d'onde de 894 et 852 nm). Ce laser délivre une puissance d'environ 1 W lorsqu'il est pompé par un laser de puissance 10 W et de longueur d'onde 532 nm. Cette puissance assez importante a permis de lancer le développement d'un Amplificateur Paramétrique Optique à 852 nm, destiné à produire des états comprimés pour l'interaction atomes-champ. Ce travail a été effectué par d'autres membres de l'équipe et n'est pas présenté ici. Les propriétés de bruit de ce laser sont bien adaptées aux expériences d'optique quantique. Pour un faisceau de 8 mW prélevé sur le faisceau principal, les fluctuations d'intensité et de phase sont limitées au bruit de photon, dès que la fréquence d'analyse est supérieure à 1,2 MHz (C.f. figure 2.41). Cela n'est pas le cas pour les faisceaux produits par exemple par des diodes laser, qui présentent un excès de bruit de phase

¹Elle peut être réduite à quelques kHz, par exemple en utilisant un modulateur électro-optique placé dans la cavité, ce qui permet d'obtenir une bande passante de contre-réaction plus grande qu'avec les cales piézo-électriques seules.

d'environ 40 dB au dessus du bruit de photon. Ce laser est décrit en détail dans d'autres thèses du laboratoire, et nous nous limitons à une description assez succincte.

La cavité laser

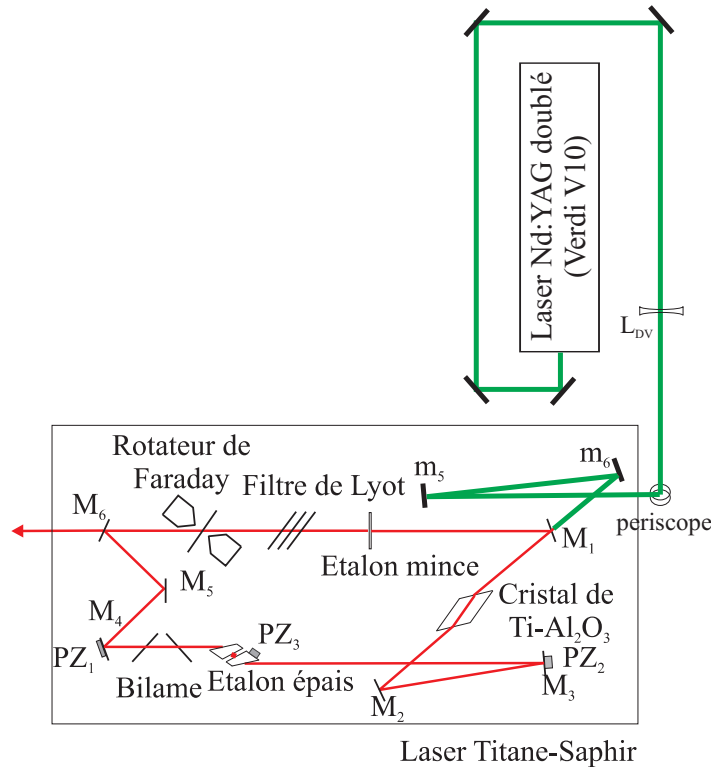


FIG. 1.1 – Cavité en anneau du laser à Titane :Saphir pompé par un laser à Nd :YAG doublé.

Le cristal de Ti:Sa est pompé par un laser à Nd:YAG doublé (modèle Verdi V10 Coherent). Sa puissance est de 10 W et sa longueur d'onde vaut 532 nm. Le miroir concave m_6 , de focale 150, permet de focaliser le laser de pompe dans le cristal. Afin d'obtenir un faisceau suffisamment petit après focalisation, une lentille divergente de focale -1000 est placée environ 70 cm avant le miroir m_6 , ce qui permet d'augmenter le diamètre du faisceau de pompe au niveau du miroir de focalisation. Un périscope permet de transformer la polarisation linéaire verticale du laser de pompe en une polarisation linéaire horizontale, ce qui limite les pertes à l'entrée dans le cristal, placé à l'incidence de Brewster.

La cavité a une longueur de 1,6 m, ce qui correspond à un intervalle spectral libre (ISL) de 170 MHz. Étant donnée la largeur de la courbe de gain, plusieurs filtres

doivent être placés dans la cavité pour sélectionner la fréquence du laser. Un filtre de Lyot permet tout d'abord de sélectionner la longueur d'onde moyenne d'émission. Deux étalons Fabry-Pérot permettent ensuite de rendre le fonctionnement monomode : un étalon "mince" composé d'une lame en silice non traitée, d'épaisseur 0.7 mm, d'ISL 150 GHz, et un étalon "épais" formé par deux prismes placés face à face, d'ISL 20 GHz. Un des prismes est monté sur une cale piézo-électrique (PZ_3), ce qui permet d'ajuster la fréquence de résonance de ce filtre. Pour changer continuellement la fréquence du laser, on fait varier la longueur de la cavité, soit en utilisant la cale piézo-électrique PZ_1 sur laquelle est montée le miroir M_4 , soit, pour de plus grandes excursions, à l'aide du bilame. Afin d'éviter que le laser ne saute de mode, la fréquence de résonance de l'étalon épais est asservie sur celle du laser, selon un principe décrit dans la section suivante.

Pour garantir un fonctionnement unidirectionnel stable du laser, il faut introduire de pertes pour le sens de propagation indirect. Pour cela, un rotateur de Faraday est introduit dans la cavité. Il s'agit d'une lame de verre de forte constante de Verdet placée dans l'entrefer d'un aimant. Il fait tourner la polarisation toujours dans le même sens quel que soit le sens de propagation de la lumière. La rotation de la polarisation introduite par cet élément est compensée (dans le sens de propagation privilégié) ou augmentée (dans le sens opposé) par un système de trois miroirs non coplanaires (M_4 , M_5 , M_6) : pour un des sens de propagation, la polarisation reste horizontale sur un tour alors que pour le sens de propagation opposé, le champ possède une composante verticale. Tous les éléments placés dans la cavité sont à l'incidence de Brewster, et les pertes sont plus importantes pour une polarisation verticale qu'horizontale. Cela permet, au final, de favoriser le sens de propagation direct pour la lumière.

Stabilisation de la fréquence du laser

Sans stabilisation, le laser a une largeur de raie d'environ un mégahertz, qui est un peu trop grande par rapport à la largeur naturelle des transitions, égale à 5 MHz. Sa fréquence moyenne dérive lentement, notamment à cause des variations de la température ambiante. Il est donc nécessaire de réduire ces fluctuations de fréquence, et d'asservir la fréquence moyenne du laser. Pour cela, nous utilisons une cavité Fabry-Pérot externe stable, dont la fréquence moyenne de résonance est elle-même fixée grâce à un dispositif d'absorption saturée.

Pour pouvoir ajuster la fréquence du laser, il faut tout d'abord pouvoir la balayer sans saut de mode. Pour cela, il faut asservir la fréquence de résonance de l'étalon épais sur celle du laser. A cette fin, la longueur de l'étalon est légèrement modulée,

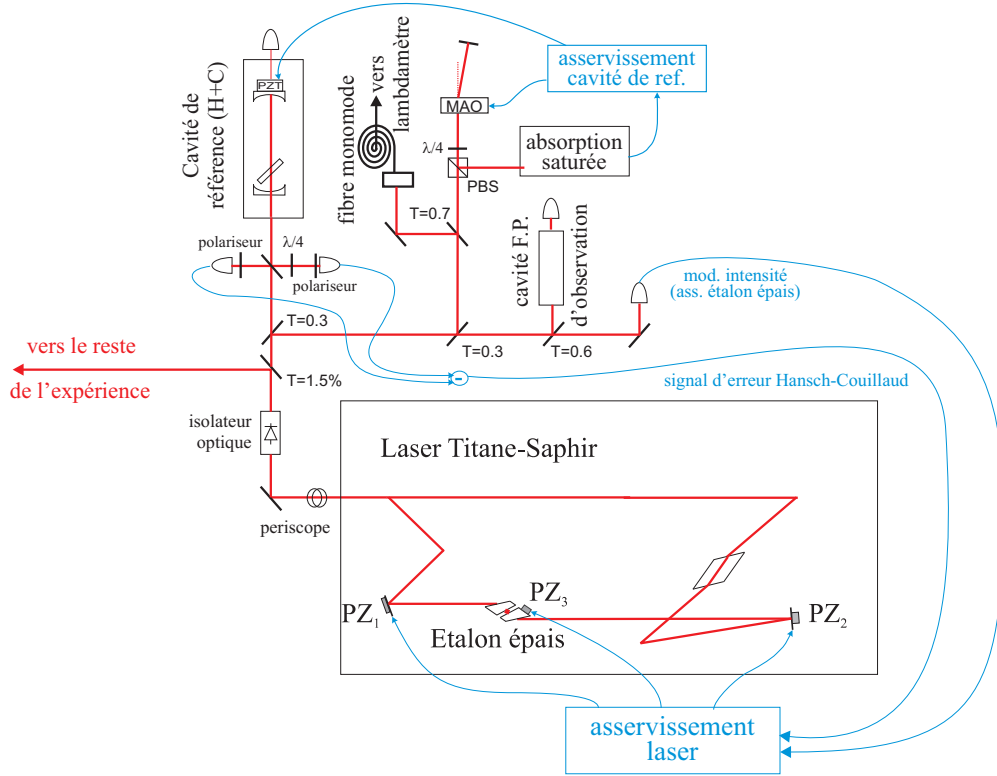


FIG. 1.2 – Stabilisation de la fréquence du laser grâce à une cavité de référence, et asservissement de la fréquence de résonance de cette cavité sur une transition atomique.

à une fréquence de 1 kHz. Cela induit une modulation de la puissance en sortie du laser, d'autant plus grande que l'on s'éloigne du sommet, plat, du pic de résonance de l'étalon. Cette amplitude de modulation est mesurée avec une détection synchrone. Ce signal d'erreur, après filtrage par un intégrateur pur, est utilisé pour piloter la cale PZ_3 de l'étalon.

La longueur de la cavité laser est ensuite stabilisée en utilisant une cavité Fabry-Pérot externe comme référence de fréquence. Elle est constituée d'un simple barreau d'Invar et est beaucoup plus stable que celle du laser. Il s'agit d'une cavité confocale d'ISL 375 MHz et de finesse 60. Le signal d'erreur correspondant à l'écart entre la fréquence du laser et la fréquence de résonance de la cavité est obtenu par la méthode dite de "Hänsch-Couillaud" [Hansch et Couillaud, 1980]. La cavité est rendue biréfringente en y introduisant une lame de silice à l'incidence de Brewster. Un faisceau polarisé linéairement dans la plan d'incidence de la lame résonne sans perte dans la cavité, et subi notamment un déphasage de $-\pi/2$ à $\pi/2$ lors d'un passage d'un côté à l'autre de la résonance. Pour un faisceau polarisé perpendiculairement au plan d'incidence de la

lame, la finesse de la cavité est très faible à cause des pertes par réflexion sur la lame, et il est réfléchi presque sans modification par la cavité². Du fait de cette différence de déphasage subie par ces deux composantes orthogonales, un faisceau incident dont la polarisation, linéaire, fait un angle avec le plan d'incidence de la lame verra sa polarisation devenir elliptique après réflexion sur la cavité. Cette ellipticité s'annule puis s'inverse lors du passage de la résonance, et peut donc être utilisée pour mesurer l'écart de fréquence entre le laser et la fréquence de résonance de la cavité. En pratique, une fraction du laser (3 mW) est prélevée à l'aide de lames séparatrices, puis couplée dans cette cavité avec une efficacité de 99.5%. Sa polarisation initiale fait un angle de 15 degrés avec le plan d'incidence de la lame. Son ellipticité après réflexion est mesurée avec un analyseur circulaire constitué d'une lame quart d'onde et d'un polariseur.

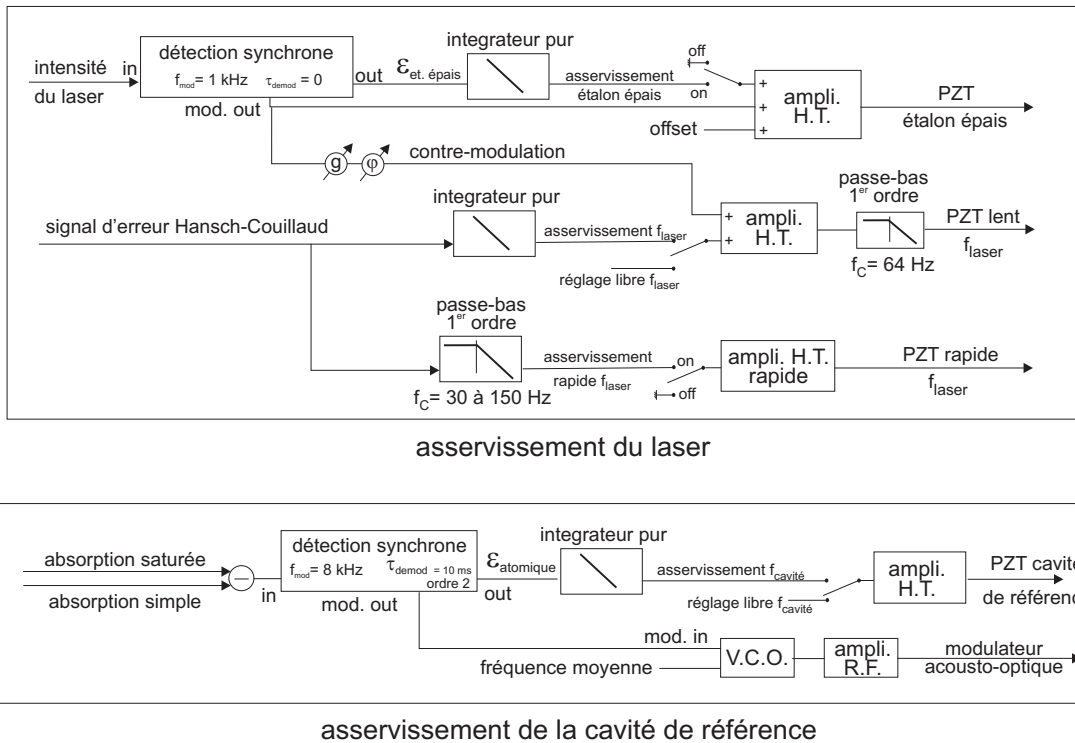


FIG. 1.3 – Schéma de principe du dispositif électronique utilisé pour asservir la fréquence du laser. Les intégrateurs purs sont mis à zéro quand les boucles sont ouvertes.

Le signal d'erreur ainsi obtenu est ensuite utilisé pour contre-réagir sur la longueur de la cavité laser. Les fluctuations à basse fréquence sont corrigées avec la "grosse cale" PZ_1 après avoir été filtrées par un intégrateur pur et un filtre passe-bas du premier

²Au coefficient de réflexion du miroir de couplage près.

ordre de fréquence de coupure à -3 dB égale à 64 Hz (il est constitué de la résistance de sortie de l'amplificateur haute tension, choisie égale à 86 k Ω , et de la capacité de la cale piézo-électrique, égale à 29 nF). La fréquence d'oscillation propre de cette boucle vaut 1 kHz. Les composantes à plus hautes fréquences sont corrigées avec une petite cale PZ_2 , après avoir été filtrées par un filtre passe-bas du premier ordre de fréquence de coupure à -3 dB réglable entre 30 et 150 Hz. La fréquence d'oscillation propre de cette boucle vaut 6 kHz. Nous avons vu que pour asservir la fréquence de l'étalon épais on module sa longueur. Il en résulte une petite modulation supplémentaire de la longueur de la cavité laser et donc de sa fréquence. Celle-ci est corrigée en appliquant la même modulation, correctement amplifiée et déphasée, à la cale PZ_1 . Enfin, il faut prendre soin de réduire le débit d'eau de refroidissement du cristal à un mince filet, et de régler le flux d'air permettant de maintenir le laser propre au minimum requis. Dans ces conditions, les fluctuations de fréquence du laser ont une largeur de 500 kHz crête à crête si la boucle rapide n'est pas fermée, et 50 kHz si elle est fermée (valeur rms dans une bande passante de 0.5 Hz à 5 kHz : 30 kHz).

Il faut ensuite fixer la fréquence de résonance de la cavité de référence par rapport à l'une des résonances atomiques de la raie D_2 . Ces résonances sont observées par absorption saturée dans une cellule de césium. La fréquence du laser est préalablement décalée en utilisant un (ou deux) modulateur acousto-optique en double passage. Cela permet d'ajuster librement la fréquence du faisceau principal par rapport aux résonances atomiques, et ce sans introduire de modulateur sur son trajet³. La fréquence de décalage du modulateur acousto-optique est elle-même légèrement modulée, à une fréquence de 8 kHz. L'intensité transmise par le dispositif d'absorption saturée est donc elle aussi modulée, avec une amplitude d'autant plus grande que l'on s'éloigne du sommet (plat) d'un des pics d'absorption saturée. Cette amplitude de modulation est mesurée avec une détection synchrone, ce qui permet finalement d'obtenir un signal d'erreur proportionnel à l'écart entre la fréquence du laser et celle d'une des transitions de la raie D_2 . Un exemple d'un tel signal d'erreur est présenté figure 1.7. Après filtrage par un intégrateur pur, il est utilisé pour contre-réagir sur la longueur de la cavité de référence, et donc sur la fréquence moyenne du laser.

A.2 Le piège magnéto-optique

A température ambiante, l'élargissement Doppler des transitions atomiques est plus important que l'écart entre sous niveaux-hyperfins (voir par exemple le spectre d'absorption 1.6). L'utilisation d'atomes piégés et refroidis dans un piège magnéto-optique

³Ce qui diminuerait la puissance disponible et introduirait du bruit supplémentaire.

(MOT) permet de s'en affranchir et de n'interagir qu'avec une des transitions atomiques.

Principe

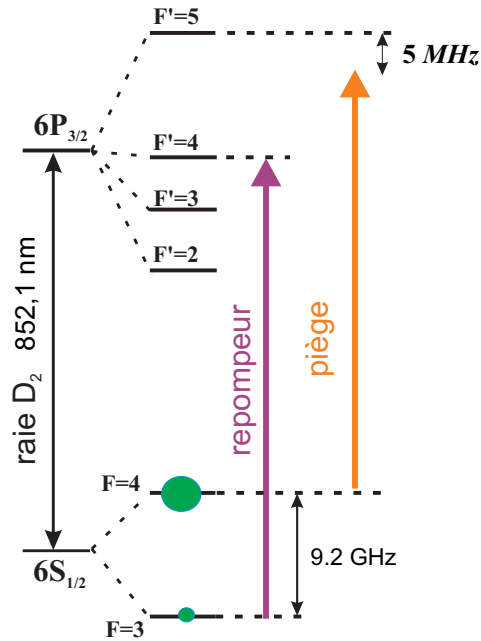


FIG. 1.4 – Structure hyperfine de la raie D_2 du césium, et fréquences des lasers utilisés pour capturer les atomes.

Un piège magnéto-optique permet de refroidir et de piéger des atomes grâce à l'utilisation combinée de faisceaux quasi-résonants et d'un champ magnétique inhomogène. Les faisceaux sont légèrement décalés dans le rouge de la transition fermée $6S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6P_{1/2}F' = 5$. Un atome animé d'une vitesse opposée à celle du faisceau voit la fréquence de ce dernier décalée vers le bleu, et donc plus proche de résonance. Il absorbe alors des photons du faisceau, ré-émis ensuite dans une direction aléatoire. Ces chocs réduisent son impulsion jusqu'à ce que le décalage Doppler associé à sa petite vitesse résiduelle ne soit plus suffisant pour rapprocher la fréquence du laser de celle de la transition atomique. Nous avons choisi un désaccord d'une largeur naturelle, soit 5 MHz (voir figure 1.4) ⁴. Trois couples de faisceaux contrapropageants sont utilisés. L'un d'eux se propage verticalement et les deux autres horizontalement (*C.f.* : figure 1.8).

⁴ En pratique, dans un MOT, il peut être choisi entre une et quelques largeurs sans que cela ne modifie trop fortement les caractéristiques du piège [Grison, 1992].

Une force de rappel doit être ajoutée à cette force de friction. Celle-ci est créée par l'action combinée des faisceaux de piégeage et d'un gradient de champ magnétique. Les faisceaux pièges sont polarisés circulairement, et les faisceaux contra-propageants ont des polarisation orthogonales, $\sigma+$ et $\sigma-$. Le décalage, par le champ magnétique, des sous-niveaux Zeeman du niveau excité fait que l'une des ondes ($\sigma+$ ou $\sigma-$, selon le sens du champ magnétique) va se rapprocher de résonance, et l'autre s'en éloigner. La différence de pression de radiation qui en résulte pousse alors l'atome, et le rapproche du point où le champ magnétique est nul (à condition que le gradient de champ magnétique soit dans le bon sens par rapport au couple de faisceaux $\sigma+$, $\sigma-$). Le gradient de champ magnétique est produit par deux bobines parcourues par des courants de sens opposés. Dans ces expériences, le gradient de champ magnétique vaut 11 Gauss/cm dans la direction verticale et la moitié dans les directions horizontales.

Le désaccord entre le laser de piégeage et la transition $6S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6P_{1/2}F' = 4$ est très grand par rapport à la largeur naturelle des transitions. Les atomes peuvent cependant être portés dans le niveau excité $F' = 4$ (avec un taux de pompage faible) et se désexciter ensuite dans le niveau $6S_{1/2}F = 3$. Ce mécanisme vide le niveau $F = 4$ dans le niveau $F = 3$. Dans ce dernier, les atomes n'interagissent plus avec les faisceaux pièges. Pour que le MOT fonctionne, il faut donc superposer aux faisceaux pièges un "repompeur", par exemple résonnant avec la transition $6S_{1/2}F = 3 \rightarrow 6P_{1/2}F' = 4$, pour repeupler le niveau $F = 4$.

Enfin, les collisions avec un gaz résiduel de trop forte pression détruiraient le nuage d'atomes froids. La capture des atomes a donc lieu dans une enceinte sous vide. Celui-ci, correspondant à une pression inférieure à 10^{-9} Torr, est maintenu par une pompe ionique. Les atomes sont capturés à partir de la vapeur de césium résiduelle présente dans l'enceinte.

Faisceaux de piégeage

Avant le déménagement du laboratoire, la puissance délivrée par le laser à Ti :Sa était utilisée à la fois pour l'interaction en cavité avec les atomes, et, après avoir décalé sa fréquence, pour le piégeage proprement dit. Au début de ma thèse, la construction d'un doubleur de fréquence $852 \rightarrow 426$ nm a été lancée par F. Villa. La puissance produite par le laser était presque entièrement utilisée pour faire fonctionner ce doubleur. Il a donc été nécessaire de monter un ensemble de diodes laser pour le piégeage des atomes.

Trois diodes laser ont été montées : une pour les faisceaux de piégeage, une servant de repompeur, et une troisième utilisée comme faisceau annexe (dépompeur, sonde, etc...).

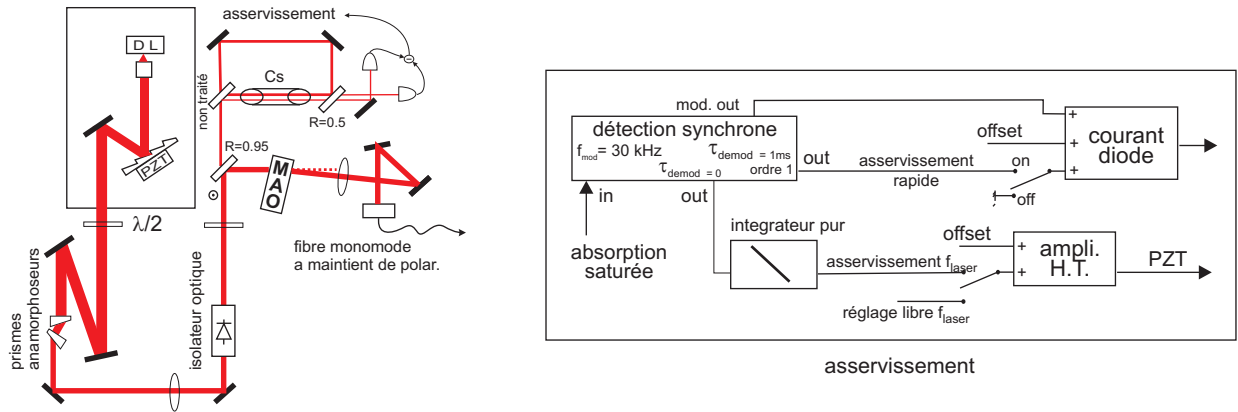


FIG. 1.5 – Schéma du montage d'une des trois diodes laser servant pour le piégeage des atomes. L'ellipticité du profil du faisceau est corrigée par deux prismes anamorphoseurs (rapport d'anamorphose : 3). Un isolateur optique évite que les rétro-réflexions, particulièrement fortes dans le cas d'un MOT, ne déstabilisent le fonctionnement du laser. Une petite partie du faisceau (2 mW) est prélevée pour asservir sa fréquence par absorption saturée. Un modulateur acousto-optique permet de couper rapidement le faisceau et de décaler sa fréquence de manière appropriée par rapport aux fréquences de résonance atomique. Le faisceau principal est finalement couplé dans une fibre monomode à maintien de polarisation, qui permet de filtrer le mode transverse du faisceau et de fixer de manière très stable sa direction en sortie de la fibre.

Il s'agit de diodes SDL-5522-H1 lasant à 852 nm et supportant un courant maximal de 150 mA. Afin de réduire la largeur de leur raie, elles sont montées en cavité étendue de type Littrow (*C.f.* : figure 1.5). Le réseau (modèle Jobin-Yvon 52024630) comporte 1200 traits/mm. Il est blazé dans l'ordre 1 et diffracte 24 % de la puissance incidente dans cet ordre.

La fréquence d'émission dépend conjointement de la température de la diode, du courant d'alimentation, de l'orientation du réseau, et de la longueur de la cavité. Celle-ci peut être modifiée en utilisant le tube piézo-électrique sur lequel est monté le réseau. Un fonctionnement monomode accordable est obtenu jusqu'à des courants d'alimentation compris entre 100 et 120 mA. Au delà, le gain est tel que le fonctionnement devient multimode. La puissance de sortie maximale, pour un fonctionnement monomode, vaut environ 40 mW. Cette puissance est assez modeste par rapport à celles utilisées habituellement pour piéger des atomes dans un MOT (typiquement 100 mW disponibles au niveau du MOT). Elle est en revanche supérieure aux puissances de piégeage utilisées pendant la thèse de Vincent Josse (1 à 10 mW) pour produire des faisceaux intriqués par interaction non linéaire avec un nuage d'atomes froids. Cela explique le choix fait

par l'équipe de n'utiliser qu'une seule diode pour le piégeage.

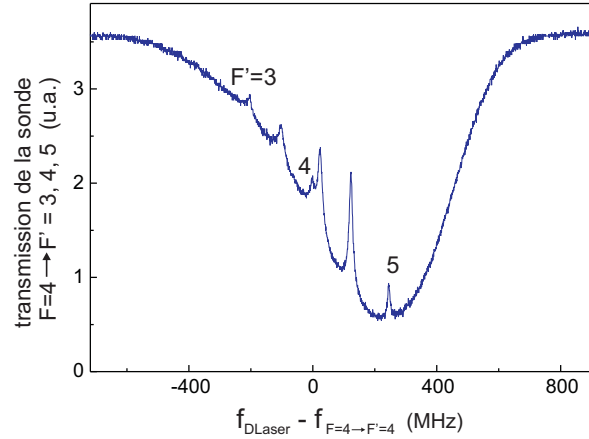


FIG. 1.6 – Spectre d'absorption saturée des transitions $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$. On observe trois résonances de "cross-over" en plus des trois résonances directes.

Le schéma du montage optique d'une des diodes laser est présenté et commenté figure 1.5. La puissance disponible après le modulateur acousto-optique vaut 25 mW au maximum, et celle après la fibre 15 mW⁵.

La fréquence des diodes laser est stabilisée par rapport aux transitions atomiques à partir d'un signal d'absorption saturée. Le signal d'erreur est obtenu de manière similaire à ce qui a été présenté précédemment pour l'asservissement de la cavité de référence : la fréquence du faisceau est modulée (ici, en modulant le courant d'alimentation de la diode à 30 kHz), puis le signal d'absorption saturée est démodulé avec une détection synchrone. le signal correspondant à l'absorption simple dans la cellule de césium est soustrait à celui correspondant à l'absorption saturée (voir figure 1.7). Cela permet de soustraire le fond Doppler et le bruit d'intensité du laser. Les fluctuations à basses fréquences sont corrigées en contre-réagissant sur le tube piézo-électrique sur lequel est monté le réseau fermant la cavité laser. Les fluctuations à plus hautes fréquences sont corrigées en contre-réagissant sur le courant injecté dans la diode. La gigue de fréquence résiduelle des diodes laser, une fois asservie, vaut 50 kHz crête à crête.

⁵L'adaptation du mode transverse de la diode laser dans la fibre est limitée par la qualité de ce dernier. L'ouverture numérique des objectifs de collimation utilisés – Melles Griot 06GLC002/D – vaut 0.5. Elle nous semble un peu trop petite par rapport à la divergence du faisceau émis par la diode qui s'en trouve diaphragmé et, ultérieurement, déformé.

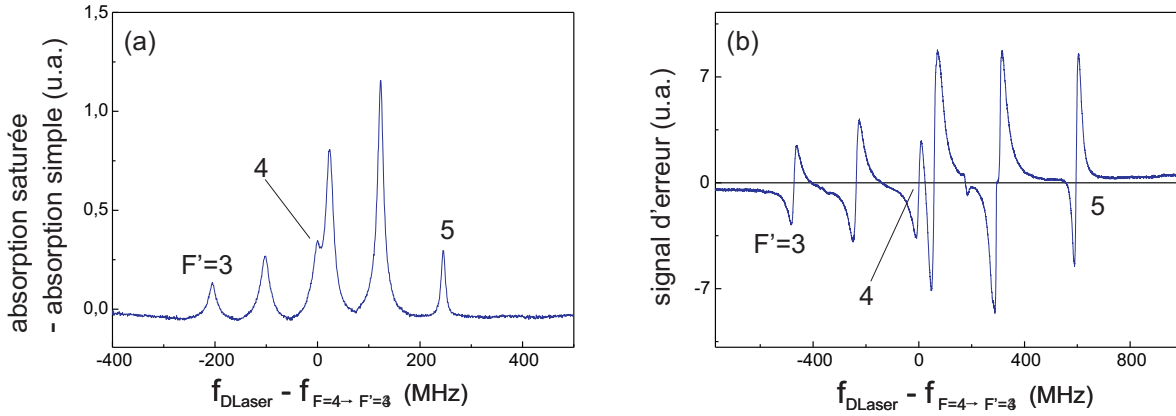


FIG. 1.7 – (a) : spectre d'absorption saturée des transitions $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$, après soustraction de l'absorption simple. (b) : signal d'erreur utilisé pour asservir la fréquence des diodes laser. Il correspond à la dérivée de pics de la figure (a).

Caractéristiques du piège magnéto-optique

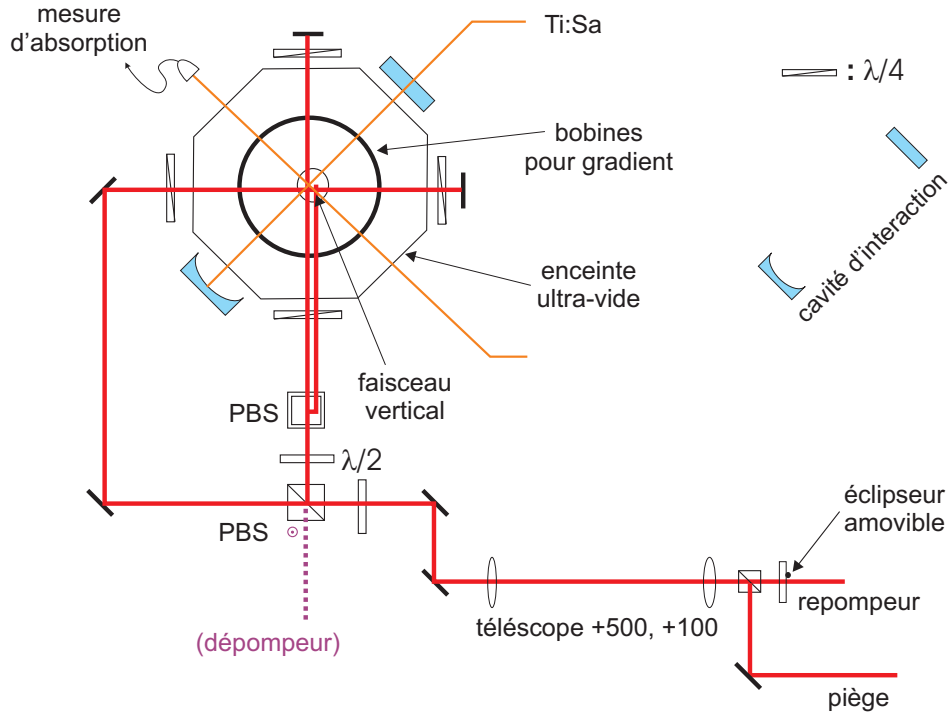


FIG. 1.8 – Trajet des faisceaux pièges, du repompeur, et du faisceau interagissant en cavité avec les atomes.

Le trajet des faisceaux pièges et du repompeur est représenté figure 1.8. Leur dia-

mètre au niveau du piège vaut 15 mm. La puissance maximale disponible pour les faisceaux de piégeage vaut 6 mW par bras au niveau du MOT.

Le nombre d'atomes piégés est déduit des spectres d'absorption d'une sonde traversant le nuage. Le waist de cette sonde ⁶ vaut 260 μm est situé 12 cm avant le nuage. Le diamètre de la sonde au niveau du nuage vaut donc 600 μm . Ces caractéristiques sont les mêmes que pour le mode fondamental de la cavité d'interaction, ce qui permet d'évaluer le nombre d'atomes à même d'interagir avec le faisceau en cavité. La puissance de la sonde est comprise entre 50 et 100 nW.

Un exemple de spectre d'absorption est tracé figure 1.9. Il correspond à une puissance de 1 mW par bras pour les faisceaux pièges et 0.5 mW en tout pour le repompeur. La courbe continue qui lui est superposée correspond au calcul de la transmission du milieu pour une épaisseur optique de 1 sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ (seul paramètre libre du tracé). L'écart entre les mesures et ce calcul est du à un effet Raman entre le faisceau sonde et les faisceaux pièges ($F = 4 \rightarrow F' = 5$) et repompeur ($F = 4 \rightarrow F' = 4$). Son interprétation complète est donnée dans la thèse de Laurent Hilico ("laser à atomes froids"). L'épaisseur optique la plus élevée que nous avons mesurée vaut 1.8 (pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$). Elle a été obtenue avec la puissance maximale disponible pour les faisceaux piège (6 mW par bras), et un repompeur de 1.5 mW.

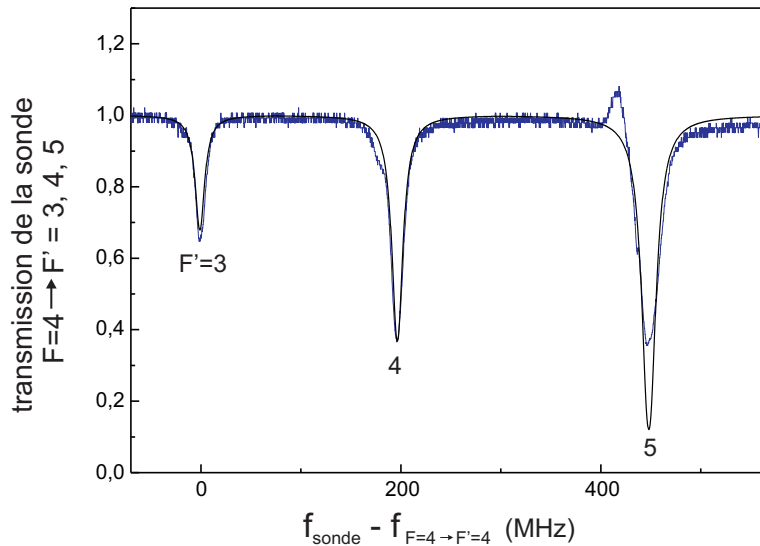


FIG. 1.9 – Exemple de spectre d'absorption du nuage d'atomes froids.

Le nombre N d'atomes interagissant avec la sonde est déduit des mesures d'épaisseur

⁶Le waist est défini ici comme la demi-largeur à $1/e^2$ du profil d'intensité du faisceau

optique $\alpha_{4,4'}$ via la formule

$$N = \alpha_{4,4'} \frac{S}{\sigma_{4,4'}}$$

où S est l'aire de la section de la sonde et $\sigma_{4,4'}$ la section efficace d'absorption de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ lorsque le fondamental est peuplé de manière isotrope ⁷. $S = 0.3 \text{ mm}^2$ et $\sigma_{4,4'} = 0.194 \times \sigma_{2niv}$, où $\sigma_{2niv} = 3\lambda^2/(2\pi)$ (C.f. : annexe B). N vaut donc respectivement 4.2 Millions et 7.5 Millions pour des épaisseurs optiques de 1 et 1.8 . Ces valeurs sont comparables avec celles déduites de la déformation des pics de résonance de la cavité d'interaction en présence d'atomes (10 Millions *sur un aller-retour*, pour 1 mW de puissance de piégeage par bras.). Le diamètre du nuage, déduit de l'image de sa fluorescence, vaut environ 1 mm ⁸. Le volume d'interaction entre la sonde et les atomes vaut donc environ 0.3 mm^3 , et l'ordre de grandeur de la densité atomique est de 10^{10} atomes/cm³.

Piège sombre

La présence du repompeur évite que le niveau $F = 4$ ne se vide progressivement dans le niveau $F = 3$, découplé des faisceaux pièges. L'action mécanique de ces faisceaux sur les atomes permet de les refroidir et de les ramener près du centre du piège. Ensuite, les atomes continuent d'interagir avec les faisceaux pièges, alors qu'une force beaucoup plus faible suffirait à les retenir.

Le fait que les atomes continuent d'interagir en permanence avec les faisceaux piège a tendance, dans un régime de gros MOT, à limiter la densité atomique à quelques 10^{10} at/cm³ à cause de la diffusion multiple de la lumière des faisceaux pièges par les atomes ⁹. Les cycles de pompage optique effectués en permanence par les atomes piégés ont par ailleurs un effet néfaste pour des expériences d'optique quantique. La lumière de fluorescence ajoute une contribution parasite aux faisceaux de mesure, qui se traduit par un excès de bruit. Ces cycles d'émission spontanée perturbent également les observables atomiques, et donc, directement, l'interaction atomes-champ. Pour s'affranchir de ces phénomènes parasites, il est possible de réaliser l'expérience de manière séquentielle, en éteignant puis rallumant les faisceaux pièges, comme cela a été fait pendant les thèses d'A. Lambrecht ou de V. Josse. Cela complique les procédures d'asservissement et de mesure. Une autre solution consiste à distinguer deux régions différentes dans le piège :

⁷ce qui constitue une bonne hypothèse de travail, les processus de pompage optique dans un MOT étant isotropes.

⁸il est assez dépendant de l'alignement des faisceaux

⁹L'effet mécanique de cette diffusion multiple est équivalent à une répulsion coulombienne entre atomes.

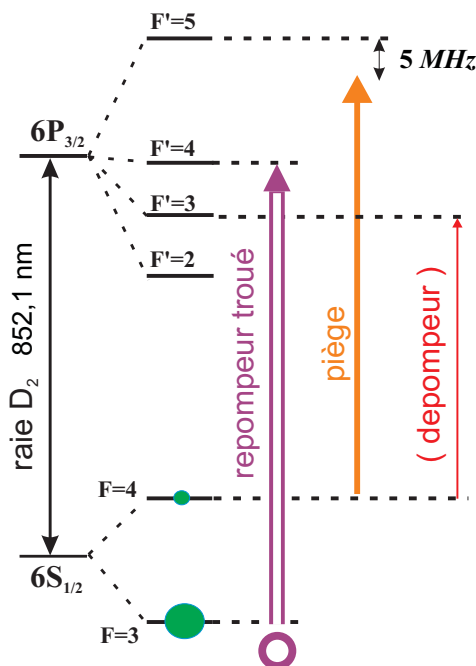


FIG. 1.10 – .

- une zone périphérique de capture,
- et une zone centrale, dont les dimensions correspondent approximativement à celles du nuage d'atomes froids, dans laquelle les forces de piégeage peuvent être beaucoup plus faibles.

Ce mode de fonctionnement est obtenu en pratique en utilisant un repompeur dont le profil spatial correspond à un anneau brillant (sombre au centre). Les atomes sont refroidis dans la couronne, et ramenés vers le centre du piège. Dans cette région, comme le repompeur est beaucoup plus faible, les faisceaux pièges les "dépompe" dans le niveau "sombre" $F = 3$ dans lequel ils n'interagissent plus avec aucun faisceau. Cette technique de "dark-spot MOT" a initialement été utilisée pour augmenter les densités atomiques de nuages d'atomes froids piégés dans un MOT [Ketterle *et al.*, 1993]. Elle s'est ensuite révélée très efficace dans des expériences d'optique quantique avec des atomes froids [Roch *et al.*, 1997].

Le trou dans le profil du repompeur est obtenu en masquant une partie de celui-ci avec une petite bille (bille de roulement, de diamètre 1 mm). En l'absence de système d'imagerie, des phénomènes de diffraction parasites dégradent la qualité de la zone d'ombre : un point lumineux (dit "point de Poisson") apparaît au centre de la zone sombre. Il faut donc faire l'image de la bille au niveau du centre du piège. Pour

cela, nous avons utilisé un montage semblable à celui décrit dans la thèse de Karine Vigneron [Vigneron, 1998]. Le télescope $\{+100, +500\}$ utilisé pour agrandir le diamètre des faisceaux de piégeage permet aussi de faire l'image de la bille (voir figure 1.8). Le grandissement d'un télescope est indépendant de la position de l'objet. Celle-ci peut être ajustée librement pour que l'image se forme au centre du piège, tout en préservant le rapport entre le diamètre du trou et le diamètre de la couronne. Celui-ci vaut $1/3$. Au niveau du MOT, la couronne a un diamètre de 15 mm. La zone sombre a un diamètre de 5 mm, environ cinq fois plus grand que celui du nuage pour assurer un bon fonctionnement en piège noir¹⁰. Le repompeur est superposé aux faisceaux pièges avant que sa puissance ne soit répartie dans les différents bras du MOT. Ces bras ont des longueurs différentes, et, les faisceaux sont rétro-réfléchis. Il n'est donc pas possible, dans cette configuration, de faire l'image de la bille exactement au niveau du nuage d'atomes pour tous les bras. Heureusement, il existe une certaine profondeur de champ autour de l'image, et le point de Poisson n'apparaît que si l'on s'éloigne suffisamment de cette position. Au final, au niveau du nuage, la puissance surfacique au centre de la zone sombre est toujours inférieure à $1/50^{\text{ème}}$ de celle dans la corolle, quel que soit le bras du MOT considéré. Cette puissance surfacique est mesurée avec une photodiode placée derrière un diaphragme de diamètre 1 mm.

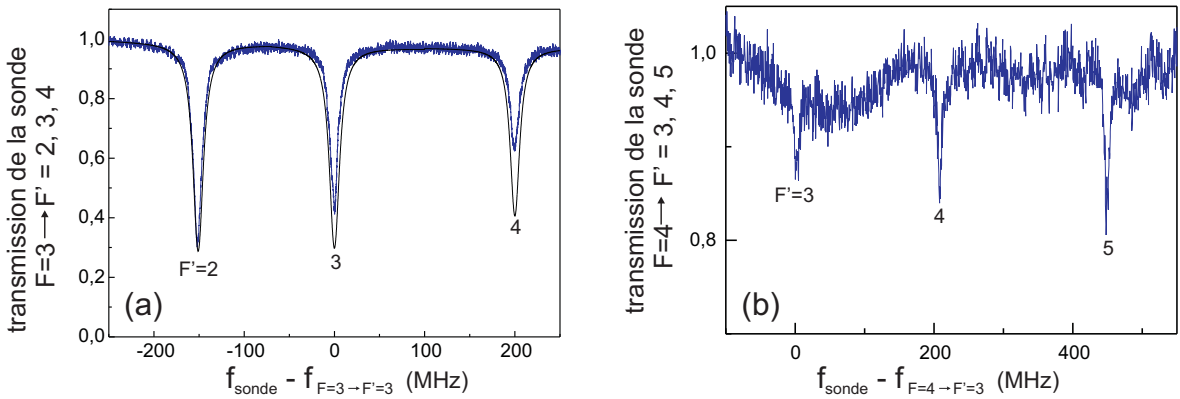


FIG. 1.11 – Spectre d'absorption du piège sombre.

Le nombre d'atomes dans les sous-niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ du fondamental sont déduits, comme précédemment, de spectres d'absorption¹¹. Un exemple de spectre d'absorption est tracé figure 1.11. Il correspond à une puissance de 1.5 mW par bras

¹⁰Le rapport entre le diamètre de la zone sombre et celui du nuage est typiquement compris entre 2 et 5 [Ketterle *et al.*, 1993, Townsend *et al.*, 1996, Vigneron, 1998].

¹¹Les caractéristiques de la sonde sont identiques : son diamètre au niveau du nuage vaut 0.6 mm, et sa puissance est comprise entre 50 et 100 nW.

pour les faisceaux pièges, et de 0.6 mW en tout pour le repompeur. Un "dépompeur" peu intense ($5 \mu\text{W}$), résonnant avec la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$, et de diamètre 2 mm est superposé aux autres faisceaux sur un des bras. Il permet, dans la zone centrale du piège, de vider plus efficacement les atomes du niveau $F = 4$ vers le niveau $F = 3$ [Townsend *et al.*, 1996]. L'épaisseur optique mesurée sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ vaut 1.2, et celle sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ vaut 0.85. En l'absence de dépompeur, elles valent respectivement 0.17 et 0.2. Le rapport de ces épaisseurs optiques ne correspond pas à celui des sections efficaces d'absorption de ces transitions, égales à $0.24 \times \sigma_{2niv}$ et $0.25 \times \sigma_{2niv}$. Cette différence s'explique par le fait que la sonde, même très faible, a tendance à repomper les atomes du niveau $F = 3$ vers le niveau $F = 4$ lorsqu'elle est résonante avec les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et $F = 3 \rightarrow F' = 4$ (elle "rallume" légèrement le piège sombre en jouant le rôle de repompeur.). La courbe continue superposée au spectre correspond au calcul de la transmission du milieu atomique pour une épaisseur optique de 1.2 sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ (seul paramètre libre du tracé). L'écart entre cette courbe et les mesures illustre bien le repompage dû au faisceau qui sonde le nuage. Le nombre $N_{F=3}$ d'atomes piégés dans le sous-niveau hyperfin $F = 3$ doit donc être déduit de l'absorption sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Il vaut 4.10^6 dans ces conditions. Le nombre résiduel d'atomes présents dans le sous-niveau $F = 4$ est mesuré de manière similaire. Il est estimé à moins que $0.4 \cdot 10^6$.

Finalement, dans ce piège sombre, 90% des atomes sont piégés dans le niveau $F = 3$, dans lequel ils n'interagissent plus avec les faisceaux de capture, et 10% restent dans le niveau $F = 4$.

Une autre manière de produire un repompeur en forme d'anneau consiste à transformer son mode spatial, initialement de type Hermite-Gauss, en un mode de type Laguerre-Gauss, LG_{01} ou LG_{02} par exemple. Les modes de Laguerre-Gauss sont des modes propres vis à vis de la propagation du champ, et restent donc "troués" sur tout leur trajet. La conversion de mode $HG \rightarrow LG$ a été réalisée en utilisant un réseau de diffraction ¹², blazé dans l'ordre 1 (80% de la puissance incidente est transférée dans le mode LG). Cet hologramme nous a été aimablement prêté par Sylvain Gigan, alors en séjour post-doctoral à l'institut d'optique quantique de Vienne. Le profil du mode produit avec cet hologramme est présenté figure 1.13, et correspond bien à celui d'un mode LG_{01} . Le trajet du repompeur a été légèrement modifié (*C.f.* : figure 1.12) pour pouvoir tester plusieurs diamètres de repompeur sans modifier celui des faisceaux pièges. Les épaisseurs optiques les plus grandes sur le transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ ont

¹² les traits du réseau forment, en un point, une fourchette en Y (LG_{01}) ou ψ (LG_{02}) correspondant à la singularité de phase des modes de Laguerre-Gauss.

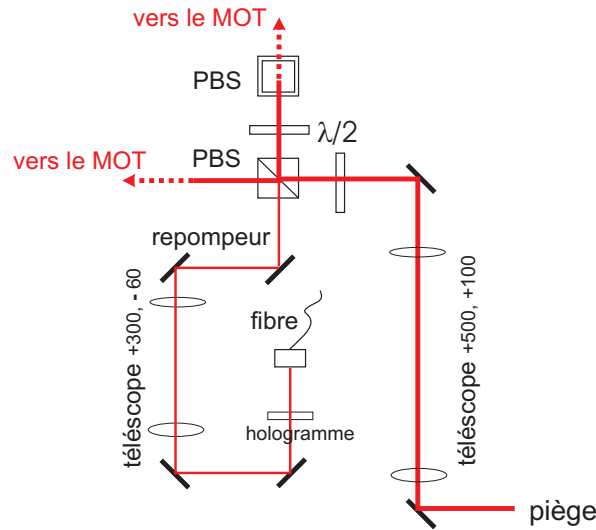


FIG. 1.12 – Trajet des faisceaux pièges et du repompeur (2^{eme} configuration).

été obtenues pour un diamètre du repompeur au niveau du MOT égal à 15 mm comme précédemment. L'intensité surfacique mesurée au centre du faisceau (sur une zone de diamètre 1 mm) valait dans ce cas $1/30$ de celle dans la couronne.

Le faisceau dépompeur utilisé précédemment est particulièrement efficace. Il rend cependant impossible l'utilisation de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$ pour l'interaction atome-champ à proprement parler, puisque le niveau excité $F' = 3$ est déjà utilisé par le dépompeur. Pour disposer ultérieurement de plus de liberté sur le choix des transitions, nous avons fait fonctionner le piège en mode "sombre", sans dépompeur. Dans ce cas, l'intensité des faisceaux pièges doit être plus importante, puisque ce sont eux qui vident le niveau $F = 4$ dans le niveau $F = 3$ (par interaction non-résonante sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$). Pour une puissance de 6 mW par faisceau piège (maximum disponible), nous avons obtenu une épaisseur optique de 0.8 sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ et 0.5 sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$, légèrement inférieures à celles obtenues avec l'aide du dépompeur.

Une fois le fonctionnement de ce piège sombre mis au point, nous avons sondé les résonances de la cavité d'interaction lorsque le faisceau en cavité interagit avec le nuage d'atomes. Dans le cas d'un piège "brillant" usuel, ces résonances sont fortement déformées par l'interaction atome-champ, le milieu atomique se comportant comme un milieu Kerr auquel s'ajoutent des instabilités liées au pompage optique (un exemple de telles résonances est visible figure 1.17). Dans le cas d'un piège sombre, les pics de résonance n'étaient pas du tout déformés, malgré un alignement correct et un nombre

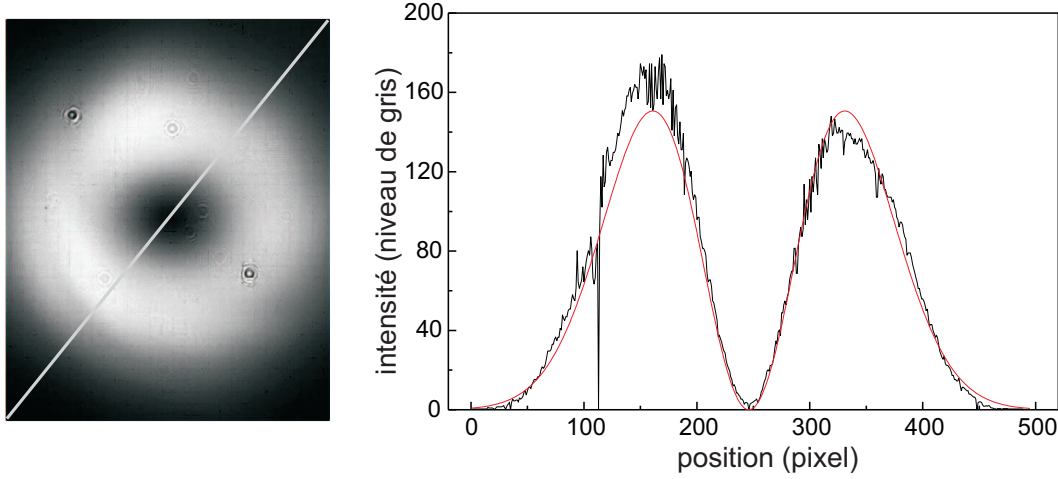


FIG. 1.13 – Profil d'un faisceau de type LG_{01} obtenu par diffraction sur un réseau en "fourchette". Le niveau d'obscurité a été soustrait et le facteur gamma de la caméra (égal à 0.7) corrigé. Cette image a été enregistrée avec une webcam phillips ToUcam II PCV840K. Le profil d'intensité le long d'un diamètre est tracé à droite. La courbe continue est un ajustement du profil expérimental par une fonction $I = a (r/b)^2 e^{-(r/b)^2}$ correspondant au profil théorique d'intensité d'un mode LG_{01} .

d'atomes suffisant. Des désaccords compris entre 0 et 20 largeurs naturelles autour des transitions $F = 3 \rightarrow F' = 2$ et $F = 3 \rightarrow F' = 3$ ont été explorés sans observer de déformation des pics de résonance. Cette absence apparente d'interaction entre le faisceau en cavité et les atomes est simplement due au fait que le laser en cavité pompe les atomes du niveau hyperfin $F = 3$ dans un état noir (de ce même niveau), c'est à dire dans un sous-niveau Zeeman (ou dans une combinaison de sous-niveaux Zeeman) tel que les atomes n'interagissent plus avec le faisceau d'interaction. Ce phénomène ne se produit pas dans les expériences réalisés avec un piège "brillant", sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$, car, pour cette transition, il n'existe pas d'état noir. Il n'en existe pas non plus pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Mais, dans un piège sombre, il n'est pas possible d'utiliser cette transition, car le faisceau d'interaction a alors pour effet de "rallumer" le piège sombre, c'est dire de repomper les atomes dans le niveau $F = 4$ du fondamental. Cette hypothèse de pompage des atomes dans un état noir par le faisceau d'interaction a pu être vérifiée expérimentalement en sondant simultanément l'absorption du nuage, en simple passage, avec le faisceau annexe perpendiculaire à la cavité d'interaction (voir figure 1.8). Le faisceau en cavité est polarisé verticalement. Lorsque le faisceau sonde est également polarisé verticalement, et que la cavité d'interaction est asservie à résonance, la sonde est transmise sans pertes par le nuage. Au contraire,

lorsque sa polarisation est horizontale, elle est fortement absorbée par les atomes.

En conclusion, nous avons mis au point un fonctionnement de type piège sombre pour le piège magnéto-optique, en utilisant une méthode semblable à celle décrite dans les références [Townsend *et al.*, 1996] et [Vignerot, 1998]. Son fonctionnement a été caractérisé et est satisfaisant : $4 \cdot 10^6$ atomes piégés dans le niveau $F = 3$ peuvent interagir avec un faisceau de diamètre $600 \mu\text{m}$ sans être perturbés par les faisceaux de capture. Le proportions d'atomes qui restent dans le niveau $F = 4$ est inférieure à 10%.

Cependant, cette configuration ne permet pas, en tout cas sur la raie D_2 , de réduire les fluctuations quantiques d'un faisceau en utilisant les non-linéarités Kerr des transitions atomiques, puisque les atomes sont pompés dans un état noir par le faisceau d'interaction et n'interagissent ensuite plus avec lui.

Dans la suite, pour pouvoir utiliser directement un faisceau squeeze produit in situ par interaction non-linéaire avec les atomes, nous sommes donc repassés en configuration "brillante" (repompeur non troué), et avons fait fonctionner le MOT de manière habituelle.

Remarquons cependant que dans une configuration proche du piégeage cohérent de population (proche d'une résonance noire), l'interaction en cavité avec des atomes conduit en théorie à d'intéressants effets d'optique quantique (production de faisceaux intriqués, et réduction des fluctuations quantiques atomiques par contre-réaction optique). Ces mécanismes sont étudiés de manière théorique dans le chapitre 3. Nous n'avons pas tenté de les observer en pratique car ils requièrent un taux de relaxation de la cohérence Zeeman très faible ($< 1 \text{ kHz}$ au moins). Cela implique une très bonne homogénéité du champ magnétique appliqué, ce qui n'est pas réalisé dans un MOT en fonctionnement stationnaire.

B Réduction de bruit

Dans cette partie, nous rappelons comment les non-linéarités associées à la saturation des transitions atomiques permettent de réduire les fluctuations quantiques d'un faisceau lumineux. Nous décrivons ensuite les caractéristiques de la cavité d'interaction utilisée à cette fin, puis celles des faisceaux squeezés produits. Des mesures des fluctuations du moment angulaire des atomes dans cette configuration sont présentées ensuite.

B.1 Réduction de bruit par effet Kerr

On peut trouver dans la référence [Reynaud *et al.*, 1989] une description théorique détaillée du mécanisme de réduction des fluctuations quantiques d'un faisceau lumineux par interaction en cavité avec un milieu Kerr. Nous en rappelons rapidement le principe.

Nous considérons un milieu Kerr passif de longueur L dont l'indice dépend de l'intensité du faisceau selon

$$n = n_0 - n_2 I \quad (1.1)$$

Ce milieu est placé à l'intérieur d'une cavité en anneau idéale, comportant un seul miroir de couplage de coefficient de transmission en intensité $T \ll 1$. Le champ réfléchi par la cavité s'exprime, en fonction du champ incident, par :

$$A^{out} = \frac{T/2 - i\psi}{T/2 + i\psi} A^{in} = \frac{1 - i\phi}{1 + i\phi} A^{in} \quad (1.2)$$

où $\phi = \frac{2\psi}{T}$, $\psi = \psi_0 - \psi_{nl}$ et

$$\psi_0 = \frac{2\pi n_0 L}{\lambda}, \quad \psi_{nl} = \frac{2\pi n_2 L}{\lambda} \frac{4|A^{in}|^2}{T[1 + (2\psi/T)^2]} \quad (1.3)$$

Le champ subit à chaque tour dans la cavité un déphasage ψ qui dépend de son intensité. Le déphasage du champ réfléchi est égal à ce déphasage multiplié par le nombre moyen de tours $2/T$ effectués par la lumière dans la cavité. Les formules (1.2-1.3) montrent que ce déphasage se traduit, dans le repère de Fresnel, par une rotation dépendant de l'intensité du champ incident. Plus l'amplitude du champ est grande, plus la rotation est faible¹³. Cela permet de déformer le disque isotrope représentant les fluctuations de l'état cohérent initial, et de le transformer en une ellipse comprimée selon une direction (figure 1.14). Les fluctuations d'une des quadratures sont ainsi réduites en dessous du bruit quantique standard. Cette réduction de bruit est d'autant plus forte que la non linéarité du milieu ψ_{nl} est grande. L'utilisation d'une cavité permet de l'amplifier d'un facteur égal au nombre moyen de tours effectués par la lumière dans la cavité, multiplié par le coefficient de surtension $4/T$ de la cavité.

Le milieu non-linéaire est ici constitué du nuage d'atomes froids. La saturation des transitions entraîne une non-linéarité de type Kerr, pour de petites valeurs du paramètre de saturation. Pour simplifier, considérons que le champ de fréquence ω_L interagit avec un ensemble d'atomes à deux niveaux. Cette transition est caractérisée

¹³Pour un indice non linéaire n_2 positif

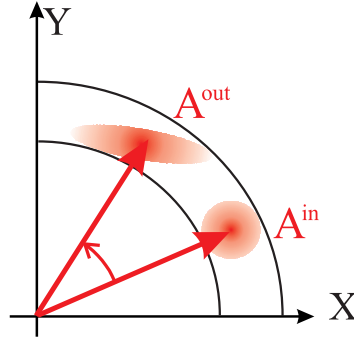


FIG. 1.14 – Réduction de bruit par un milieu Kerr idéal.

par une énergie $\hbar\omega_0$ et un dipôle électrique d . Pour un désaccord $\Delta = \omega_0 - \omega_L$, le déphasage atomique ψ subi par le champ à la traversée du milieu vaut

$$\psi = Ng^2 \frac{\Delta}{\Delta^2 + \gamma^2} \frac{1}{1+s} \quad (1.4)$$

où N est le nombre d'atomes, γ le taux de relaxation de la cohérence optique dû à l'émission spontanée, $g = d\mathcal{E}_0/\hbar$ la constante de couplage atomes-champ¹⁴ et s le paramètre de saturation égal à

$$s = \frac{I}{I_{sat}} \frac{1}{1 + (\Delta/\gamma)^2} \quad \text{ou } I_{sat} \text{ est définie par} \quad I_{sat} = \epsilon_0 c \frac{\gamma^2 \hbar^2}{d^2} \quad (1.5)$$

$I_{sat} = 1.05 \text{ mW/cm}^2$ pour la transition fermée $6S_{1/2}F = 4$, $m_F = +4 \rightarrow 6P_{3/2}F' = 5$, $m_F = +5$ du césium. Pour de petits paramètres de saturation ($s \ll 1$), le milieu se comporte comme un milieu Kerr

$$\psi \simeq \psi_0 - \psi_{nl} \quad (1.6)$$

avec

$$\psi_0 = Ng^2 \frac{\Delta}{\Delta^2 + \gamma^2} \quad \text{et} \quad \psi_{nl} = \psi_0 \times s \quad (1.7)$$

Cette non-linéarité décroît vite avec le désaccord ($\propto 1/\Delta^3$). Il est donc intéressant d'approcher la fréquence du laser le plus près possible de celle de la transition atomique. Mais dans ce milieu réel, il faut également tenir compte de l'absorption. Celle-ci

¹⁴ $\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{2\epsilon_0 A c}}$ où A est l'aire de la section du faisceau. Dans notre cas, le waist du faisceau au niveau des atomes vaut $300 \mu\text{m}$ et A est prise égale à 0.14 mm^2 , ce qui conduit à $g^2 = (2\pi) 3 Hz$.

augmente fortement lorsqu'on se rapproche de la résonance (proportionnellement à $1/\Delta^2$). Les différentes sources d'absorption sont à éviter lorsqu'on cherche à produire des états squeezés, car les corrélations quantiques intrinsèques d'un tel faisceau sont dégradées par la perte, aléatoire, d'un certain nombre de photons. L'absorption subie par le champ vaut

$$\mathcal{A}_{at} = Ng^2 \frac{\gamma}{\gamma^2 + \Delta^2} \frac{1}{1+s} \simeq Ng^2 \frac{\gamma}{\gamma^2 + \Delta^2} \quad (1.8)$$

Le laser interagit avec les atomes sur la transition $6S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F' = 5$. Le désaccord Δ choisi pour obtenir un bon compromis entre absorption et non-linéarité [Lambrecht, 1995] vaut $45 \text{ MHz} = 17\gamma$.

10^7 atomes interagissent avec le faisceau lors d'un aller-retour dans la cavité. L'intensité utilisée dans les expériences vaut typiquement 100 mW/cm^2 ¹⁵ Dans ces conditions, l'ordre de grandeur de l'absorption et du déphasage sur un tour valent

$$\psi_0 \simeq N \frac{g^2}{\Delta} = 0.6, \quad \psi_{nl} \simeq \psi_0 \frac{\gamma^2}{\Delta^2} \frac{I}{I_{sat}} = 0.2 \quad (1.9)$$

$$\text{et} \quad \mathcal{A}_{at} = N \frac{g^2 \gamma}{\Delta^2} = 0.04 \quad (1.10)$$

Nous allons maintenant présenter les caractéristiques de la cavité d'interaction utilisée en pratique.

B.2 La cavité d'interaction

Pour augmenter l'épaisseur optique effective du milieu, l'interaction atomes-champ a lieu en cavité. La configuration de la cavité est celle choisie par Astrid Lambrecht. Il s'agit d'une cavité linéaire presque héli-confocale dont l'ISL vaut 543 MHz. Elle est constituée d'un miroir de couplage, plan, dont le coefficient de transmission en intensité vaut $T = 0.087$, et d'un miroir concave très réfléchissant de rayon de courbure 500 mm. La longueur de la cavité vaut environ 25 cm. Le nuage d'atomes froids est situé au milieu de la cavité. Le waist du mode gaussien fondamental TEM_{00} vaut $260 \mu\text{m}$, et la demi-largeur à $1/e^2$ au niveau du nuage vaut $290 \mu\text{m}$.

La finesse théorique vaut 72. La cavité est située à l'extérieur de l'enceinte ultravide, et les fenêtres par lesquelles passe le faisceau, traitées anti-reflet, doivent être très propres pour obtenir une bonne finesse. Après un étuvage soigné, nous avons mesuré une finesse de 60, et un coefficient de réflexion à résonance de 50%. On peut en déduire

¹⁵Elle correspond à une puissance incidente sur la cavité de quelques μW .

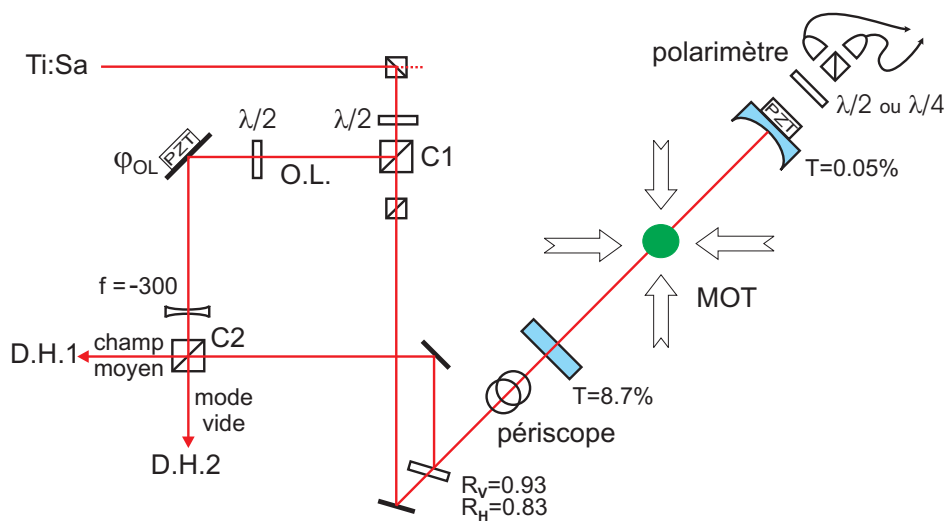
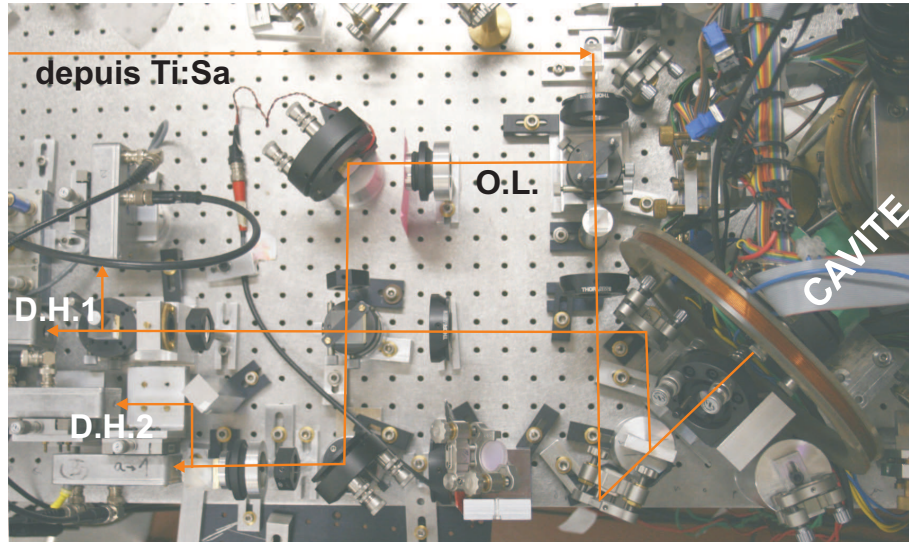


FIG. 1.15 – Dispositif expérimental utilisé pour mesurer les fluctuations du faisceau lumineux réfléchi par la cavité. Tous les cubes sont polarisants. La distance entre le cube d'entrée de l'interféromètre C1 et le miroir de couplage de la cavité vaut 500 mm. Celle entre le miroir de couplage et le cube de sortie C2 vaut 510 mm. Le bras de l'oscillateur local est long de 330 mm. Une lentille de focale -300 est placée 40 mm avant C2 pour adapter le mode spatial de l'oscillateur local à celui du faisceau issu de la cavité. La visibilité des interférences au niveau des détections homodynes DH1 et DH2 est de 95%. Le faisceau lumineux produit par le laser à Ti:Sa est couplé dans la cavité avec une efficacité de 97%.

que les pertes valent 1.5% sur un tour pour la cavité vide (cela correspond à des pertes inférieures à 0.2% par face traitée anti-reflet).

Les résonances de la cavité sont fortement modifiées à cause de la non-linéarité du milieu atomique. Pour une polarisation incidente *circulaire*, les atomes se comportent approximativement comme un ensemble d'atomes à deux niveaux (ils sont pompés dans le niveau $F = 4, m_F = +4$, et interagissent sur la transition fermée $F = 4, m_F = +4 \rightarrow F' = 5, m_F = +5$). Pour des puissances incidentes de quelques μW , ces non linéarités deviennent suffisantes pour rendre la cavité bistable.

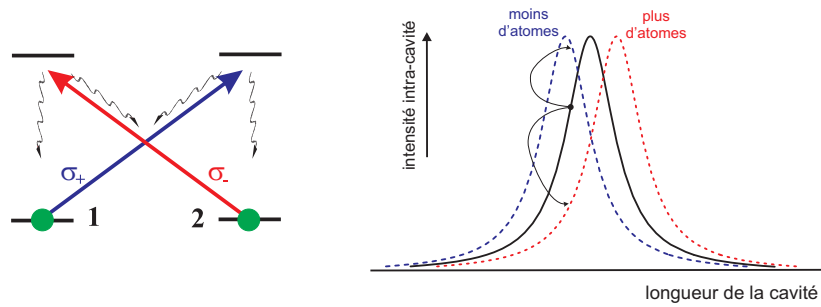


FIG. 1.16 – Modèle à quatre niveaux en X, et représentation schématique de la courbe de résonance de la cavité décalée par le déphasage atomique.

Lorsque la polarisation incidente est *linéaire*, les processus de pompage optique sont plus complexes, et des bascules de polarisation apparaissent. Ces bascules de polarisation, prédites depuis longtemps [Walls et Zoller, 1980, Kitano *et al.*, 1981], furent observées pour la première fois dans des vapeurs de sodium [Cecchi *et al.*, 1982, Giacobino, 1985]. Elles ont été étudiées en détail pendant la thèse de Vincent Josse avec un nuage d'atomes froids. Ces instabilités peuvent être interprétées en utilisant un modèle simplifié d'atomes à quatre niveaux en X (voir figure 1.16). La courbe de résonance de la cavité, décalée par le déphasage linéaire subi par le faisceau à la traversée du milieu, est représentée schématiquement figure 1.16. Supposons que la polarisation intracavité soit linéaire, et que la longueur de la cavité corresponde au point de fonctionnement représenté figure 1.16. Le pompage optique par le faisceau égalise les populations des niveaux 1 et 2. Dans cette situation, supposons que la composante de polarisation σ_+ devienne légèrement plus intense. Le niveau 1 est alors partiellement vidé dans le niveau 2 par pompage optique. Le déphasage subi par la composante σ_+ diminue, et elle se rapproche de résonance ¹⁶. Son intensité intracavité augmente alors. La petite

¹⁶Cette biréfringence circulaire se traduit, en simple passage, par une rotation de la polarisation du faisceau. L'anisotropie du milieu est induite par la légère ellipticité initiale du faisceau, d'où le nom de *self-rotation* donné à ce phénomène dans la littérature [Rochester *et al.*, 2001].

augmentation initiale d'intensité du mode σ_+ est ainsi amplifiée jusqu'à ce que tous les atomes soient pompés dans le niveau 2. Les décalages atomiques des courbes de résonance étant différents pour les composantes σ_+ et σ_- , leurs intensités deviennent très dissymétriques. La polarisation du champ intra-cavité, initialement linéaire, a basculé en une polarisation circulaire.

En pratique, ces bascules de polarisation sont observées grâce au polarimètre placé derrière le miroir hautement réfléchissant de la cavité, représenté figure 1.15. Un exemple de mesure est présenté figure 1.17. Elle correspond à une puissance incidente sur la cavité de $7 \mu\text{W}$. La fréquence du laser est décalée dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ de 8.5 largeurs naturelles (17γ). Le MOT fonctionne avec une puissance de faisceaux pièges de 1 mW par bras et un repompeur de 0.5 mW. L'amplitude des pics de résonance vaut 3.3 V en l'absence d'atomes (pour une analyse circulaire). On peut en déduire que l'absorption atomique sur un tour vaut 4.1% ¹⁷, et que $\sim 10 \cdot 10^6$ atomes interagissent avec le faisceau sonde lors d'une aller-retour dans la cavité.

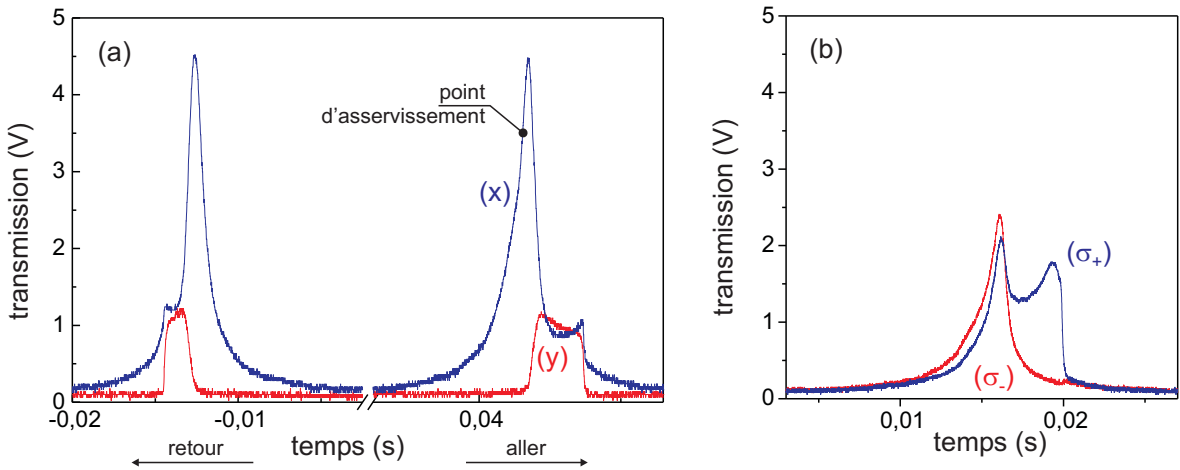


FIG. 1.17 – Exemple de bascule de polarisation. La polarisation incidente est linéaire. L'analyse linéaire (a) et circulaire (b) de la polarisation intra-cavité montre qu'elle est linéaire avant la bascule, et devient ensuite circulaire. Les paramètres expérimentaux sont donnés dans le texte.

B.3 Production d'états comprimés

Le dispositif utilisé pour mesurer les fluctuations du faisceau réfléchi par la cavité est représenté figure 1.15. Le principe de mesure d'une quadrature du champ avec une

¹⁷Pour plus de détails sur la méthode de dépouillement de ce type de mesures, voir [Josse, 2003]

détection homodyne est décrit dans la partie E du chapitre 2.

Dans ces expériences, la polarisation du faisceau injecté dans la cavité est linéaire. Les meilleures réductions de bruit sont obtenues près du point où la polarisation bascule. Pour maintenir la cavité autour de ce point de fonctionnement (représenté figure 1.17), elle est asservie "sur le flanc" de sorte que sa transmission vale 0.8 fois la transmission maximale.

L'interaction d'un faisceau polarisé linéairement avec les atomes implique deux modes du champ. Il faut donc deux détections homodynes pour caractériser complètement le faisceau issu de la cavité. Nous ne revenons pas sur ce type de caractérisation qui permet, par exemple, de mettre en évidence des corrélations quantiques entre deux modes du champ. Elles sont étudiées en détail dans la thèse de Vincent Josse [Josse, 2003], puis dans celle de Julien Laurat.

Le mode présentant ici la plus forte réduction de bruit est le mode vide, orthogonal au champ moyen injecté dans la cavité, et nous ne présentons les mesures de bruit que pour celui-ci. Un exemple de mesure des variances de ses quadratures est visible figure 1.18.

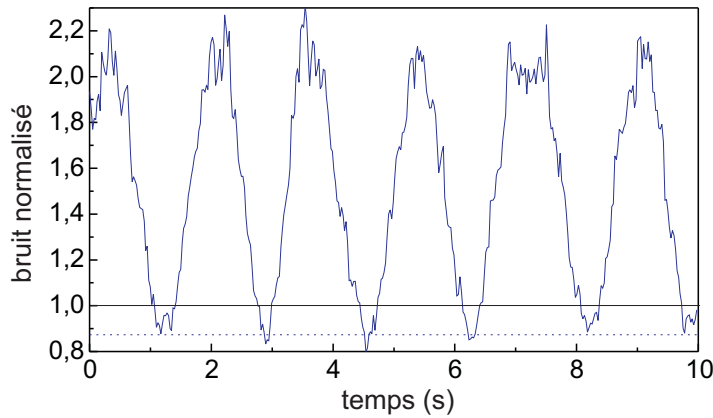


FIG. 1.18 – Mesure des fluctuations du mode vide polarisé verticalement, normalisées par le bruit correspondant aux fluctuations du vide (shot noise). La phase φ_{OL} de l'oscillateur local est balayée pendant l'enregistrement. Fréquence d'analyse : 1.5 MHz, RBW : 30 kHz, VBW : 30 Hz. La puissance incidente vaut $7 \mu\text{W}$. Le point de fonctionnement de la cavité est représenté figure 1.17.

La réduction de bruit obtenue est estimée à $12\% \pm 2\%$ en dessous du shot noise. Elle est comparable à celle obtenue lors des thèses précédentes. Cette valeur est modeste, mais peut être obtenue de manière particulièrement reproductible et stable. Les pertes optiques entre la cavité et la détection sont égales à 10% (7% pour la lame séparatrice

qui permet de récupérer le faisceau réfléchi, et 3% pour les autres éléments). La visibilité des interférences avec l'oscillateur local vaut 0.95, ce qui équivaut à 10% de pertes. Enfin, l'efficacité quantique des photodiodes vaut 90%. La réduction de bruit corrigée des pertes vaut donc $17\% \pm 3\%$.

A ce stade, nous disposons donc d'un faisceau squeezé, présentant peu d'excès de bruit sur la quadrature orthogonale à la quadrature squeezée, et interagissant directement avec les atomes. Nous avons commencé à sonder les fluctuations du moment angulaire dans cette configuration.

B.4 Fluctuations du spin ; excès de bruit

Comme nous l'avons vu dans l'introduction (paragraphe "schéma en X", p.5), il est possible de mesurer les fluctuations d'une composante du moment angulaire d'un ensemble d'atomes à partir de la rotation de polarisation qu'elle induit sur une sonde polarisée linéairement (rotation Faraday). Ce mécanisme, robuste, est très utilisé en optique quantique avec des ensemble atomiques. Une description théorique complète en est donnée au début du chapitre 4.

Nous avons effectué une série de mesures s'appuyant sur ce mécanisme. Remarquons que la mesure des fluctuations de polarisation du faisceau revient à mesurer les fluctuations du mode vide, de polarisation orthogonale à la polarisation moyenne du faisceau [Josse, 2003].

Par rapport à la situation décrite précédemment, un faisceau sonde supplémentaire traverse le nuage atomique perpendiculairement à l'axe de la cavité. Ce faisceau est lui aussi directement issu du laser à Ti:Sa. Il est désaccordé de $45 \text{ MHz} = 17 \gamma$ dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Les fluctuations de ses quadratures sont mesurées après interaction avec les atomes. Pour ce faisceau, nous avons toujours observé des fluctuations correspondant à celles du vide, pour des fréquences d'analyse allant de 500 kHz à 5 MHz. L'ensemble des combinaisons possibles de polarisation pour :

- la sonde
- le mode de la sonde mesuré en sortie
- le champ squeezé en cavité (linéaire horizontale, verticale, et circulaire)

ont été testées, de manière à ne pas se limiter à des observations par rotation Faraday. Les fluctuations mesurées correspondaient toujours au "shot noise", et ne reflétaient donc pas les fluctuations du moment angulaire atomique. La puissance de la sonde était comprise entre 1 et $30 \mu\text{W}$. Pour des puissances supérieures, l'action mécanique du faisceau détruisait le nuage ¹⁸

¹⁸ Cette puissance maximale est beaucoup plus faible que celle qui peut être utilisée en cavité.

C'est donc que la mesure, dans ces conditions, n'est pas assez sensible. En effet, même en l'absence de couplage avec l'état quantique du faisceau en cavité, le moment angulaire d'un ensemble d'atomes fluctue. Il peut s'agir des fluctuations thermiques d'un ensemble d'atomes isotropes, des fluctuations quantiques d'un ensemble d'atomes polarisés (fluctuations du coherent spin state présenté en introduction), des fluctuations induites par le faisceau lui même (self rotation) ou de fluctuations "techniques" imposées par l'extérieur (bruit associé à des processus de pompage optique par les faisceaux piège du M.O.T.).

Pour augmenter la sensibilité de la mesure, nous avons diminué le désaccord entre le laser et la transition atomique. L'angle de la rotation Faraday sur laquelle s'appuie cette mesure est en effet inversement proportionnelle au désaccord entre le laser et la transition atomique utilisée. Pour un désaccord de 15 MHz, et une puissance de $20 \mu\text{W}$, nous avons pu commencer à observer des fluctuations de polarisation après interaction avec les atomes. La figure 1.19 montre un exemple de mesure de ces fluctuations, pour un désaccord de 5 MHz.

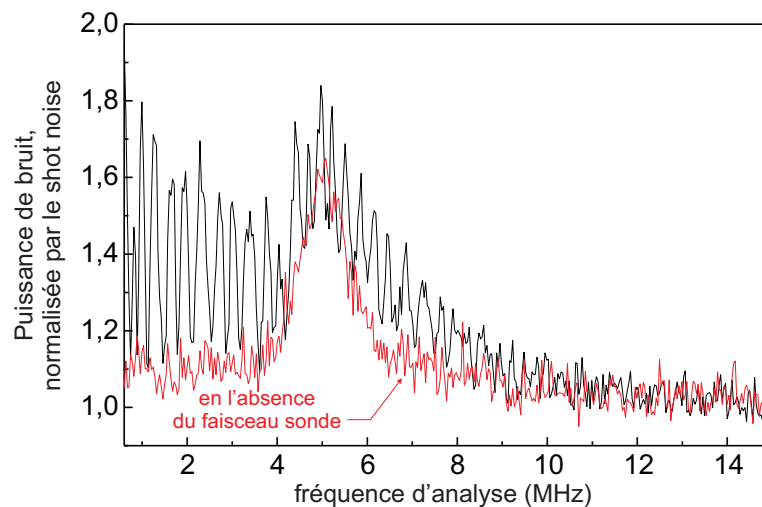


FIG. 1.19 – Fluctuations du mode vide, orthogonal à la polarisation moyenne linéaire d'une sonde interagissant en simple passage avec les atomes. La phase de l'oscillateur local est balayée pendant l'enregistrement. La quadrature bruyante est la quadrature d'amplitude (la phase étant repérée relativement à celle du champ moyen). La bosse de bruit à 5 MHz correspond à la fluorescence induite par les faisceaux pièges. La sonde, dont la puissance vaut $10 \mu\text{W}$, est désaccordée de $5 \text{ MHz} = 2\gamma$ dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. La puissance des faisceaux pièges vaut 3.5 mW par bras.

Bénéficiant de deux faisceaux contrapropageants, exactement dans le même mode, il est possible, en cavité, d'utiliser des puissances de $200 \mu\text{W}$ – pour un désaccord de 17γ – sans déformer le nuage.

Pour pouvoir déterminer, parmi les fluctuations énumérées plus haut, celles correspondant à ces observations, nous avons étudié leur amplitude en fonction :

- de la puissance des faisceaux pièges, le nombre d’atomes interagissant avec le faisceau étant maintenu constant,
- de la puissance de la sonde,
- du nombre d’atomes, la puissance des faisceaux pièges étant maintenue constante.

Cette étude a été effectuée en cavité, de manière à bénéficier d’une meilleure sensibilité. Afin que les phénomènes non-linéaires décrits plus haut ne perturbent pas cette mesure, nous avons utilisé des puissances de sonde faibles (entre 0.3 et 2 μW incident sur la cavité). Dans ces conditions, les pics de résonances de la cavité ne sont pas déformés. Pour faire varier le nombre d’atomes interagissant avec le faisceau indépendamment de la puissance des faisceaux pièges, nous avons simplement décalé la position du nuage par rapport à l’axe de la cavité ¹⁹. Le résultat de ces mesures est que la puissance du bruit de polarisation est :

- proportionnelle à la puissance du faisceau sonde, tant que le paramètre de saturation de celle-ci est inférieur à 0.08 (cela correspond à une puissance incidente de 2 μW avant la cavité),
- pour un même nombre d’atomes, proportionnelle à la puissance des faisceaux pièges, tant que leur paramètre de saturation est inférieur à 0.2 (par faisceau),
- les autres paramètres étant fixés, quadratique avec le nombre d’atomes. Cette dépendance est illustrée figure 1.20.

Ce bruit correspond donc clairement à des fluctuations techniques communes pour tous les atomes, correspondant à des processus de pompage optique par les faisceaux piège. Nous avons effectué à nouveau ces mesures en éteignant les faisceaux piège. La technique utilisée pour couper séquentiellement le piège et mesurer les fluctuations pendant ces périodes sombres est la même que celle décrite dans le chapitre 3 de la thèse de Vincent Josse. Dans cette situation, les fluctuations de polarisation décrites ci-dessus disparaissent et la sonde sort du nuage atomique ”au shot”. Elle sont donc bien causées par les faisceaux pièges, qui doivent être éteints pour ne pas masquer les fluctuations thermiques ou quantiques intrinsèques du spin. Après extinction des faisceaux piège, ces dernières n’ont pas été observées (la sonde sort du nuage atomique ”au shot”). Pour cela, il faudrait encore augmenter la sensibilité de la mesure.

Après avoir été détectées par le faisceau sonde, et avoir été mesurées par détection homodyne, les fluctuations atomiques ont, au niveau du signal électrique, un spectre centré sur la fréquence de Larmor (fréquence de précession du spin), et dont la largeur

¹⁹Cela peut être obtenu en modifiant légèrement le réglage du champ magnétique de compensation qui permet que le point de champ magnétique nul soit situé au centre géométrique de l’enceinte.

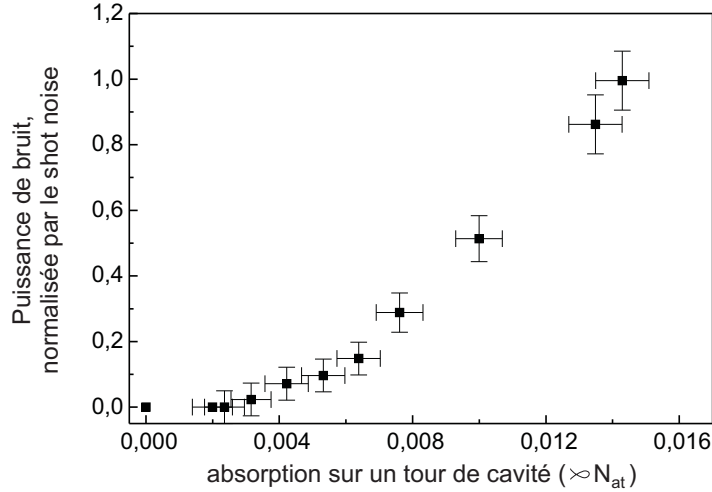


FIG. 1.20 – Puissance de bruit de la quadrature bruyante du mode vide, de polarisation orthogonale à la polarisation moyenne linéaire d'une sonde interagissant en cavité avec les atomes, tracée en fonction du nombre d'atomes. La puissance de la sonde vaut $1 \mu\text{W}$. Elle est désaccordée de $45 \text{ MHz} = 17\gamma$ dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Cette faible puissance permet de rester dans un régime d'interaction linéaire entre le champ et les atomes. La puissance des faisceaux pièges vaut 0.5 mW par bras.

est donnée par le taux de relaxation des cohérences dans l'état fondamental. Pour s'affranchir de différents bruits techniques présents à basse fréquence, les mesures sont effectuées dans une gamme de fréquences comprises entre 500 kHz et 5 MHz , dans notre cas. En appliquant un champ directeur perpendiculaire à la direction de propagation de la sonde, on peut décaler le centre du spectre des fluctuations atomiques dans la gamme de fréquence des mesures. Cela permettrait d'améliorer nettement la sensibilité des mesures (on mesure alors le maximum du spectre de ces fluctuations, et non ses ailes). Nous verrons au début du chapitre suivant que cela permet effectivement de mesurer, avec une très bonne résolution, les fluctuations intrinsèques du spin. Par ailleurs, l'aire du spectre des fluctuations atomiques étant constante (puisque proportionnelle à la variance), l'amplitude des fluctuations est d'autant plus faible et donc d'autant plus difficilement détectable que le spectre est large. Dans notre cas, le champ magnétique étant inhomogène (un gradient de champ magnétique est nécessaire au fonctionnement du M.O.T.), ce taux de relaxation est élevé (de l'ordre de 500 kHz). Il est donc également souhaitable de couper ce gradient de champ magnétique pendant les phases de mesure.

C Conclusion

En conclusion, après avoir remonté plusieurs sources laser permettant de piéger et de refroidir des atomes de césium dans un MOT, nous avons mesuré le bruit quantique d'un faisceau lumineux interagissant avec eux en cavité. Nous avons ensuite reproduit les résultats obtenus pendant la thèse de Vincent Josse, et généré des états comprimés du champ grâce aux propriétés non-linéaires du milieu atomique. A partir de cette situation, nous avons sondé les fluctuations du moment angulaire collectif des atomes. Celui-ci présente un excès de bruit technique en présence des faisceaux pièges. Ils doivent donc être éteints pendant les mesures. La sensibilité de la mesure optique de ces fluctuations atomiques n'est pas suffisante, dans cette configuration expérimentale, pour pouvoir ensuite mesurer les fluctuations intrinsèques du spin. Une amélioration de cette sensibilité passe par un meilleur contrôle du champ magnétique. Plus précisément, le gradient de champ magnétique utilisé pour le MOT doit pouvoir être coupé rapidement, et un champ directeur doit ensuite être appliqué. Le temps de coupure à 90% du gradient de champ magnétique vaut 3.5 ms dans notre expérience ²⁰, ce qui trop long par rapport au temps que mettent les atomes pour quitter la zone d'interaction une fois le piège coupé (ce nombre est divisé par deux au bout de 4 ms). Le temps mis par le champ magnétique pour décroître est limité ici par les courants de Foucault qui apparaissent dans l'enceinte à vide et dans les supports métalliques des bobines lorsqu'on tente de l'éteindre. Nous avons obtenu un temps de coupure à 90 % de 300 μ s avec une version préliminaire de bobines "coupées". Une nouvelle version du piège est en cours de conception dans l'équipe pour pallier aux limites du système actuel. Remarquons qu'une bonne homogénéité du champ magnétique est nécessaire, même si l'on souhaite mesurer l'état quantique d'une cohérence hyperfine [Felinto *et al.*, 2005, Honda *et al.*, 2007], et non d'une cohérence Zeeman.

Ces expériences ont permis de déterminer les conditions nécessaires à la réalisation d'une mémoire quantique à atomes froids.

Pour pouvoir bénéficier d'une plus grande liberté dans le choix des transitions atomiques, il est préférable de pouvoir disposer des deux lasers indépendants présentant tous deux de bonnes propriétés du point de vue du bruit quantique (deux lasers à Ti:Sa, par exemple). Cela permet, entre autre, de réaliser des expériences de transfert atomes-champ utilisant un système atomique à trois niveaux en Λ dont les niveaux fondamentaux sont les sous-niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ du fondamental, décalés de 9 GHz. L'avantage de ce système à trois niveaux en Λ est la grande robustesse de la

²⁰Les variations du champ magnétique ont été mesurées à partir de la tension qu'elles induisent dans une bobine annexe.

cohérence atomique entre ses niveaux fondamentaux. Un deuxième laser à Ti:Sa a donc été mis en place, ainsi que les éléments nécessaires à sa stabilisation en fréquence. On peut en voir une photographie figure 1.21. Il est couplé dans une fibre optique mono-mode à maintien de polarisation qui permet de le faire passer d'une table à l'autre et d'assurer une direction de sortie fixe. L'asservissement de sa phase sur celle de l'autre laser à Ti:Sa, dont la fréquence est décalée de 9 GHz, est en cours de réalisation dans l'équipe.



FIG. 1.21 – Photographie du deuxième laser à Ti:Sa et des éléments optiques permettant de stabiliser sa fréquence.

Un couplage efficace du moment angulaire collectif des atomes avec la lumière, par des effets de transparence induite électromagnétiquement en simple passage, requiert des épaisseurs optiques à résonance de l'ordre de 10. Aussi est-il nécessaire d'augmenter la densité et la taille du nuage d'atomes froids pour pouvoir s'affranchir de la cavité d'interaction. Des nuages plus gros et plus denses peuvent être obtenus dans un MOT en utilisant une puissance de piégeage plus importante (de l'ordre de 100 mW disponibles au niveau du piège). Dans ce but, la construction d'un nouveau système de lasers pour le refroidissement des atomes a été lancée à la fin de cette thèse. Il est basé sur un modèle de diode laser à cavité étendue ultrastable développé à l'observatoire de Paris [Baillard *et al.*, 2006]²¹.

²¹L'élément sélectif en fréquence est un filtre interférentiel, et non plus un réseau, de qui permet de monter le miroir de couplage "en oeil de chat", et d'obtenir une grande stabilité de fonctionnement.

Le lancement d'une nouvelle expérience d'atomes froids, ainsi amorcé il y a peu, demandait des modifications importantes du montage. Durant la deuxième partie de cette thèse, nous avons donc choisi de nous concentrer sur une autre expérience moins complexe utilisant une vapeur de césium à température ambiante et une interaction en simple passage. Elle est décrite dans le chapitre suivant. Elle nous a permis de montrer expérimentalement que l'état quantique d'un faisceau lumineux peut être transféré à une cohérence Zeeman de grande durée de vie par transparence induite électromagnétiquement.

Stockage d'une impulsion lumineuse dans une vapeur atomique

Sommaire

A	Mesure des fluctuations de la cohérence Zeeman	52
A.1	Description de l'expérience	52
A.2	Spectre de bruit atomique	54
A.3	Variances atomiques	57
A.4	Spectre de J_z	59
B	Environnement magnétique	62
B.1	description du dispositif et calculs d'homogénéité	62
B.2	Caractérisation par résonance magnéto-optique; mesure du T_2	67
C	Pompage Optique	70
C.1	Description de l'expérience	71
C.2	Calcul du lien entre l'orientation atomique et le dichroïsme circulaire	75
D	EIT et effet Raman : transmission en régime stationnaire	78
D.1	Transparence Induite Electromagnétiquement	82
D.2	Effet Raman	84
E	Production de bandes latérales uniques dans le domaine optique	89
E.1	Les bandes latérales en optique classique	90

E.2	Détection homodyne	98
E.3	Les bandes latérales en optique quantique	101
E.4	État cohérent pulsé	104
F	Transfert, stockage et restitution d'un état cohérent.	116
F.1	Montage expérimental	116
F.2	Stockage cohérent	119
F.3	Efficacité de stockage	123
F.4	Fidélité	137
G	Conclusion	144

Le domaine des communications quantiques connaît un véritable essor depuis les années 85-90. Un des résultats les plus célèbres obtenus dans ce domaine est peut être la possibilité de transmettre une information cryptée d'une manière en principe inviolable, de part les fondements mêmes de la physique [Bennett et Brassard, 1984]. Cette manière de coder et de transmettre l'information est toujours largement étudiée, d'un point de vue théorique comme expérimental. De nombreux autres protocoles pour la communication quantique ont également été mis au point : téléportation quantique, codage superdense, transfert d'intrication, etc... Néanmoins, comme pour les communications classiques, la portée des communications quantiques est limitée à quelques dizaines de km par l'absorption de la lumière dans les fibres optiques.

Pour dépasser cette limite, les physiciens Duan, Lukin, Cirac et Zoller ont inventé en 2001 un mécanisme permettant de réaliser des répéteurs quantiques [Duan *et al.*, 2001], éléments indispensables aux communications à grandes distances. Celui-ci implique l'utilisation de mémoires quantiques dans lesquelles soit fidèlement stocké l'état des impulsions lumineuses échangées. La réalisation d'une mémoire quantique pour la lumière, déjà considérée comme un enjeu important, est alors apparue comme cruciale pour le développement des communications quantiques. La réalisation de buffer optiques est d'ailleurs aussi un domaine actif des télécommunications classiques.

Réaliser une mémoire classique pour un faisceau lumineux inconnu est assez simple en principe : il suffit de mesurer ses caractéristiques avec un photo-détecteur : intensité, position, forme, longueur d'onde, etc... Le résultat de ces mesures peut ensuite être enregistré, par exemple sous forme numérique, en vue de sa restitution ultérieure. On ne peut pas procéder ainsi pour stocker l'état quantique d'une impulsion lumineuse : en mesurant ce dernier, on le perturbe. Pour stocker une impulsion lumineuse sans mesurer son état, l'idée de base consiste à la faire interagir avec un ensemble d'atomes (ou d'impuretés incluses dans un cristal), afin de convertir l'information quantique contenue

dans la lumière en une information quantique atomique, d'attendre une certaine durée, puis de restituer à la demande cette information sous forme lumineuse.

Outre ses applications potentielles pour les communications quantiques, le fait de pouvoir transférer l'état d'un faisceau lumineux à un ensemble d'atomes offre un moyen de préparer ce dernier dans un état quantique exotique, à condition bien sûr de disposer au préalable d'un faisceau lumineux dans un tel état. En transférant l'état d'un champ squeeze au spin collectif d'un ensemble d'atomes, on peut le préparer dans un état "spin-squeeze" pour lequel les fluctuations d'une composante du spin sont inférieures au bruit quantique standard. Cela permettrait en principe d'améliorer les performances des magnétomètres atomiques de haute précision [Geremia *et al.*, 2003, Auzinsh *et al.*, 2004, Kominis, 2008]¹. L'étude de la relaxation de l'état quantique du spin collectif d'un ensemble d'atomes pourrait aussi se révéler intéressante. Elle est en effet plus riche que dans le cas de la lumière puisque le spin moyen peut par exemple relaxer rapidement tandis que les corrélations quantiques entre spins individuels subsistent [Kominis, 2008]².

Parmi les processus d'interaction lumière-matière permettant de stocker une impulsion lumineuse dans un ensemble atomique, le plus connu est la transparence induite électromagnétiquement (EIT) [Harris, 1997]. Il met en jeu un ensemble d'atomes à trois niveaux en Λ interagissant avec deux champs : un champ de contrôle et le champ signal, à stocker. En présence du champ de contrôle, le milieu atomique, initialement opaque pour le signal, devient transparent tout en présentant une vitesse de groupe fortement réduite (*C.f.* figure 2.1), ce qui permet de ralentir l'impulsion. Ce ralentissement s'accompagne d'une compression de l'impulsion. Une fois celle-ci entièrement contenue dans le milieu atomique, le champ de contrôle est éteint, et l'excitation lumineuse est alors entièrement convertie en excitation atomique.

Cet effet a été mis en évidence de manière spectaculaire dans des expériences de "lumière arrêtée" [Liu *et al.*, 2001, Phillips *et al.*, 2001]. Le caractère cohérent de cette méthode de stockage fut démontré expérimentalement peu après [Mair *et al.*, 2002]. Les efficacités de stockage obtenues dans ces expériences (énergie de l'impulsion restituée par rapport à l'énergie de l'impulsion incidente) sont de l'ordre de 10 %, et ont été récemment été améliorées pour atteindre 40% grâce à une méthode d'optimisation itérative [Novikova *et al.*, 2007]. Les meilleurs temps de stockage obtenus sont de l'orde

¹Le gain réel de précision qui est prévu lorsqu'un spin "squeeze" est utilisé pour mesurer un champ magnétique fait en fait l'objet d'une controverse.

²Il semble qu'une "relaxation corrélée" du spin ait lieu lorsque celle-ci est due principalement aux collisions entre atomes. L'utilisation de spin-squeezing pourrait permettre d'étudier directement ce mécanisme.

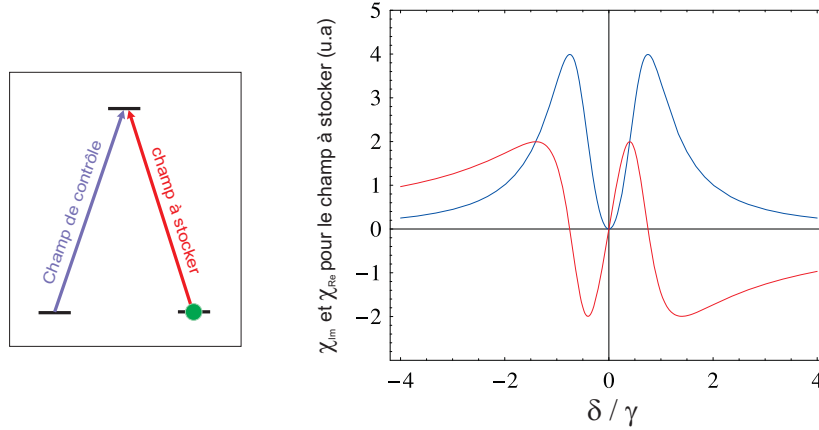


FIG. 2.1 – Transparence électromagnétique induite : schéma des niveaux, et parties réelles (en rouge) et imaginaires (en bleu) de la susceptibilité χ pour le champ à stocker, en fonction du désaccord à deux photon δ/γ (2γ est la largeur naturelle du niveau excité). Lorsque les deux champs sont résonnants avec leurs transitions respectives ($\delta = 0$), le milieu devient transparent pour la sonde tout en présentant une forte dispersion. Dans cet exemple, la pulsation de Rabi Ω du champ de contrôle vaut $1,5 \times \gamma$.

d'une ms, presque 10 fois plus grands que la durée des impulsions stockées.

Les propriétés quantiques de ce type de mémoire ont d'abord été étudiées théoriquement [Fleischhauer et Lukin, 2000, Dantan et Pinard, 2004, Hetet *et al.*, 2008], en particulier lors de la thèse d'Aurélien Dantan. La conclusion principale de ces travaux est que les processus d'écriture et de lecture ne détériorent pas l'état à stocker plus que ne le ferait une lame séparatrice dont la transmission soit égale à l'efficacité de stockage définie ci-dessus. Pour que cela soit vrai, il faut néanmoins qu'un grand nombre d'atomes participent au transfert, c'est à dire que l'épaisseur optique (ou le paramètre de coopérativité C) soit grande devant 1. Pour d'autres raisons, cette condition est aussi requise pour obtenir un bon stockage des variables classiques.

Les premiers tests expérimentaux du caractère quantique d'une telle mémoire [Chou *et al.*, 2005, Chanelière *et al.*, 2005, Eisaman *et al.*, 2005] ont été faits en régime de comptage de photons, en montrant qu'il est possible de stocker un photon unique par cette méthode. L'expérience décrite dans ce chapitre est au contraire consacrée à l'étude des propriétés quantiques du stockage par E.I.T. dans un régime de variables continues. Trois équipes concurrentes ont également réalisé des expériences dans ce but ³. Deux d'entre elles ont récemment réussi à stocker une impulsion lumineuse dans un état de vide comprimé,

³L'équipe de M. Kozuma, de l'institut technologique de Tokyo, celle de A. Lvovsky de l'université de Calgary, et celle de P. K. Lam de l'université de Canberra.

la compression de bruit après relecture immédiate étant de 5 à 10% (0.2 à 0.4 dB) [Honda *et al.*, 2007, Appel *et al.*, 2007].

l'effet Raman a aussi été proposé comme mécanisme de transfert pour réaliser des mémoires atomiques [Kozhekin *et al.*, 2000, Dantan *et al.*, 2003]. Il présente quelques similarités avec l'E.I.T., mais, comme nous le verrons dans la partie 5 du chapitre 4, ces deux mécanismes sont en fait assez différents. Peu de travaux expérimentaux ont été consacrés au stockage d'information classique par effet Raman ⁴.

Enfin, un autre protocole, radicalement différent, a été utilisé par l'équipe d'E. Polzik pour réaliser une mémoire atomique [Julsgaard *et al.*, 2004a] en régime de variables continues. Il s'appuie sur l'interaction d'un ensemble d'atomes à quatre niveaux en X avec le champ à stocker et un champ de contrôle. La manière dont le champ se couple aux atomes dans ce cas est rappelée dans la partie B du chapitre 4. On montre qu'après interaction, une des quadratures du champ est copiée sur les variables atomiques, et qu'une des composantes du spin est copiée sur les quadratures du champ. Mais pour stocker un état du champ, ses *deux* quadratures doivent être transférées aux variables atomiques. A cette fin, après interaction, la quadrature qui n'a pas été stockée est mesurée, et copiée sur une des composantes du spin par contre-réaction magnétique. En procédant ainsi, il est possible d'écrire fidèlement l'état initial du pulse sur les composantes transverses du moment angulaire des atomes. Les fidélités obtenues en pratique par Julsgaard et al. pour cette étape d'écriture sont supérieures à ce qui pourrait être obtenu avec un dispositif classique, pour toute une gamme d'états cohérents. Ce processus d'interaction en X pose cependant des problèmes à la relecture. Il ne permet pas de relire simultanément les deux quadratures stockées. De plus, la quadrature relue vient s'ajouter à celle du champ de lecture, et non la remplacer comme c'est le cas en EIT ou pour l'effet Raman ⁵. Cette "demi-mémoire" n'en reste pas moins intéressante et permet, à condition de les adapter, de réaliser de nombreux protocoles de communication quantique, comme par exemple une téléportation atomes-champ [J.Sherson *et al.*, 2006].

Dans ce chapitre, nous présentons une expérience dans laquelle une impulsion lumineuse est stockée par E.I.T. dans une vapeur atomique de césium à température ambiante. Le système en Λ utilisé s'appuie sur deux sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental. Dans un premier temps, nous avons mesuré les fluctuations de la cohérence Zeeman qui doit servir au stockage, pour s'assurer qu'elles ne présentent pas de bruit d'origine technique. Cela est important, car un tel bruit s'ajouterait inmanquablement

⁴On peut par exemple citer [Kozuma *et al.*, 2002]

⁵Après relecture, on a $\hat{X}^{out} = \hat{X}^{in} + a.\hat{X}^{stocke}$ et $\hat{P}^{out} = \hat{P}^{in}$, où \hat{X} et \hat{P} sont les deux quadratures du champ, et $\hat{X}^{in}, \hat{P}^{in}$ correspondent au champ vide qui rentre dans la mémoire au moment de la lecture.

à l'impulsion relue. Cette expérience préliminaire fait l'objet de la première partie de ce chapitre. Pour obtenir un bon temps de vie pour la cohérence Zeeman sur laquelle est copié l'état de l'impulsion, l'environnement magnétique dans lequel sont placés les atomes doit être bien contrôlé. Le montage mis au point pour cela est présenté dans la deuxième partie, ainsi que les mesures de temps de relaxation correspondantes. Comme on peut le voir figure 2.1, avant de stocker l'impulsion, les atomes doivent être pompés optiquement dans le sous-niveau zeeman avec lequel interagit le faisceau signal. La mise en oeuvre de ce pompage optique, et sa caractérisation sont décrites dans une troisième partie. Pour s'affranchir du bruit technique, élevé à basse fréquence, les états mesurés avec une détection homodyne en régime de variables continues correspondent généralement à deux bandes de fréquences symétriques décalées de quelques centaines de kHz par rapport à la fréquence centrale du laser. Mais l'EIT est plus naturellement adaptée au stockage d'une impulsion dont le spectre est contenu dans une unique fenêtre de transparence, centrée sur la résonance à deux photons. Nous avons donc réalisé un dispositif permettant de générer et mesurer des états cohérents pulsés constitués d'une bande latérale unique décalée par rapport à la fréquence centrale du laser. La dernière partie de ce chapitre est consacrée au stockage de ce type d'état et à la caractérisation de la mémoire en elle-même.

A Mesure des fluctuations de la cohérence Zeeman

Avant de stocker l'état quantique d'une impulsion lumineuse dans le spin d'un ensemble d'atomes, il est important de vérifier que les fluctuations de ce spin sont bien limitées à ses fluctuations quantiques intrinsèques, et qu'aucun bruit technique ne vient s'y ajouter.

Pour mesurer une des composantes du spin collectif, nous avons exploité la rotation de polarisation que ce spin induit par effet Faraday [Kuzmich *et al.*, 1999, Kuzmich *et al.*, 2000, Crooker *et al.*, 2004]. Ce phénomène est décrit en détail dans la partie 4.B.

A.1 Description de l'expérience

L'expérience est représentée sur le schémas 2.2b : un faisceau polarisé linéairement selon Ox traverse une cellule de césium (longue de 2 cm). Par effet Faraday, les fluctuations de J_z induisent des fluctuations de la direction de polarisation du faisceau. Ces fluctuations sont ensuite mesurées en utilisant un cube polariseur et deux photodiodes équilibrées. Les axes propres de ce cube sont tournés de 45° par rapport aux directions

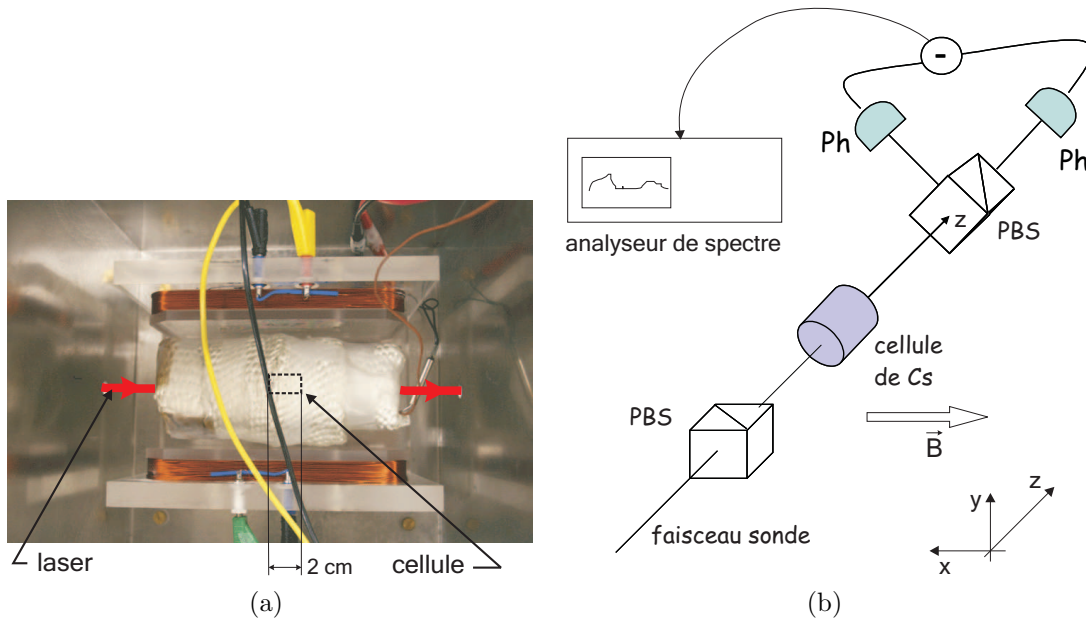


FIG. 2.2 – Schéma de l'expérience et photographie du montage. La cellule est placée dans un four, au centre de bobines créant un champ magnétique perpendiculaire à l'axe au faisceau. L'ensemble est placé dans un blindage magnétique (une couche).

Ox et Oy . Le signal délivré par ce polarimètre correspond à l'interférence du champ moyen (polarisé linéairement selon Ox) et du champ qui est polarisé linéairement selon Oy , dont l'amplitude est nulle en moyenne. Cette analyse de polarisation est donc équivalente à une détection homodyne des fluctuations d'amplitudes X_y du champ polarisé orthogonalement au champ moyen, associées aux fluctuations de la polarisation du faisceau. On bénéficie ainsi des avantages habituels d'une détection homodyne, et il est possible de mesurer les fluctuations de \hat{X}_y avec un bruit technique négligeable par rapport au bruit de photon.

La cellule de césium est portée à une température comprise entre 50 et 70°C, ce qui assure une pression de vapeur de césium comprise entre 10^{-5} et 5.10^{-5} torr environ. dans la suite des expériences, nous utilisons un four en cuivre. Dans cette expérience préliminaire, le chauffage est assuré par des cordons chauffants. Il est donc supprimé pendant les périodes de mesure du bruit atomique pour éviter des champs magnétiques parasites causés par leur courant d'alimentation. Un champ magnétique de quelques gauss est appliqué perpendiculairement à la direction de propagation du faisceau. Ainsi, le spectre des fluctuations de J_z se trouve décalé : au lieu d'être centré à fréquence nulle, il est centré autour de la fréquence de Larmor. Celle-ci est choisie entre 1,5 et 3 MHz dans ces expériences (soit un champ magnétique de 4 à 8 gauss). Pour ces fréquences

d'analyse, le bruit technique du laser et de l'électronique est négligeable devant le bruit de photons. Enfin, l'ensemble est placé dans un blindage magnétique qui atténue les champs magnétiques extérieurs d'un facteur 100 environ.

Commençons par calculer la variance des composantes du spin. Dans cette expérience, les atomes ne sont pas pompés optiquement. Chaque spin (i) est donc orienté de manière aléatoire, mais isotrope, si bien que

$$\sum_i^N \langle J_z^{(i)2} \rangle = \sum_i^N \langle J_y^{(i)2} \rangle = \sum_i^N \langle J_x^{(i)2} \rangle$$

Comme on a pour chaque spin

$$\langle J_x^{(i)2} \rangle + \langle J_y^{(i)2} \rangle + \langle J_z^{(i)2} \rangle = \langle J^{(i)2} \rangle = F(F+1)$$

on obtient

$$\sum_i^N (\langle J_z^{(i)2} \rangle + \langle J_x^{(i)2} \rangle + \langle J_y^{(i)2} \rangle) = 3 \sum_{i=1}^N \langle J_z^{(i)2} \rangle = F(F+1) \times N$$

Si l'on suppose que les spins individuels des atomes ne sont pas corrélés, on a

$$\langle J_z^2 \rangle = \sum_{i=1}^N \langle J_z^{(i)2} \rangle + \sum_{i,j} \langle J_z^{(i)} J_z^{(j)} \rangle = \sum_{i=1}^N \langle J_z^{(i)2} \rangle \quad (2.1)$$

soit finalement

$$\Delta J_y^2 = \Delta J_z^2 = \frac{F(F+1)}{3} \times N \quad (2.2)$$

Les fluctuations de J_z sont dans ce cas différentes de celles d'un Coherent Spin State pour lequel $\Delta J_z \Delta J_y \geq \langle J_x \rangle / 2 = N \times F / 2$. En revanche, leur variance est là aussi proportionnelle au nombre d'atomes N . En présence d'un parasite classique, c'est à dire d'une perturbation extérieure faisant fluctuer au cours du temps l'état moyen du spin, on mesurerait une variance proportionnelle à N^2 .

Ainsi, si l'on constate expérimentalement que la variance de J_z est bien proportionnelle à N , on pourra conclure qu'aucun bruit technique ne vient, dans cette expérience, perturber la cohérence Zeeman. Dans ce cas, la variance mesurée est proportionnelle, avec un facteur $2(F+1)/3$ à celle d'un Coherent Spin State.

A.2 Spectre de bruit atomique

Le traitement théorique de la mesure d'orientation atomique par effet Faraday est donné au chapitre 4. On montre (Eq. 4.24) qu'après l'interaction atomes-champ

$$X_y^{out} = X_y^{in} \exp(-\alpha/2) + X_y^{vide} \sqrt{1 - \exp(-\alpha)} + \alpha_V \frac{\sigma \Gamma}{4A\Delta} \sqrt{I} J_z \exp(-\alpha/2) \quad (2.3)$$

où X_y est la quadrature d'amplitude du mode polarisé selon y (orthogonal à la polarisation moyenne du faisceau). I est la puissance du faisceau, exprimée en photons/s, et $\exp -\alpha$ est la transmission du milieu atomique. σ est la section efficace d'absorption lorsque le fondamental est peuplé de manière isotrope ; son expression est donnée dans l'annexe B. Γ est la largeur naturelle de la transition, A l'aire de la section du faisceau et Δ le désaccord entre le laser et la transition. La polarisabilité vectorielle du niveau fondamental α_V rend compte du couplage entre l'orientation de l'ensemble atomique et les opérateurs décrivant la polarisation du faisceau [Happer et Mathur, 1967]. Son expression est donnée dans l'annexe B.

Le spectre des fluctuations du photo-courant comporte donc deux contributions : une d'origine photonique (les deux premiers termes, correspondant au shot noise si le faisceau sonde est dans un état cohérent en entrée), et l'autre d'origine atomique, proportionnel au spectre de J_z . On peut voir sur la figure 2.3 un exemple d'un tel spectre. Pour en extraire le spectre de J_z (ou plus précisément un spectre proportionnel à celui de J_z) il suffit de lui soustraire la puissance de bruit correspondant au shot noise.

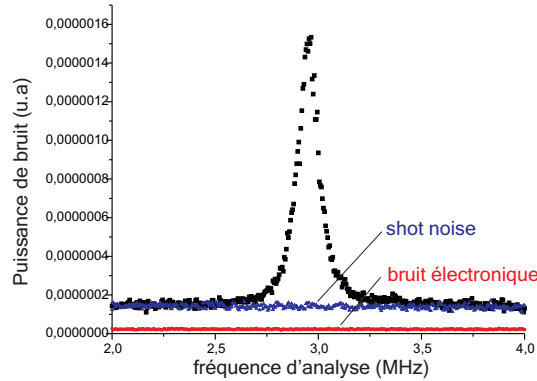


FIG. 2.3 – Spectre des fluctuations du photo-courant délivré par la détection homodyne. RBW : 30 kHz. VBW : 30 Hz. Fréquence du laser : désaccordée de 1 GHz dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Température : 58°C. Puissance du faisceau : 6mW. Waist du faisceau : $w_0 = 1,25$ mm.

Un exemple de spectre mesuré dans les conditions décrites ci-dessus est présenté figure 2.3. Comme nous ne nous intéressons ici qu'à la contribution atomique, le niveau de bruit correspondant au shot noise est soustrait des mesures. Pour obtenir un résultat ne dépendant pas de la valeur exacte du gain des photodiodes et de la calibration de l'analyseur de spectre, nous normalisons le spectre par le niveau de bruit correspondant au shot noise. Les figures 2.4 (a) et (b) sont deux exemples de spectres atomiques normalisés de cette manière. Le laser était désaccordé de 1 GHz dans le bleu de la

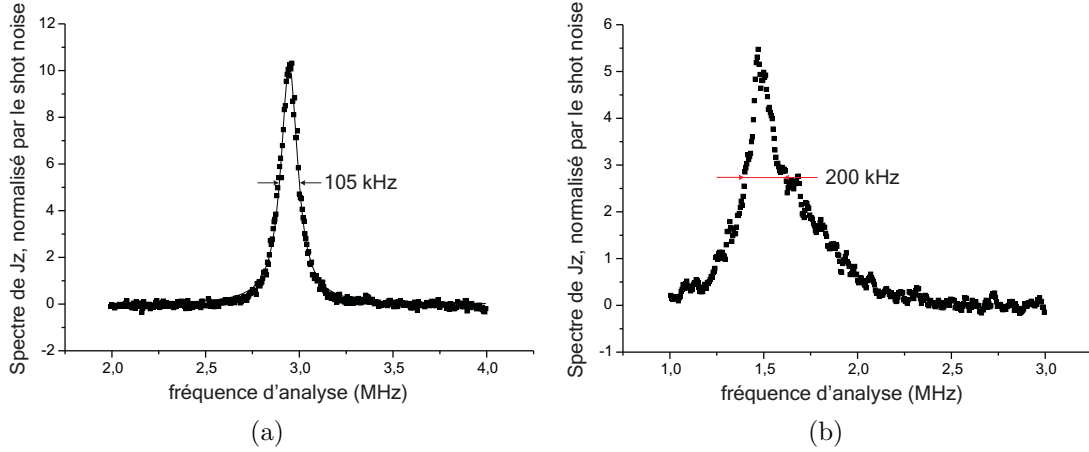


FIG. 2.4 – Spectre des fluctuations de J_z , normalisé par le shot noise. RBW : 30 kHz. VBW : 30 Hz. Fréquence du laser : désaccordée de 1 GHz (a) et 450 MHz (b) dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Température : 64°C. Puissance du faisceau : 2mW. Waist du faisceau : $w_0 = 1,25$ mm (demi-largeur à $1/e^2$ du profil d'intensité du faisceau). Pour (a) Un fit Lorentzien est superposé au spectre.

transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ pour la figure 2.4 (a), et de 450 MHz dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ pour la figure 2.4 (b). On constate que la largeur du spectre de bruit de J_z augmente lorsque l'on se rapproche de la résonance, et que ce spectre devient dissymétrique. Pour un désaccord dans le bleu $\Delta = 150$ MHz, la largeur à mi-hauteur du spectre est d'environ 1 MHz et pour $\Delta = 450$ MHz d'environ 200 kHz. Dès que $\Delta \gtrsim 600$ MHz, la largeur du spectre reste sensiblement constante avec le désaccord et vaut 100 kHz.

La largeur du spectre de bruit atomique renseigne sur le temps de relaxation des composantes transverses du spin : sa largeur à mi-hauteur (en MHz) est $1/(T_2\pi)$ où T_2 est le temps de relaxation des composantes transverses du spin. La valeur mesurée pour $1/(T_2\pi)$ est 105kHz, soit $T_2 = 3\mu s$. Une des causes de relaxation du spin est la traversée du faisceau sonde par les atomes : après un certain temps, un atome quitte le volume d'interaction et est ensuite remplacé par un autre atome qui n'est pas corrélé avec lui. Evaluons ce temps de transit. Le profil du faisceau est gaussien, de waist $w_0 = 1,2$ mm (w_0 est la demi-largeur à $1/e^2$ du profil d'intensité). Un atome en régime de vol libre en sort en moyenne en un temps environ égal à w_0/v où v est la vitesse moyenne en module ($v = 227$ m/s pour un atome de césium à 50°C), soit $5\mu s$. Cette valeur est en assez bon accord avec le temps de relaxation mesuré. La différence des deux peut provenir soit de mécanismes de relaxation supplémentaires, soit du calcul de temps de transit, très simplifié. Pour un faisceau plus étroit, de waist 0,56 mm on

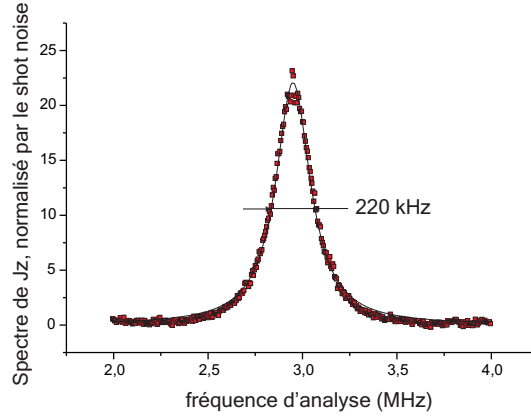


FIG. 2.5 – Spectre des fluctuations de J_z , normalisé par le shot noise. RBW : 30 kHz. VBW : 30 Hz. Fréquence du laser : désaccordée de 1 GHz dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Température : 64°C. Puissance du faisceau : 2mW. Waist du faisceau : $w_0 = 0,56$ mm (demi-largeur à $1/e^2$ du profil d'intensité du faisceau). Un fit Lorentzien est superposé au spectre .

mesure $1/(T_2\pi) = 220$ kHz, soit $T_2 = 1.44\mu\text{s}$ (voir figure 2.5). Le rapport des temps de relaxation mesurés pour ces deux diamètres est égal à 0,48, très proche du rapport des waist égal à 0,45, ce qui montre bien que le principal facteur limitant le temps de vie de la cohérence atomique dans cette expérience est le mouvement de va et vient des atomes hors du faisceau.

A.3 Variances atomiques

Nous avons vérifié que la variance atomique déduite de nos mesures est bien proportionnelle au nombre d'atomes interagissant avec le faisceau, et donc que les bruits techniques pouvant perturber la cohérence Zeeman sont négligeables devant les fluctuations quantiques intrinsèques de cette cohérence. Cette variance se déduit de l'intégrale des spectres présentés dans le paragraphe précédent. Le nombre d'atomes interagissant avec le faisceau s'obtient par ailleurs à partir de la mesure de la densité optique. Nous avons fait varier le nombre d'atomes en chauffant plus ou moins la cellule (de 20 à 70° C).

Une première série de mesures a été effectuée pour un désaccord $\Delta = 1$ GHz dans le bleu de $F = 4 \rightarrow F' = 5$. D'après l'équation 2.3, la variance mesurée par cette méthode doit être proportionnelle à la puissance du faisceau sonde. Nous nous en sommes assurés (voir figure 2.6a), afin de vérifier que le faisceau de mesure pouvait être considéré comme une sonde ne saturant pas les transitions atomiques.

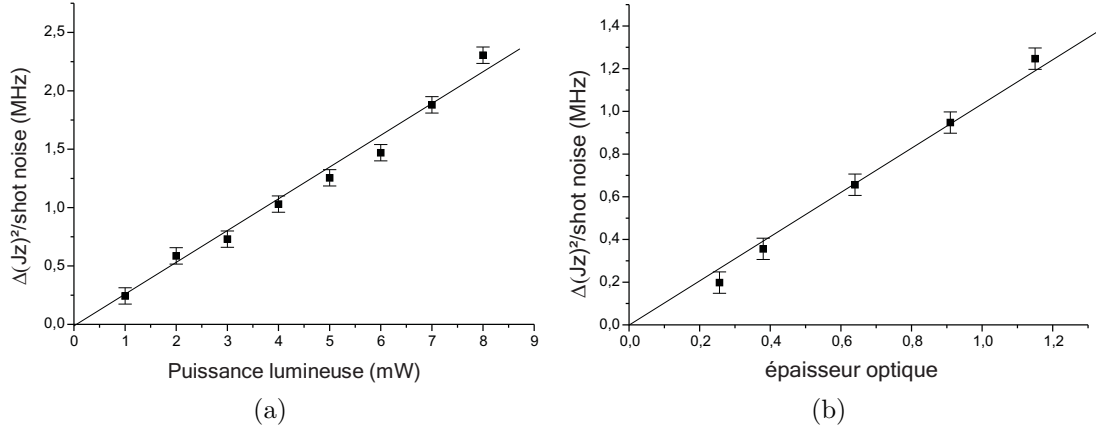


FIG. 2.6 – Variance de J_z , normalisée par le shot noise. RBW : 30 kHz. VBW : 30 Hz. Fréquence du laser : désaccordée de 1 GHz dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Waist du faisceau : $w_0 = 1,25$ mm. Pour (a), température : 54°C ; puissance du faisceau : 0 à 8 mW. Pour (b), Puissance du faisceau : 2 mW ; température : variée de 47 à 64°C .

Dans la gamme de température pour laquelle ont été faites les expériences, l'épaisseur optique pour un désaccord $\Delta = 1$ GHz est trop faible pour être mesurée précisément. Les valeurs de l'épaisseur optique sont donc mesurées pour un désaccord plus faible. On peut constater (Fig. 2.6b) que ΔJ_z^2 est bien proportionnel au nombre d'atomes.

Nous avons effectué une seconde série de mesures pour un désaccord plus faible ($\Delta = 500$ MHz), de manière à pouvoir mesurer l'épaisseur optique directement (pour le même désaccord que la mesure des fluctuations). On peut voir figure 2.7a la variance de J_z mesurée en fonction de l'épaisseur optique. Dans ce cas, son comportement n'est plus linéaire. Cela est simplement dû au fait que le milieu devient absorbant pour le faisceau de mesure (voir Eq. 2.3). La variance de J_z peut être extraite de la variance mesurée en divisant simplement celle-ci par la transmission du milieu atomique. *On constate alors (Fig. 2.7b) que la variance de J_z est bien proportionnelle au nombre d'atomes.*

Ainsi, dans cette expérience, la cohérence Zeeman n'est pas perturbée par du bruit technique, ou en tout cas son effet est négligeable par rapport aux fluctuations propres de cette cohérence. Le bruit de la cohérence Zeeman est ici limité par ses fluctuations intrinsèques. Cette propriété est importante pour un milieu atomique destiné à stocker des fluctuations quantiques. Remarquons qu'il serait aussi très intéressant de mesurer ces fluctuations pour un ensemble atomique pompé optiquement (du type coherent spin state), et non plus pour un ensemble isotrope, afin de s'assurer que l'étape de pompage

optique n'introduit pas de fluctuations supplémentaires d'une mesure à l'autre.

Le coefficient de proportionnalité entre la variance de J_z normalisée par le shot et l'épaisseur optique vaut $9,5 \pm 0,5$ MHz⁶. La valeur calculée dans le paragraphe suivant est 7,5 MHz. La valeur mesurée est légèrement plus grande que celle calculée.

Pour évaluer une possible contribution parasite de l'émission spontanée au bruit mesuré, nous avons mesuré le signal délivré par le polarimètre pour une sonde polarisée circulairement, et non plus linéairement. Dans ce cas, on n'est plus sensible à l'effet Faraday, mais uniquement à la part absorptive de la susceptibilité [Kuzmich *et al.*, 1999, Kuzmich *et al.*, 2000]. Nous n'avons pas, dans cette situation, observé de bruit s'ajoutant au shot noise (aux incertitudes de mesure près sur le shot noise, d'environ $\pm 3\%$). Le petit écart entre les mesures et le calcul est donc plus vraisemblablement dû à la modélisation en elle-même (caractère gaussien et non rectangulaire du faisceau de profil gaussien, par exemple).

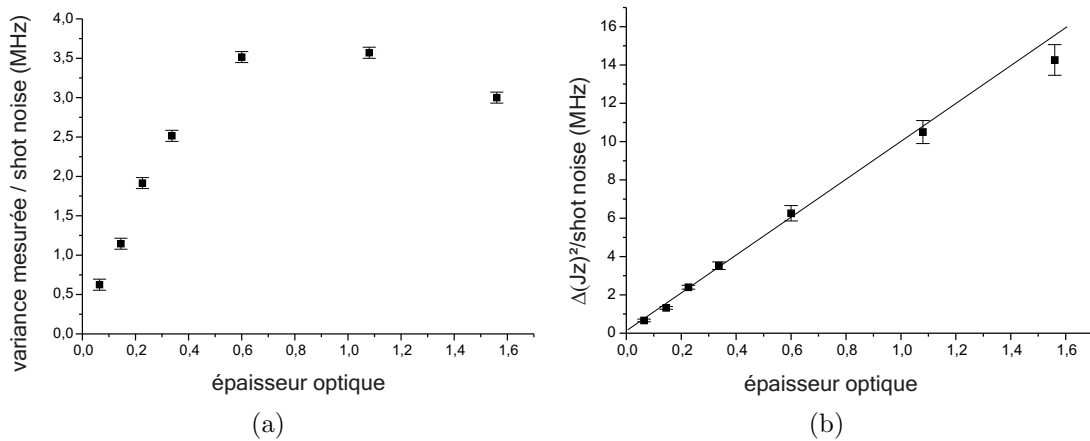


FIG. 2.7 – Variance mesurée, normalisée par le shot noise (a), et variance de J_z (variance mesurée/transmission), normalisée par le shot (b). RBW : 30 kHz. VBW : 30 Hz. Fréquence du laser : désaccordée de 500 MHz dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. Température : variée de 22 à 61°C. Puissance du faisceau : 2 mW. Waist du faisceau : $w_0 = 1,25$ mm.

A.4 Spectre de J_z

Calcul de la variance normalisée La modification des opérateurs de Stokes décrivant l'état de polarisation de la sonde lors de la traversée du milieu atomique se traduit

⁶L'unité de la variance de J_z normalisée par le shot est le MHz, car la variance du spin est sans unité tandis que la puissance de bruit correspondant aux fluctuations du vide s'exprime ici en Hz^{-1}

par :

$$S_y^{out} = S_y^{in} + \frac{\sigma}{2A} \frac{\Gamma}{2\Delta} \alpha_V S_x J_z \quad (2.4)$$

où l'on a négligé l'absorption du milieu. La polarisation initiale du faisceau, linéaire et d'axe x tourne par effet Faraday, si bien qu'un champ de polarisation linéaire selon y apparaît, proportionnellement à la composante J_z du moment angulaire et à l'amplitude du champ incident. Cette relation est établie au chapitre 4. Elle est équivalente à

$$X_y^{out} = X_y^{in} + \frac{\sigma}{2A} \frac{\Gamma}{2\Delta} \alpha_V \sqrt{I} J_z \quad (2.5)$$

Il s'agit de l'équation 2.3, dans laquelle on a supposé la sonde transmise sans pertes ($\alpha = 0$). Nous rappelons la définition des notations : I est le flux de photons du faisceau (en photons par seconde), α_V la polarisabilité vectorielle du niveau fondamental, dont l'expression est donnée dans l'annexe B, σ la section efficace d'absorption lorsque le fondamental est peuplé de manière isotrope, Γ la largeur naturelle de la transition, A l'aire de la section du faisceau et $\Delta = \omega_{laser} - \omega_{transition}$ le désaccord entre le laser et la transition.

Ainsi, le spectre du photo-courant mesuré sera proportionnel à

$$\mathbb{S}_{X_y^{out}} = \mathbb{S}_{X_y^{in}} + I \mathbb{S}_{J_z} \left(\frac{\sigma}{2A} \frac{\Gamma}{2\Delta} \alpha_V \right)^2 \quad (2.6)$$

La définition de X_y utilisée ici est telle que $\mathbb{S}_{X_y^{in}} = 1$ lorsque le faisceau est dans un état cohérent. En soustrayant au spectre mesuré la puissance de bruit correspondant au shot noise, et en le normalisant par celui-ci, on obtient donc

$$\mathbb{S}_{norm} = I \mathbb{S}_{J_z} \left(\frac{\sigma}{2A} \frac{\Gamma}{2\Delta} \alpha_V \right)^2 \quad (2.7)$$

Ce spectre normalisé par le shot est sans dimension. Si bien que la variance déduite de son intégrale aura la dimension d'une fréquence. En d'autres termes, la variance de J_z (sans dimensions) est normalisée par la puissance de bruit correspondant au shot noise (qui a la dimension de l'inverse d'une fréquence).

L'expression du spectre \mathbb{S}_{J_z} de J_z , donnée par l'équation 2.13, est calculée à la fin de cette partie. Elle permet d'obtenir l'expression théorique de la variance mesurée V_{mesure} en intégrant \mathbb{S}_{norm} :

$$V_{mesure} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbb{S}_{norm}[\omega] d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbb{S}_{norm}[f] df = I \left(\frac{\sigma}{2A} \frac{\Gamma}{2\Delta} \alpha_V \right)^2 N \frac{F(F+1)}{3} \quad (2.8)$$

Pour obtenir la pente de V_{mesure} en fonction de l'épaisseur optique α , il faut enfin sommer les contributions des différents niveaux excités, et prendre en compte l'élargissement Doppler : $\frac{\sigma}{2A} \frac{\Gamma}{2\Delta} \alpha_V$ doit être remplacé par

$$\sum_{F'=3,4,5} \frac{\sigma^{(F,F')}}{2A} \alpha_V^{(F,F')} \int_{\mathbb{R}} \frac{(f + \Delta_{F'})/(\Gamma/2)}{1 + (f + \Delta_{F'})^2/(\Gamma/2)^2} P(f) df \quad (2.9)$$

$$P(f) = e^{-(f/\Delta_D)^2/2}/(\sqrt{2\pi}\Delta_D)$$

rend compte de l'élargissement Doppler ; $\Delta_D = \frac{1}{\lambda} \sqrt{RT/M_{Cs}} = 165$ MHz à 50°C. $\Delta_{F'} = \omega_{laser} - \omega_{transition F, F'}$ est le désaccord entre le laser et la transition entre niveaux hyperfins $F = 4$ et $F' = 3, 4$ ou 5. L'épaisseur optique est calculée quant à elle à partir de :

$$\alpha = N \sum_{F'=3,4,5} \frac{\sigma^{(F,F')}}{A} \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{1 + (f + \Delta_{F'})^2/(\Gamma/2)^2} P(f) df \quad (2.10)$$

L'expression et les valeurs de $\alpha_V^{(F,F')}$ et de $\sigma^{(F,F')}$ sont rassemblées dans l'annexe B. $\Gamma/2$ vaut 2,6 MHz. Dans nos conditions, $\Delta_{F'=5} = 500$ MHz, et donc $\Delta_{F'=4} = 750$ MHz et $\Delta_{F'=3} = 950$ MHz. La puissance du faisceau lumineux étant de 2mW, $I = 8,6 \cdot 10^{15}$ ph/s. Enfin, la surface A du faisceau est prise égale à πw_0^2 .

Finalement, avec ces paramètres, le calcul numérique de V_{mesure}/α donne 7,5 MHz. Cette valeur est bien compatible avec les mesures de la variance normalisée de J_z (figure 2.7b), proportionnelles à l'épaisseur optique dans un rapport égal à $9,5 \pm 0,5$ MHz.

Spectre de J_z Jusqu'ici nous avons implicitement supposé que J_z n'était pas affecté par le faisceau sonde qui le mesure. Nous allons le justifier, et calculer son spectre \mathbb{S}_{J_z} qui intervient dans le calcul de V_{mesure} .

En champ magnétique nul, la mesure de J_z est QND : J_z n'est pas perturbé par la sonde (voir chapitre 4). Pour des atomes orientés selon x , $\langle [J_y, J_z] \rangle \neq 0$. La mesure (et donc la détermination) de J_z s'accompagne donc d'un bruit en retour sur son observable conjuguée J_y . Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, la precession de Larmor couple J_z et J_y , si bien que le caractère QND de l'interaction est perdu [Schori *et al.*, 2002] (la perturbation causée par la mesure de J_z n'est plus entièrement reportée sur J_y , car J_y et J_z sont alors couplés). Il faut alors prendre en compte la modification de J_z due à l'interaction avec la sonde. En revanche, pour un ensemble isotrope d'atomes, $\langle [J_y, J_z] \rangle = 0$: il n'y a pas de "back-action noise". Ainsi, l'évolution

de J_z et de J_y est simplement donnée par :

$$d/dt J_z = -J_z/T_2 - \Omega_{Larmor} J_y + F_z \quad (2.11)$$

$$d/dt J_y = -J_y/T_2 + \Omega_{Larmor} J_z + F_y \quad (2.12)$$

où F_z et F_y sont les forces de Langevin rendant compte des fluctuations de J_z et de J_y . La pulsation de Larmor Ω_{Larmor} correspondant à un champ magnétique B est donnée par $\hbar\Omega_{Larmor} = g\mu_B B$, où g est le facteur de Landé du niveau fondamental $F = 4$ et μ_B le magnéton de Bohr ($g\mu_B$ vaut 350 kHz/Gauss pour le niveau $F = 4$). Après transformée de Fourier, ces équations peuvent être résolues :

$$J_z[\omega] = \frac{-1/2}{i(\omega - \Omega_{Larmor}) + 1/T_2} (F_z[\omega] - iF_y[\omega]) + \frac{-1/2}{i(\omega + \Omega_{Larmor}) + 1/T_2} (F_z[\omega] + iF_y[\omega]) \quad (2.13)$$

En considérant le cas $\Omega_{Larmor} = 0$, et en utilisant le fait que $\Delta J_z^2 = \Delta J_y^2 = N \times \frac{F(F+1)}{3}$ on obtient

$$\langle F_z[\omega] F_z[\omega'] \rangle = \langle F_y[\omega] F_y[\omega'] \rangle = 2\pi\delta(\omega + \omega') \frac{2}{T_2} \frac{NF(F+1)}{3} \quad (2.14)$$

En prenant en compte le fait que les forces de Langevin associées aux deux composantes J_y et J_z du spin sont incorrélatées en champ magnétique nul, soit $\langle F_z[\omega] F_y[\omega'] \rangle = 0$, on peut déduire de l'équation 2.13 le spectre de J_z :

$$\mathbb{S}_{J_z}[\omega] = N \frac{F(F+1)}{3} T_2 \left(\frac{1}{1 + ((\omega - \Omega_{Larmor})T_2)^2} + \frac{1}{1 + ((\omega + \Omega_{Larmor})T_2)^2} \right) \quad (2.15)$$

Cette expression est utilisée pour calculer la variance normalisée (Eq. 2.8).

B Environnement magnétique

B.1 description du dispositif et calculs d'homogénéité

Blindage Pour s'affranchir du champ magnétique environnant et de ses variations, nous utilisons un blindage magnétique en μ metal de diamètre et longueur extérieurs respectivement égaux à 20 et 60 cm. La figure 2.8 montre une photographie de ce blindage. Il est composé de trois couches distantes de 9 mm. Leur épaisseur est de 1,5 mm

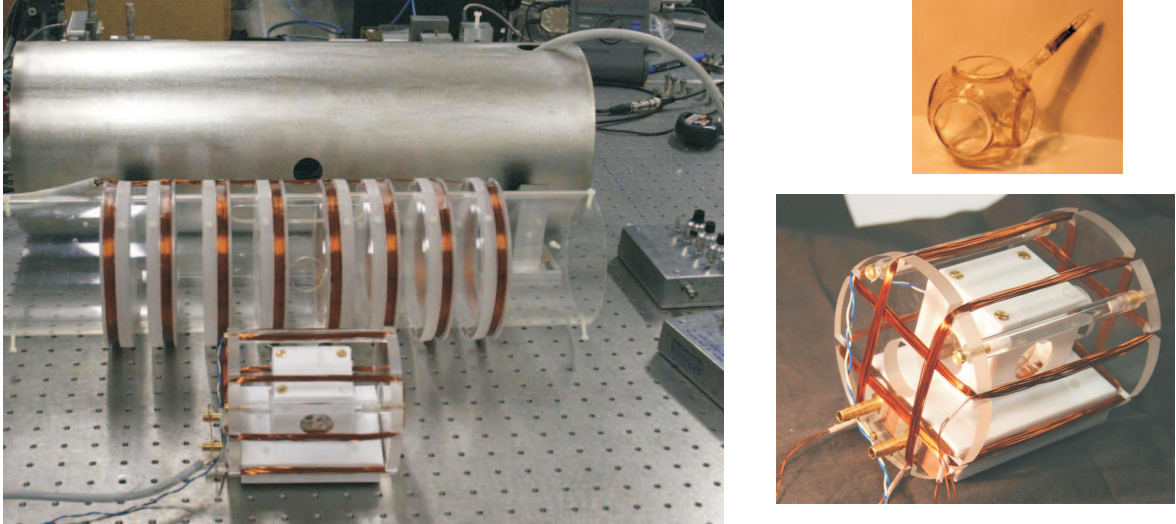


FIG. 2.8 – Photographie du blindage, des bobines et du four contenant la cellule. Les matériaux choisis sont a-magnétiques (cuivre, laiton, téflon, plexiglass)

pour la couche intérieure et 1 mm pour les deux autres. La perméabilité magnétique relative μ du matériau est de $2 \cdot 10^4$ environ. Ce blindage a été fabriqué par la société Soudupin.

Quatre ouvertures circulaires de diamètre 30 mm permettent le passage de faisceaux, soit le long de l'axe des cylindres, soit perpendiculairement.

Le champ magnétique résiduel à l'intérieur du blindage a été mesuré avec un magnétomètre Bartington Mag-01MS (10 V/Gauss). Le champ résiduel longitudinal est de 0,3 mG, avec des variations inférieures à 10% à l'intérieur du blindage. Le champ transverse au niveau des ouvertures latérales est de 3,4 mG d'un côté, et de 0,6 mG de l'autre. Il décroît très vite lorsque l'on s'éloigne de ces ouvertures (figure 2.9).

Le champ magnétique extérieur autour du blindage a une valeur comprise entre 0,3 et 1 Gauss et une direction variable. Le blindage écran donc les champs statiques extérieurs d'un facteur 1000 à 2000.

Enfin, les variations à 50Hz du champ magnétique sont de 2 à 6 mG crête à crête à l'extérieur et de $0 \pm 0,02$ mG crête à crête à l'intérieur du blindage.

Facteur d'écrantage d'un blindage : expression théorique Pour ce blindage cylindrique, le facteur d'écrantage théorique est donné par la formule suivante [Budker *et al.*, 2002] :

$$\frac{B_{in}}{B_{ext}} = \frac{R_1 R_2 R_3}{\mu t_1 \mu t_2 \mu t_3} \left(\frac{R_2}{e_2} \right)^2 \left(\frac{R_3}{e_3} \right)^2$$

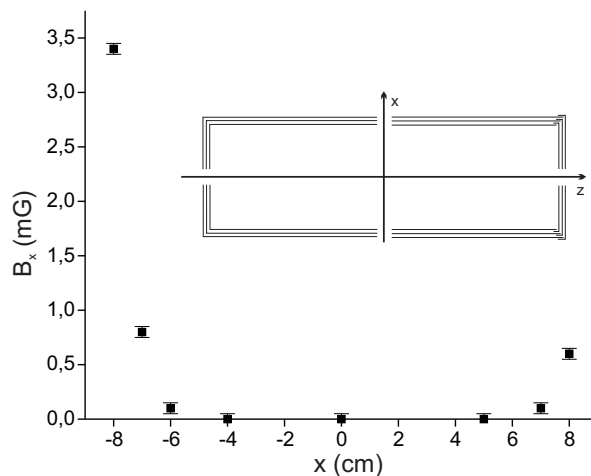


FIG. 2.9 – Champ transverse à l'intérieur des blindages, en fonction de la distance au centre. Le champ longitudinal B_z vaut $-0,3$ mG, avec des variations inférieures à 10 %.

Avec $R_1 = 99$ mm, $R_2 = 90$ mm et $R_3 = 81$ mm les rayons des couches de μ métal, t leur épaisseur et $e_2 = e_3$ leur écartement. Numériquement, on trouve $B_{in}/B_{ext} = 1/2000$. La valeur constatée (1/1000 à 1/2000) est en bon accord avec celle attendue. Pour le blindage cubique utilisé dans l'expérience décrite dans la partie précédente, (une couche de 1,5 mm, 30 cm de coté), l'atténuation attendue est de 1/200, et celle constatée est de 1/100, là encore en bon accord.

Conception des bobines Nous souhaitons créer un champ magnétique d'environ 1,5 Gauss au niveau de la cellule (de sorte que $2 \times \Omega_{Larmor} \sim 2\pi \times 1$ MHz), le plus homogène possible. En effet, les inhomogénéités de champ magnétique ont pour effet de déphaser de manière différente les atomes situés en différents points, et ainsi de réduire le temps de cohérence effectif de l'ensemble.

Le champ à l'intérieur d'un solénoïde infini est uniforme. Mais son homogénéité se dégrade dès que sa taille est finie. En plus, pour permettre un accès optique perpendiculaire, il faudrait en fait utiliser deux morceaux de solénoïde. Dans ce cas, le champ devient très inhomogène au centre. $B_z(r=0, z)$ est tracé en fonction de z pour un solénoïde composé de deux tronçons de diamètre 12 cm, espacés de 3 cm et longs chacun de 25 cm (figure 2.10 a).

L'espace disponible à l'intérieur des blindages contraint le diamètre maximal des bobines à 14 cm environ. Un couple de bobines en configuration Helmholtz de ce diamètre n'offre pas non plus une homogénéité satisfaisante sur le volume d'une cellule de 34 mm de coté (voir figure 2.10 b).

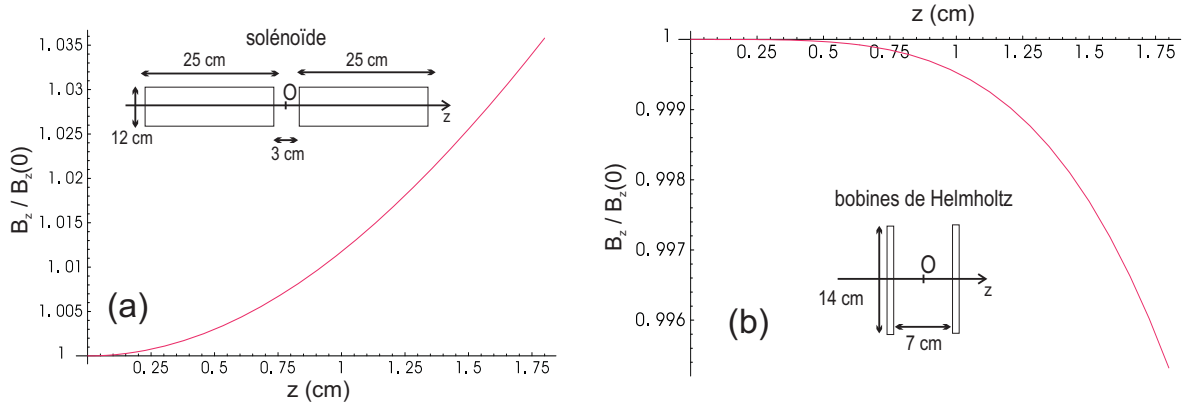


FIG. 2.10 – Champ magnétique créé par un solénoïde (a) et des bobines de Helmholtz (b) compatibles avec les dimensions internes du blindage et permettant un accès optique transverse.

Aussi, nous avons opté pour un ensemble de 8 bobines symétriques similaire à celui utilisé par le groupe d'Eugene Polzik [Julsgaard, 2003]. Lorsque la distance entre les bobines est inférieure à leur rayon, la courbure du champ sur l'axe, en fonction de z , est négative (voir figure 2.11 (a)). Ainsi, pour que la courbure positive du champ créé par les bobines les plus éloignées puisse être compensée par celle du couple de bobines les plus proches, ces dernière doivent être plus proches que dans la configuration de Helmholtz. Les bobines ont été placées de manière à être équidistantes. Deux montages ont été réalisés : pour l'un, les bobines sont distantes de 40 mm, et pour l'autre de 48 mm. L'enroulement, effectué à l'intérieur d'une gorge de 10 mm de large a une épaisseur de 4 mm. Son diamètre moyen est 138 mm.

Le nombre de spires de chaque bobine a été choisi pour optimiser l'homogénéité du champ. Dans un premier temps, cette homogénéité a été évaluée en calculant les variations du champ magnétique sur l'axe : $\left(\frac{\Delta B}{B}\right)_{axe} = \left(\frac{1}{L} \int_L B^2(r=0, z) dz - \bar{B}^2\right)^{1/2} / \bar{B}$ où $\bar{B} = \frac{1}{L} \int_L B(r=0, z) dz$. $L = 34$ mm est la longueur (interne) de la cellule. Avec un choix adapté du nombre de spires, nous avons obtenu typiquement une homogénéité de $5 \cdot 10^{-5}$ (voir tableaux 2.1 et 2.2). Dans un deuxième temps, nous avons calculé l'homogénéité du champ magnétique pour tout le volume d'interaction : $\left(\frac{\Delta B}{B}\right)_{volume} = \left(\frac{1}{V} \int_V B^2(\vec{r}) d^3r - \bar{B}^2\right)^{1/2} / \bar{B}$ où $\bar{B} = \frac{1}{V} \int_V B(\vec{r}) d^3r$. Pour ce volume, nous avons choisi un cylindre de longueur 34 mm et de diamètre 20 mm. Il correspond au volume d'interaction intervenant dans la suite des expériences.

Nous avons évalué l'influence du blindage sur le champ magnétique. Du fait de sa forte perméabilité magnétique, il déforme les lignes de champ magnétique pour les

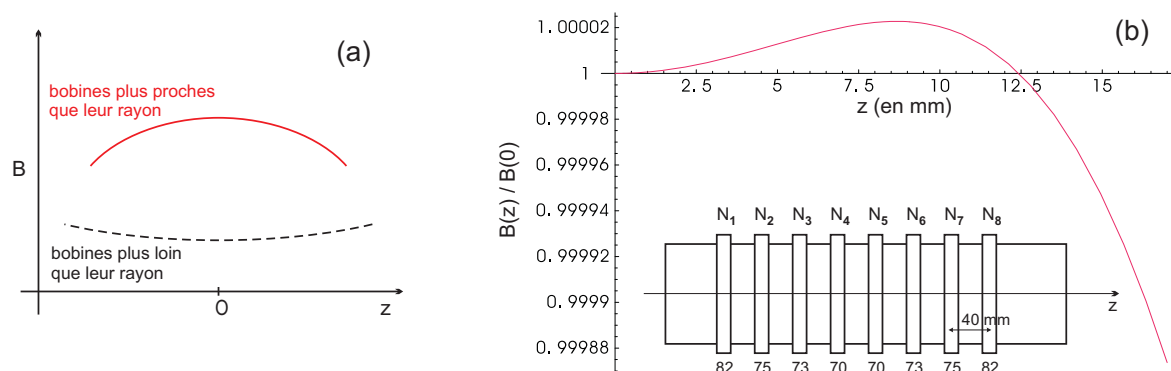


FIG. 2.11 – (a) : illustration du champ créé sur l'axe par deux bobines distantes de plus que leur rayon (tirets) et de moins que leur rayon. (b) : champ magnétique sur l'axe, créé par 8 bobines distantes de 40 mm, de nombre de spires $N_1 = N_8 = 82$, $N_2 = N_7 = 75$, $N_3 = N_6 = 73$ et $N_4 = N_5 = 70$.

d=40 mm		$(\Delta B/B)_{axe}$	$(\Delta B/B)_{volume}$
sans images magnétiques	$N_1 = N_8 = 82$, $N_2 = N_7 = 75$, $N_3 = N_6 = 73$, $N_4 = N_5 = 70$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$0,86 \cdot 10^{-3}$
avec images magnétiques	$N_1 = N_8 = 82$, $N_2 = N_7 = 75$, $N_3 = N_6 = 73$, $N_4 = N_5 = 70$	$5 \cdot 10^{-5}$	$0,71 \cdot 10^{-3}$
	$N_1 = N_8 = 82$, $N_2 = N_7 = 75$, $N_3 = N_6 = 73$, $N_4 = N_5 = 63$	$3,0 \cdot 10^{-5}$	$0,67 \cdot 10^{-3}$

TAB. 2.1 – Homogénéité du champ magnétique pour des bobines distantes de 40 mm.

d=48 mm		$(\Delta B/B)_{axe}$	$(\Delta B/B)_{volume}$
sans images magnétiques	$N_1 = N_8 = 82$, $N_2 = N_7 = 75$, $N_3 = N_6 = 73$, $N_4 = N_5 = 70$	$55 \cdot 10^{-5}$	$0,98 \cdot 10^{-3}$
	$N_1 = N_8 = 82$, $N_2 = N_7 = 75$, $N_3 = N_6 = 73$, $N_4 = N_5 = 76$	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$0,90 \cdot 10^{-3}$
avec images magnétiques	$N_1 = N_8 = 82$, $N_2 = N_7 = 75$, $N_3 = N_6 = 73$, $N_4 = N_5 = 70$	$4,5 \cdot 10^{-5}$	$0,63 \cdot 10^{-3}$

TAB. 2.2 – Homogénéité du champ magnétique pour des bobines distantes de 48 mm.

rendre perpendiculaires à sa surface. Cela est équivalent à ajouter des sources de champ magnétique, symétriques de celles existantes par rapport à la surface de μ métal (dans notre cas, des bobines supplémentaires, plus grandes, et parcourues en même sens que celles existantes). Comme on peut le constater, ces "images magnétiques" améliorent l'homogénéité du champ magnétique.

Les meilleures homogénéités théoriques $(\Delta B/B)_{volume}$ que nous avons obtenues valent $6 \cdot 10^{-4}$ environ ($5 \cdot 10^{-3}$ et 10^{-2} et pour les bobines de Helmholtz et le solénoïde coupé de la figure 2.10). Pour un champ de 1,5 Gauss permettant d'obtenir $2 \times \Omega_{Larmor} \sim 2\pi \times 1 \text{ MHz}$, nous nous attendons donc à ce que le spectre des fluctuations de la cohérence Zeeman ait une largeur 300 Hz, soit un temps de relaxation de 1 ms. Le groupe d'E. Polzik a obtenu en pratique des homogénéités encore meilleures ($\sim 5 \cdot 10^{-5}$, [Julsgaard *et al.*, 2004b]) après plusieurs modifications de leur montage [Julsgaard *et al.*, 2001, Schori *et al.*, 2002].

Les bobines fabriquées ont finalement un nombre de spires $N_1 = N_8 = 82$, $N_2 = N_7 = 75$, $N_3 = N_6 = 73$ et $N_4 = N_5 = 70$. Il est bien sûr possible de modifier le nombre effectif de spires en ajustant indépendamment le courant parcourant chacune des bobines.

B.2 Caractérisation par résonance magnéto-optique ; mesure du T_2

Comme nous l'avons indiqué dans la section A de ce chapitre, le taux de relaxation de la cohérence Zeeman peut être déduit de la mesure des fluctuations de polarisation subies à la traversée du milieu par une sonde polarisée linéairement et désaccordée .

Nous avons dans un premier temps utilisé cette technique (voir figure 2.12).

On peut voir un spectre de bruit Faraday sur la figure 2.12. La contribution du bruit atomique au spectre mesuré est faible : +1 dB relativement au shot noise. Cette valeur est beaucoup plus faible que dans le cas de l'expérience décrite dans la section A. Cette différence importante est due à la différence de diamètre des faisceaux utilisés dans ces deux expériences (2,5 mm pour l'expérience de la section A, 14 mm dans ce cas). En effet, pour une densité atomique donnée, la puissance de bruit correspondant aux fluctuations atomique est proportionnelle à l'inverse de la section du faisceau (*C.f.* : équation 2.8).

La largeur à mi-hauteur du spectre des fluctuations de la cohérence Zeeman est égale à $2/T_2$ où T_2 est le temps de relaxation de la cohérence Zeeman. Pour l'expérience présentée figure 2.12, cette largeur vaut $1,2 \pm 0,2 \text{ kHz}$. Mais vue la faible sensibilité de la mesure de bruit Faraday dans nos conditions, nous avons opté pour une méthode de résonance magnéto-optique (R.M.O.). Une étude détaillée de cette méthode se trouve dans la référence [Julsgaard *et al.*, 2004b], dans laquelle il est établi que le signal de R.M.O. au carré et le spectre des fluctuations intrinsèques de J_z ont même largeur à mi-hauteur (en l'occurrence $2/T_2$). L'expérience consiste à créer une orientation transverse oscillante (comme dans une expérience de R.M.N.), et à la détecter optiquement.

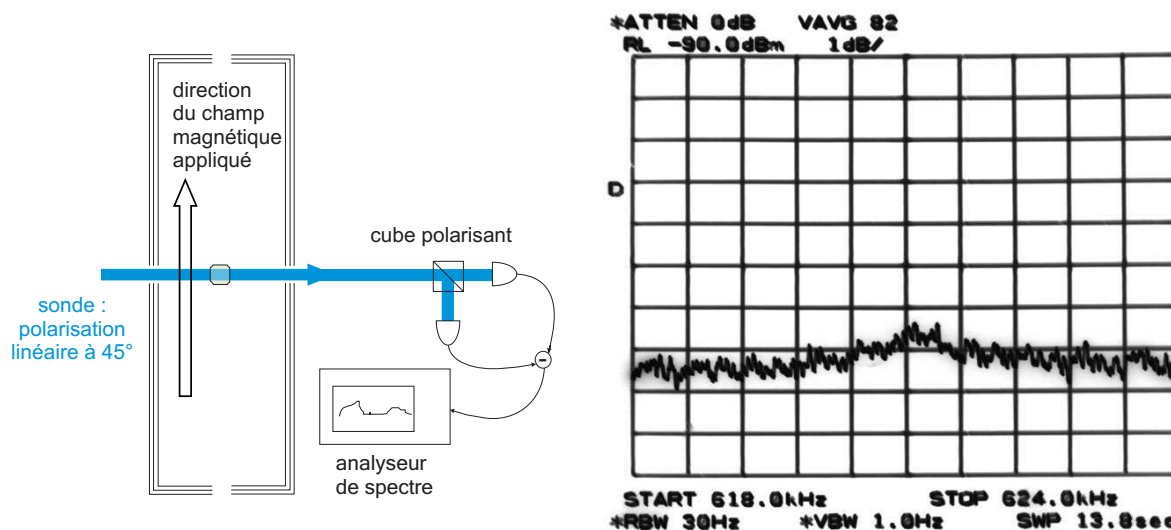


FIG. 2.12 – Mesure du spectre des fluctuations de la cohérence Zeeman par effet Faraday. Rayon du faisceau à $1/e^2$: 7 mm. Température : 30°C. Sonde d'intensité 4 mW désaccordée de 900 MHz dans le bleu de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. L'acquisition de ce spectre dure 20 minutes (un fort moyennage est nécessaire).

Un schéma de principe de l'expérience est donné figure 2.13. Le signal de résonance magnéto-optique est délivré par une détection synchrone double phase (sortie "module" $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$) après démodulation du signal de rotation Faraday à la fréquence du champ magnétique oscillant $B_{R.F.}$. Pour nos conditions expérimentales, cette méthode permet d'obtenir le taux de relaxation de la cohérence Zeeman de manière beaucoup plus précise et rapide que la mesure des fluctuations intrinsèques du spin.

Les largeurs de résonance obtenues sont données dans le tableau 2.3. Pour une fréquence de Larmor de 600 kHz, (valeur utilisé dans les expériences d'optique quantique ultérieures), une largeur de 1,1 kHz a été obtenue. Elle correspond à

$$T_2 = \frac{1}{\pi \times largeur(Hz)} = 300 \mu s$$

Pour une fréquence de Larmor de 90 kHz, nous avons mesuré un temps de relaxation $T_2 = 3,5$ ms. La largeur de résonance obtenue augmente avec la fréquence de Larmor, comme on peut s'y attendre dans le cas où le temps de relaxation est essentiellement fixé par l'inhomogénéité du champ magnétique appliqué.

Nous avons utilisé ces mesures de temps de relaxation par R.M.O. pour optimiser l'homogénéité du champ magnétique. Pour cela nous avons ajusté indépendamment le courant de chaque bobine. Tout d'abord en appliquant un faible gradient longitudinal,

en cas de présence de gradient parasite. Puis en appliquant un champ de compensation ou un gradient transverse à l'aide des bobines R.F.. Enfin en augmentant ou diminuant le courant des deux bobines centrales, afin d'ajuster la courbure du champ longitudinal (c.f. figure 2.11 a). L'optimum correspondait au final à un courant égal pour toutes les bobines, et pas de courant de compensation dans les bobines R.F.. Nous avons également écarté le blindage de la table optique (de 10 cm), sans constater de modification des résonances magnéto-optiques.

Enfin, cette méthode de R.M.O. permet de déterminer de manière rapide et précise (10^{-4} environ) la fréquence de Larmor correspondant au courant traversant les bobines, ce qui sera très utile dans les expériences de transfert lumière-matière.

Vu la bonne homogénéité qui a été obtenue pour le champ magnétique, s'il s'agit effectivement du facteur limitant le temps de stockage, on peut compter que celui-ci soit compris entre $100 \mu\text{s}$ et 1 ms .

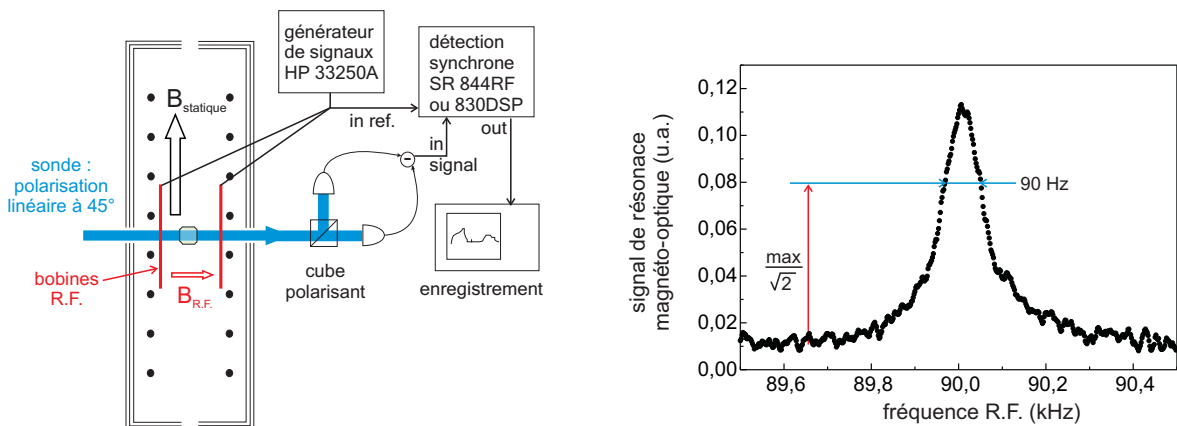


FIG. 2.13 – Mesure du taux de relaxation de la cohérence Zeeman par résonance magnéto-optique. La fréquence de Larmor mesurée ici vaut 90 kHz, et la largeur à $1/\sqrt{2}$ du signal de R.M.O. vaut 90 Hz. waist du faisceau (demi-largeur à $1/e^2$ du profil d'intensité) : 7 mm. Température : 30°C . Sonde d'intensité 0,5 mW, désaccordée de 1 GHz dans le rouge de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 3$. Sweep : 100Hz/s.

Fréquence de Larmor (kHz)	90	600	900
Taux de relaxation de la cohérence Zeeman (kHz)	0.09	1.1	3.4

TAB. 2.3 – $1/(\pi T_2)$ pour différentes fréquences de Larmor.

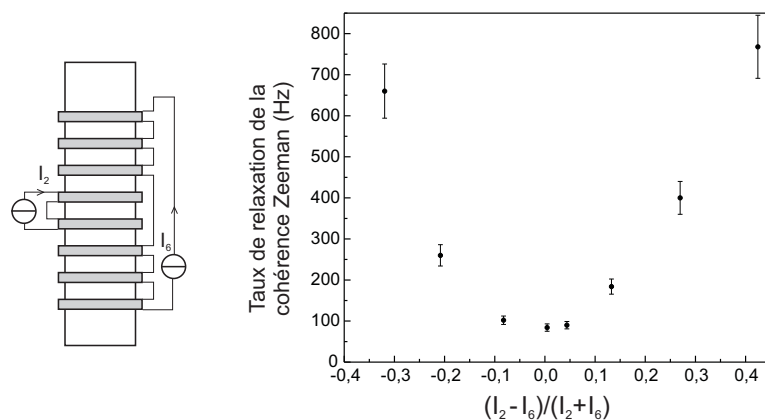


FIG. 2.14 – Taux de relaxation de la cohérence Zeeman mesuré par résonance magnéto-optique, en fonction du déséquilibre des courants I_2 et I_6 . L'optimum correspond à un courant identique dans toutes les bobines. La fréquence de Larmor est maintenue à 90 kHz pour tous les points. Les conditions expérimentales sont identiques à celles de la figure 2.13.

C Pompage Optique

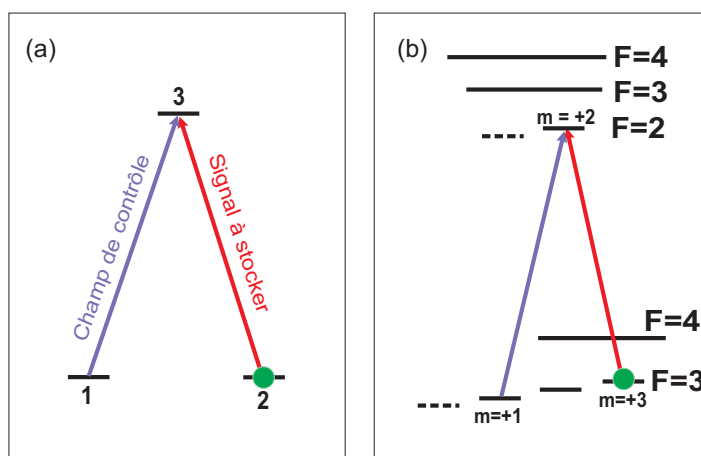


FIG. 2.15 – Système à trois niveaux en Λ utilisé.

Le transfert atomes-champ par E.I.T. ou par effet Raman utilise un ensemble d'atomes à trois niveaux en Λ (voir figure 2.15 (a)). Tous les atomes sont initialement dans l'état 2. Le schéma en Λ que nous avons choisi utilise les sous-niveaux Zeeman $m_F = +1$ et $m_F = +3$ de l'état fondamental $6S_{1/2} F = 3$ du Cs (voir figure 2.15 (b)). Il faut donc accumuler par pompage optique tous les atomes dans le sous-niveau

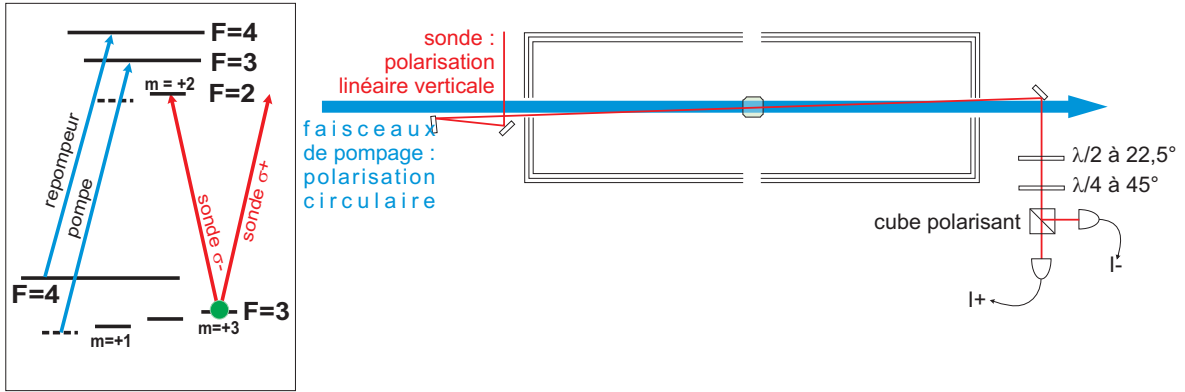


FIG. 2.16 – Schéma de l'expérience de caractérisation du pompage optique .

$m_F = +3$. La qualité du pompage optique est primordiale. En effet, les atomes restant dans le niveau 1 seront excités vers le niveau 3 par le champ de contrôle, puis se désexciteront par émission spontanée vers le niveau $m_F = +3$, ajoutant ainsi du bruit au champ signal autant qu'à la cohérence atomique. La mise en oeuvre du pompage optique et sa caractérisation sont décrits dans la suite de cette partie. L'orientation atomique obtenue est de 90%, atteinte après 2ms de pompage optique. Son taux de relaxation après coupure du pompage optique est d'environ $1/(60 \text{ ms})$.

C.1 Description de l'expérience

Transitions atomiques et géométrie de l'expérience Le pompage optique est assuré par un faisceau laser résonnant avec la transition $6S_{1/2} F = 3 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 3$, de polarisation circulaire. Seul, ce faisceau viderait progressivement tous les atomes vers le niveau hyperfin $6S_{1/2} F = 4$. Pour éviter ce phénomène, et pour augmenter le nombre d'atomes dans le niveau $F = 3$, nous utilisons un faisceau "repompeur" résonnant avec la transition $6S_{1/2} F = 4 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 4$. En effet, l'utilisation du même niveau hyperfin de l'état excité pour le pompage et le re-pompage pourrait conduire à des phénomènes de résonance noire. La polarisation circulaire de ce faisceau est la même que celle du faisceau pompe pour qu'il contribue lui aussi à orienter le spin le long de l'axe z.

Ces deux faisceaux sont produits par deux diodes laser à cavité étendue, dont la fréquence est asservie par absorption saturée. Le montage de ces diodes est décrit plus en détail dans la partie A du chapitre 1. Des modulateurs acousto-optiques permettent l'allumage et l'extinction du pompage et du repompage. Un couplage dans une fibre optique monomode à maintien de polarisation permet d'obtenir un mode gaussien, et

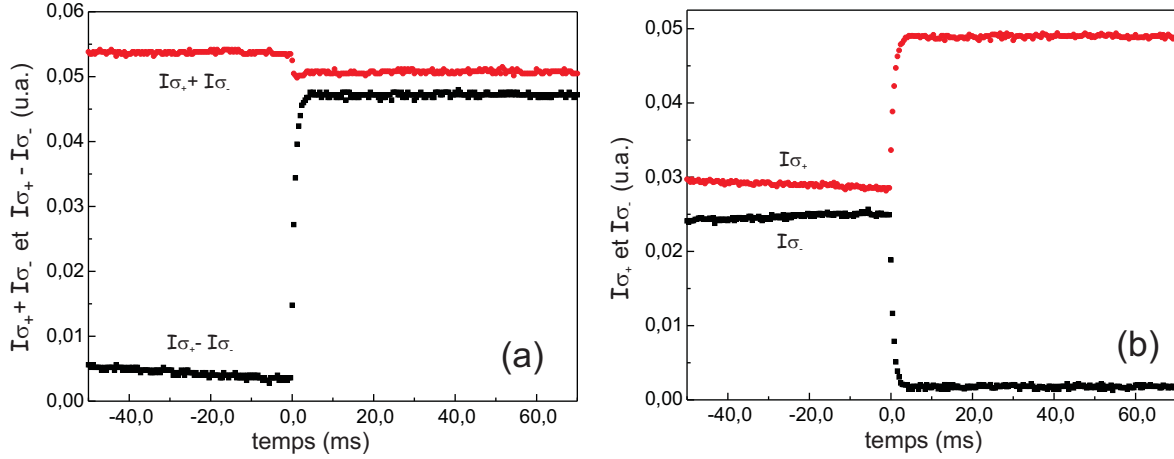


FIG. 2.17 – Evolution de l'intensité des composantes de polarisation σ_+ et σ_- de la sonde. Les faisceaux de pompage optique sont brusquement allumés à l'instant à $t=0$. Intensité du repompeur et du faisceau de pompage : 2 et 0,3 mW. Intensité du faisceau sonde : $0,5\mu\text{W}$. Température : 30°C .

d'assurer une direction fixe au niveau de l'expérience, même si la direction d'émission des diodes laser change. Les faisceaux de pompage à l'entrée de la cellule sont gaussiens. Leur rayon à $1/e^2$ vaut 7 mm, et l'on dispose d'un peu plus de 10 mW par faisceau.

Un faisceau sonde polarisé linéairement permet de mesurer le dichroïsme circulaire du milieu, et ainsi de déterminer le degré d'orientation des atomes. Le trajet de ce faisceau est représenté figure 2.16⁷. En effet, si les atomes sont répartis de manière isotrope entre sous-niveaux Zeeman, l'épaisseur optique pour le faisceau sonde de polarisation σ_+ sera égale à celle pour le faisceau sonde de polarisation σ_- , si bien que $(\alpha_+ - \alpha_-)/(\alpha_+ + \alpha_-) = 0$. En revanche, s'ils sont tous pompés dans le sous-niveau $F = 3$, $m_F = +3$, on a alors $\alpha_+ = 0$ et $(\alpha_+ - \alpha_-)/(\alpha_+ + \alpha_-) = -1$. La quantité $(\alpha_+ - \alpha_-)/(\alpha_+ + \alpha_-)$ est donc une bonne mesure de la qualité du pompage optique. Dans nos conditions, il s'agit en fait d'une mesure de l'orientation atomique $\mathbb{O} = \langle F_z \rangle / F$ (cela sera justifié dans la partie suivante).

Puissance des faisceaux Le diamètre du faisceau sonde est d'environ 1 mm. Il fait un angle de 2,5 degrés avec l'axe du champ magnétique et des faisceaux de pompage. Il est résonnant avec la transition $6S_{1/2} F = 3 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 2$. Son intensité varie

⁷Le miroir (métallique) à 45° placé sur le trajet de la sonde, après la cellule, n'était en fait pas souhaitable, puisqu'il peut légèrement dépolariiser celle-ci. Cette dépolariisation aurait en fait pour effet de réduire le contraste de la mesure de dichroïsme, et l'orientation réelle est donc, éventuellement, supérieure à celle mesurée, mais en tout cas pas inférieure.

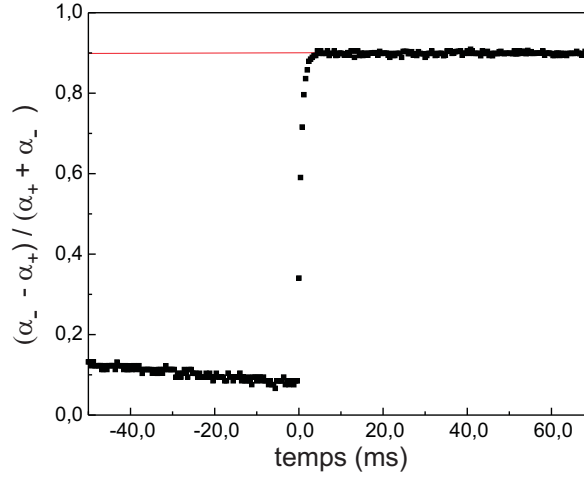


FIG. 2.18 – Evolution de l'orientation atomique sous l'effet des faisceaux de pompage (même enregistrement que celui présenté figure 2.17).

entre 0,5 et 2 μW , soit 0,05 à 0,2 mW/cm^2 . Cela garantit une faible saturation des transitions atomiques (I_{sat} varie de 1 à 100 mW/cm^2 selon les transitions considérées de la raie D_2).

Les puissances utilisées pour les faisceaux de pompage et de repompage varient selon les expériences de 0,5 à 9 mW pour le repompeur et de 0,05 à 0,5 mW pour le faisceau de pompage, soit 0,33 à 6 mW/cm^2 pour le repompeur et 0,033 à 0,33 mW/cm^2 pour la pompe. Les intensités surfaciques du faisceau sonde étant comparables à celle du faisceau de pompage, on peut se demander si cette sonde ne risque pas de perturber l'état créé par les faisceaux de pompage. Ce n'est en fait pas le cas car le temps de transit des atomes à travers le faisceau sonde est court (environ $2\mu\text{s}$) par rapport aux temps caractéristiques de pompage optique obtenus dans ces conditions (environ 2 ms). De plus, le flux de photons du faisceau sonde étant beaucoup plus faible que celui des faisceaux de préparation, l'effet de la sonde sur l'ensemble des atomes peut bien être négligé.

Orientation obtenue Un exemple de mesure de l'évolution de l'orientation atomique lorsqu'on allume des faisceaux de pompage est donné figure 2.18, pour $P_{\text{repompeur}} = 2\text{mW}$ et $P_{\text{pompeur}} = 0.3\text{mW}$. Une orientation de 90% est atteinte après environ 2 ms de pompage.

En l'absence du faisceau de pompage, une orientation de 85% est atteinte, mais en un temps beaucoup plus lent : 15 ms environ. Dès que sa puissance est supérieure à 0,05 mW , l'orientation sature à 90% (meilleure valeur obtenue : 92%).

Quant au repompeur, nous avons fait varier sa puissance de 0.5 à 9 mW sans observer de variation significative de l'orientation maximale. Quant au temps nécessaire pour orienter les atomes, il passe de 14 ms pour $P_{\text{repompeur}} = 0.5\text{mW}$ à 2 ms pour 2mW (il reste égal à 2 ms pour $P_{\text{repompeur}} \geq 2\text{mW}$).

La sonde étant résonnante avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ et ayant une largeur de raie très petite par rapport à l'élargissement Doppler, l'orientation mesurée est principalement celle des classes d'atomes dont la vitesse est proche de 0. Il serait intéressant de tester si toutes les classes de vitesse sont pompées avec la même efficacité, puisque le pompage optique est réalisé avec des lasers monomodes. Remarquons d'ailleurs que dans les processus d'E.I.T. toutes les classes de vitesse contribuent⁸ et qu'un bon pompage optique préalable pour toutes les classes de vitesse est donc nécessaire. Notons, à titre indicatif, qu'une orientation supérieure à 90%, une fois moyennée sur l'ensemble des classes de vitesse, peut être obtenue dans ce milieu atomique même en utilisant des lasers de pompage monomodes [Julsgaard *et al.*, 2004b].

Nous avons vérifié que l'efficacité du pompage optique n'est pas modifiée en présence d'un faisceau intense (50 mW, de même profil transverse que les faisceaux de pompage) et désaccordé de 560 MHz dans le rouge de la transition $6S_{1/2} F = 3 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 2$.

Enfin, ces expériences ont été réalisées en présence d'un champ magnétique longitudinal de quelques gauss. Nous n'avons pas observé d'influence de la valeur de ce champ magnétique sur le pompage optique, sauf pour des valeurs inférieures à une dizaine de mG, pour lesquelles le pompage était beaucoup moins efficace. Remarquons que ce champ magnétique permet également, en levant la dégénérescence entre sous-niveaux Zeeman, d'éviter les phénomènes de résonance Raman entre les deux composantes σ_+ et σ_- de la sonde, qui pourraient fausser la mesure. Une étude de résonance Raman dans ce système est détaillée dans la section D.2 de ce chapitre.

Relaxation de l'orientation L'évolution de l'orientation atomique après coupure des faisceaux est tracée figure 2.19. Sa décroissance est proche de celle d'une exponentielle de la forme $\exp -t/T_1$, avec T_1 compris entre 55 et 83 ms (voir figure 2.19 (b)). Ce temps de relaxation tombe à 6 ms en champ magnétique nul.

A la différence des composantes transverses du spin, l'orientation longitudinale n'est pas affectée par l'inhomogénéité du champ magnétique. Elle relaxe essentiellement à cause des collisions entre atomes et avec les parois paraffinées de la cellule. Le temps moyen entre deux collisions sur les parois est d'environ $80\mu\text{s}$ (cellule de 34 mm de coté, soit 17 mm à parcourir en moyenne avec une vitesse quadratique moyenne de 240

⁸Malgré l'effet Doppler, le désaccord à deux photons est le même pour toutes les classes de vitesse, en géométrie co-propageante.

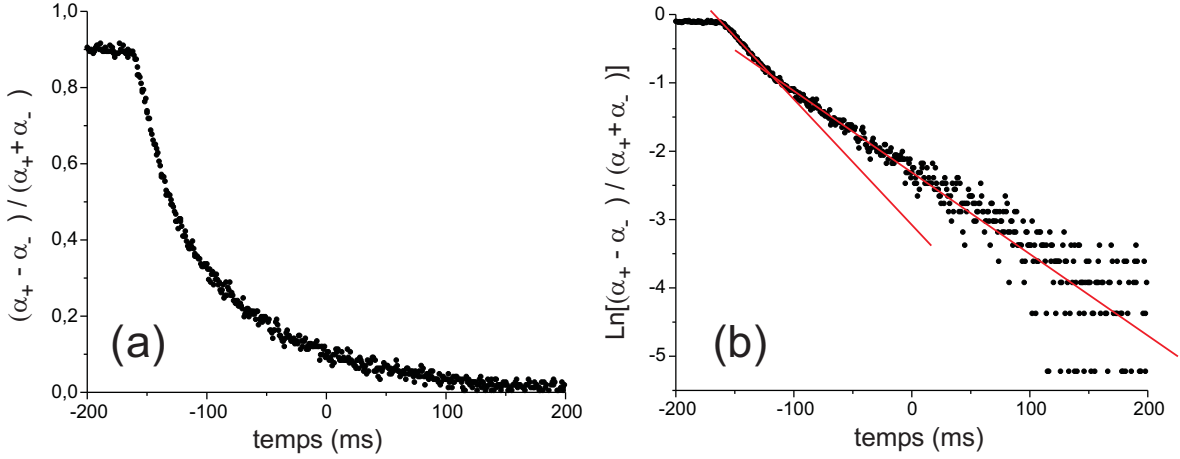


FIG. 2.19 – Relaxation de l'orientation atomique après coupure des faisceaux de pompage, en échelle linéaire (a) et logarithmique (b). Intensité du faisceau sonde : $0,5\mu\text{W}$. Température : 30°C .

m/s). Ainsi, les atomes peuvent percuter les parois 500 à 1000 fois avant de perdre leur orientation.

Les temps de pompage et de relaxation ont été confirmés par des mesures de rotation Faraday de la sonde. Pour cela, la lame quart d'onde visible sur la figure 2.16 est retirée et la sonde est fortement désaccordée ($> 500\text{ MHz}$) dans le bleu de la transition $6S_{1/2} F = 3 \rightarrow 6P_{3/2} F' = 2$. Les temps d'évolution du signal de rotation Faraday étaient identiques à ceux du signal de dichroïsme circulaire.

C.2 Calcul du lien entre l'orientation atomique et le dichroïsme circulaire

En prenant en compte les contributions des différents sous-niveaux Zeeman de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$, l'épaisseur optique pour le faisceau de polarisation $\sigma+$ s'écrit

$$\alpha_+ = N \frac{\sigma_{3 \rightarrow 2}}{A} \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{1 + (f + \Delta_{F'=2})^2 / (\Gamma/2)^2} P(f) df \times (3p_{-3} + 2p_{-2} + 6/5 p_{-1} + 3/5 p_0 + 1/5 p_1) \quad (2.16)$$

et celle pour le faisceau de polarisation $\sigma-$

$$\alpha_- = N \frac{\sigma_{3 \rightarrow 2}}{A} \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{1 + (f + \Delta_{F'=2})^2 / (\Gamma/2)^2} P(f) df \times (1/5 p_{-1} + 3/5 p_0 + 6/5 p_1 + 2p_2 + 3p_3) \quad (2.17)$$

où $\sigma_{3 \rightarrow 2}$ est la section efficace d'absorption à résonance pour la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ lorsque le fondamental est peuplé de manière isotrope (son expression est donnée dans l'annexe B). A est la section du faisceau et N le nombre d'atomes interagissant avec la sonde. Γ est la largeur naturelle de la transition, f le décalage de la fréquence du laser par effet Doppler, et $\Delta_{F'}$ son désaccord par rapport à la transition $F = 3 \rightarrow F'$. Les populations des différents sous-niveaux Zeeman sont notés p_i . La largeur Doppler Δ_D étant beaucoup plus grande que la largeur naturelle Γ , on peut considérer que la variation de $P(f) = e^{-(f/\Delta_D)^2/2}/(\sqrt{2\pi}\Delta_D)$ avec f est beaucoup lente que celle de $\frac{1}{1+(f+\Delta_{F'=2})^2/(\Gamma/2)^2}$. Donc

$$\begin{aligned} \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{1+(f+\Delta_{F'=2})^2/(\Gamma/2)^2} P(f) df &= P(-\Delta_{F'=2}) (\Gamma/2) \int_{\mathbb{R}} \frac{1}{1+x^2} dx \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} e^{-(\Delta_{F'=2}/\Delta_D)^2} (\Gamma/2)/\Delta_D \end{aligned} \quad (2.18)$$

L'élargissement Doppler intervenant dans ces expressions vaut $\Delta_D = \frac{1}{\lambda} \sqrt{RT/M_{Cs}} = 160$ MHz à 30°C. En prenant en compte que le laser sonde est résonnant sur la transition $3 \rightarrow 2$ ($\Delta_{F'=2} = 0$), on obtient :

$$\alpha_- - \alpha_+ = N \frac{\sigma_{3 \rightarrow 2}}{A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma/2}{\Delta_D} \times (-3p_{-3} - 2p_{-2} - p_{-1} + p_1 + 2p_2 + 3p_3) \quad (2.19)$$

$$= N \frac{\sigma_{3 \rightarrow 2}}{A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma/2}{\Delta_D} \langle F_z \rangle \quad (2.20)$$

Ainsi, le dichroïsme circulaire est bien proportionnel à l'orientation atomique. Le rapport entre les deux fait intervenir plusieurs grandeurs, dont le nombre d'atomes N à priori inconnu. Pour s'en affranchir, on peut normaliser le résultat par la somme des épaisseurs optiques

$$\alpha_- + \alpha_+ = N \frac{\sigma_{3 \rightarrow 2}}{A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma/2}{\Delta_D} \times (3p_{-3} + 2p_{-2} + 7/5p_{-1} + 6/5p_0 + 7/5p_1 + 2p_2 + 3p_3) \quad (2.21)$$

La valeur de $(3p_{-3} + 2p_{-2} + 7/5p_{-1} + 6/5p_0 + 7/5p_1 + 2p_2 + 3p_3)$ reste a priori indéterminée. Mais nous allons voir que le résultat devient plus simple en prenant en compte les deux autres niveaux hyperfins $F' = 3$ et 4. Leur contribution est calculée de manière analogue et vaut :

$$(\alpha_- - \alpha_+)_{F'=3} = N \frac{\sigma_{3 \rightarrow 3}}{A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma/2}{\Delta_D} e^{-(\Delta_{F'=3}/\Delta_D)^2} \frac{1}{4} \langle F_z \rangle \quad (2.22)$$

$$(\alpha_- - \alpha_+)_{F'=4} = N \frac{\sigma_{3 \rightarrow 3}}{A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma/2}{\Delta_D} e^{-(\Delta_{F'=4}/\Delta_D)^2} \frac{56}{5} \langle F_z \rangle \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} (\alpha_- + \alpha_+)_{F'=3} &= N \frac{\sigma_{3 \rightarrow 3}}{A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma/2}{\Delta_D} e^{-(\Delta_{F'=3}/\Delta_D)^2} \frac{1}{4} \\ (3p_{-3} + 8p_{-2} + 11p_{-1} + 12p_0 + 11p_1 + 8p_2 + 3p_3) & \quad (2.24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (\alpha_- + \alpha_+)_{F'=4} &= N \frac{\sigma_{3 \rightarrow 4}}{A} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Gamma/2}{\Delta_D} e^{-(\Delta_{F'=4}/\Delta_D)^2} \frac{56}{5} \\ (29/9 p_{-3} + 8/3 p_{-2} + 7/3 p_{-1} + 20/9 p_0 + 7/3 p_1 + 8/3 p_2 + 29/9 p_3) & \quad (2.25) \end{aligned}$$

Numériquement ($\Delta_{F'=3} = -150$ MHz et $\Delta_{F'=4} = -350$ MHz), on obtient finalement

$$\frac{(\alpha_- - \alpha_+)_{tot}}{(\alpha_- + \alpha_+)_{tot}} = \frac{\langle F_z \rangle}{3.1 p_{-3} + 2.8 p_{-2} + 2.6 p_{-1} + 2.55 p_0 + 2.6 p_1 + 2.8 p_2 + 3.1 p_3} \quad (2.26)$$

Or

$$\begin{aligned} (3.1 p_{-3} + 2.8 p_{-2} + 2.6 p_{-1} + 2.55 p_0 + 2.6 p_1 + 2.8 p_2 + 3.1 p_3) & \sim \\ 3(p_{-3} + p_{-2} + p_{-1} + p_0 + p_1 + p_2 + p_3) & = 3 \quad (2.27) \end{aligned}$$

L'approximation est assez bonne car on s'intéresse à des orientations proches de 1.

On peut donc finalement considérer que

$$\frac{\alpha_- - \alpha_+}{\alpha_- + \alpha_+} = \langle F_z \rangle / 3$$

La détermination de l'orientation $\langle F_z \rangle / F$ est un bon indicateur de la qualité du pompage optique. Elle ne permet cependant pas de remonter à la valeur de toutes les populations. La population de chaque niveau peut être mesurée individuellement par spectroscopie Raman entre les niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ de l'état fondamental, mais nous ne disposons pas alors des sources lasers phase-lockées nécessaires pour cette mesure.

Une manière simple d'estimer les p_i à partir d'une mesure de l'orientation atomique seule est de supposer que l'état obtenu par pompage optique est l'état le plus probable correspondant à une orientation \odot donnée. La validité de cette hypothèse a été vérifiée en pratique dans des conditions de pompage optique très semblables aux

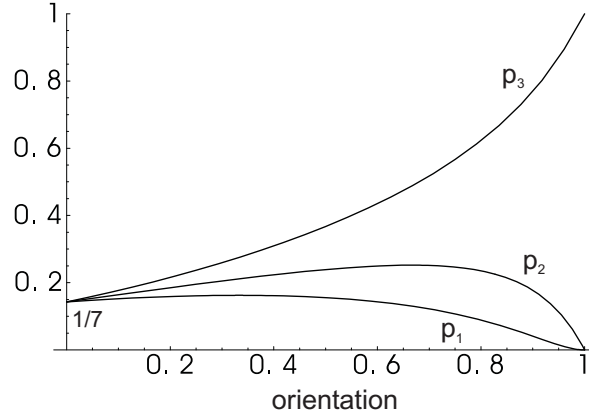


FIG. 2.20 – Populations p_1 , p_2 et p_3 des sous-niveaux $m_F = +1, 2, 3$ en fonction de l'orientation \mathbb{O} , si l'on suppose que notre mécanisme de pompage optique conduit, pour une orientation donnée, à la situation la plus probable.

notres [Julsgaard *et al.*, 2004b]. La maximisation de l'entropie $s = \sum_i p_i \ln(p_i)$ pour une orientation \mathbb{O} donnée conduit à $p_i = x^i \frac{x-1}{x^7-1}$ avec x déterminé par

$$\mathbb{O} = \frac{1}{3} \frac{3x^8 - 4x^7 + 4x - 3}{x^8 - x^7 - x + 1}$$

Sur la figure 2.20, p_3 , p_2 et p_1 sont tracés en fonction de \mathbb{O} . L'orientation mesurée étant de 90/92 %, on peut estimer N_3/N_{tot} à 0.8, N_2/N_{tot} à 0.16, N_1/N_{tot} à 0.03 et N_1/N_3 à 0.04. Ces valeurs sont à considérer comme indicatives.

En résumé, une orientation élevée (supérieure à 90%), nécessaire au bon fonctionnement d'un transfert par EIT, a été obtenue. L'orientation maximale est atteinte après 2 ms de pompage. Cette orientation subsiste ensuite plusieurs ms ($T_1 > 60$ ms) qui peuvent être mises à profit pour le stockage d'impulsions lumineuses.

D EIT et effet Raman : transmission en régime stationnaire

Les premières mesures de transparence induite électromagnétiquement et d'effet Raman ont été réalisées en régime permanent. Leur but est de caractériser ces mécanismes pour notre milieu atomique, notamment en ce qui concerne la bande passante utilisable pour le stockage.

Transparence Induite Electromagnétiquement Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre, lorsque les champs signal et contrôle sont résonnants à un et deux photons, le milieu atomique devient quasiment transparent (voir figure 2.21).

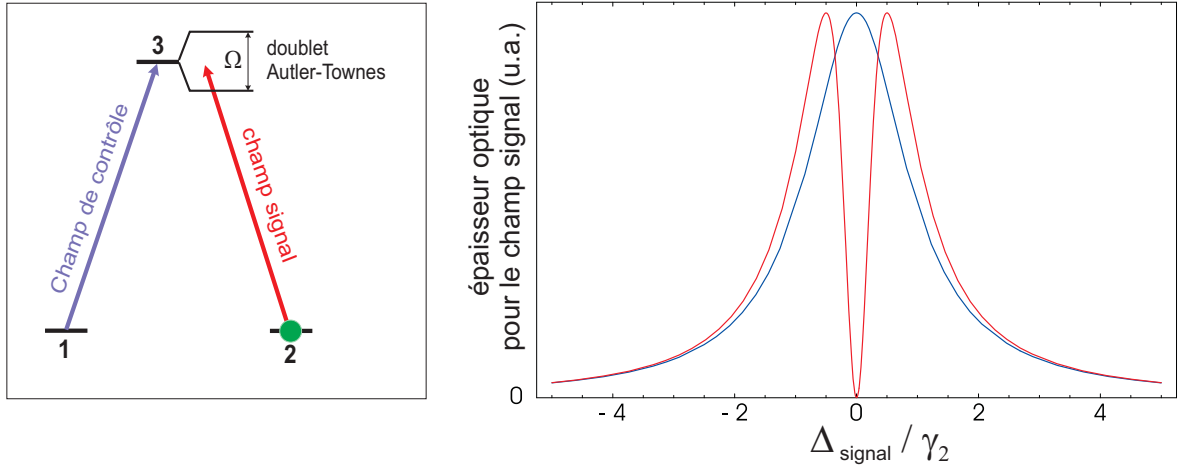


FIG. 2.21 – Épaisseur optique pour le champ signal (u.a.), en fonction de son désaccord $\Delta_{\text{signal}}/\gamma_2$. Le champ de contrôle est résonnant : $\Delta_{\text{contrôle}} = 0$. Sa pulsation de Rabi vaut respectivement $\Omega_{\text{contrôle}}/\gamma_2 = 0$ (courbe bleue) et 1 (courbe rouge). Le taux de relaxation γ_o de la cohérence entre niveaux fondamentaux est ici considéré égal à 0.

Le couplage du champ de contrôle, beaucoup plus intense que le champ signal, avec la transition $1 \rightarrow 3$ fait apparaître deux états propres à la place du niveau excité $|3\rangle$ (doublet Autler-Townes, voir figure 2.21). L'absorption du champ sonde s'obtient alors en sommant la contribution de ces deux niveaux virtuels. Non seulement ceux-ci sont décalés par rapport à la fréquence du champ signal, mais leurs contributions sont égales à l'opposée l'une de l'autre. Elles se compensent donc, et l'absorption pour le champ signal est alors nulle. Une étude expérimentale du rôle de cette interférence dans la transparence du milieu est décrite dans [Li et Xiao, 1995].

La susceptibilité pour le champ signal, dont la partie imaginaire est tracée figure 2.21 et 2.22, est obtenue par résolution perturbative des équations de Bloch⁹, en régime stationnaire, à l'ordre 1 en fonction de la pulsation de Rabi Ω_{signal} du champ signal. La susceptibilité s'écrit :

$$\chi_2 = \frac{n|d_2|^2}{\varepsilon_o \hbar} \frac{i(\gamma_o - i\delta)}{\Omega^2/4 + (\gamma_o - i\delta)(\gamma_2 - i\Delta_{\text{signal}})} \quad (2.28)$$

⁹Les équations de Bloch pour un système en Λ sont données, avec une convention d'écriture légèrement différente, dans le chapitre 3 (Eq. 3.1-3.6).

où la pulsation de Rabi Ω du champ signal est définie par $\hbar\Omega = dE$, E étant l'amplitude du champ électrique (de contrôle) et d le dipôle électrique associé à la transition $1 \leftrightarrow 3$. γ_2 est le taux de relaxation de la cohérence optique $2 \leftrightarrow 3$ et γ_0 celui de la cohérence entre niveaux fondamentaux 1 et 2 . $\delta = \Delta_{signal} - \Delta_{contrôle}$, $\Delta_{contrôle} = \omega_{contrôle} - \omega_{transition 1}$, et $\Delta_{signal} = \omega_{signal} - \omega_{transition 2}$. n est la densité atomique et d_2 le dipôle électrique associé à la transition $2 \leftrightarrow 3$

Si l'on néglige le taux de relaxation γ_0 de la cohérence $1 \leftrightarrow 2$, l'absorption est strictement nulle pour $\delta = 0$, et la largeur à mi-hauteur de la fenêtre de transparence (absorption en fonction du désaccord à deux photons δ) est égale à $\sqrt{\gamma_2^2 + \Omega^2} - \gamma_2 \sim \Omega$ pour $\Omega \gg \gamma_2$.

Si cette relaxation est prise en compte ($\gamma_0 \neq 0$), le rapport des épaisseurs optiques avec et sans champ de contrôle vaut $1/(1 + \Omega^2/(4\gamma_0\gamma_2))$. Une bonne transparence est donc obtenue si $\Omega^2/\gamma_2 \gg \gamma_0$ ¹⁰ La largeur de la fenêtre de transparence reste quant à elle égale à $\sqrt{\gamma_2^2 + \Omega^2} - \gamma_2 \sim \Omega$ si γ_0 est négligeable devant γ et Ω .

Effet Raman L'effet Raman est observé au voisinage de la résonance à deux photons ($\Delta_{signal} - \Delta_{contrôle} = 0$) mais pour un désaccord grand devant la largeur naturelle. Dans ce cas, le champ signal est *absorbé* (voir figure 2.22). Cette absorption ne correspond pas à un transfert cohérent lumière matière (du champ sonde vers la cohérence entre niveaux 1 et 2), mais à une diffusion du champ signal par émission spontanée. Nous verrons au chapitre 4 que la situation est différente en régime transitoire. Cette absorption est due à la composition partiellement atomique du doublet Autler-Townes, dont la composante atomique relaxe par émission spontanée. La résonance Raman n'a pas lieu exactement pour $\Delta_{signal} = \Delta_{contrôle}$ mais est légèrement décalée (lightshift) : le pic d'absorption correspond à

$$\delta = \frac{\Delta_{contrôle}}{2} \left(\sqrt{1 + \Omega^2/\Delta_{contrôle}^2} - 1 \right) \simeq \frac{\Omega^2}{4\Delta_{contrôle}} \text{ pour } \Omega \ll \Delta_{contrôle}$$

Sa largeur à mi-hauteur est $\frac{1}{2}\gamma_2 \frac{\Omega^2}{\Delta_{contrôle}^2}$ pour $\Omega \ll \Delta_{contrôle}$. L'épaisseur optique correspondant à la résonance Raman est égale à celle en l'absence de champ de contrôle et pour $\Delta_{signal} = 0$.

¹⁰La transparence du milieu est due à l'établissement d'une cohérence entre les niveaux fondamentaux 1 et 2 . Cette cohérence, "relue" par le champ de contrôle, s'ajoute à la cohérence optique $|2\rangle\langle 3|$ entre les niveaux 1 et 3 . Il s'agit du terme $\Omega|1\rangle\langle 2|$, dans l'équation de Bloch 3.2. On montre par ailleurs que la cohérence $|1\rangle\langle 2|$ entre niveaux fondamentaux est créée avec un taux Ω^2/γ_2 . Pour obtenir une bonne transparence, celui-ci doit donc être plus grand que le taux de relaxation γ_0 de la cohérence, ce qui est bien la condition $\Omega^2/\gamma_2 \gg \gamma_0$ trouvée par le calcul.

Si l'on prend en compte la relaxation de la cohérence entre niveaux fondamentaux, ce pic d'absorption s'écrase : son amplitude diminue et sa largeur augmente. Plus précisément, si l'on suppose $\gamma_0 \ll \Omega^2/(4\gamma_2)$ et $\Omega \ll \Delta_{\text{contrôle}}$, la largeur à mi-hauteur du pic de résonance s'écrit $2(\gamma_0 + \Omega^2\gamma_2/(4\Delta^2))$, et l'épaisseur optique à résonance vaut $\frac{A}{1 + \frac{\gamma_0}{\gamma_2\Omega^2/(4\Delta^2)}}$ où A est l'épaisseur optique sans champ de contrôle pour $\Delta_{\text{signal}} = 0$.

Dans le cas de l'effet Raman, le milieu est transparent, sauf au voisinage du pic d'absorption Raman. Nous verrons au chapitre 5 que ce cas est assez différent de l'EIT pour ce qui concerne un transfert atomes-champs.

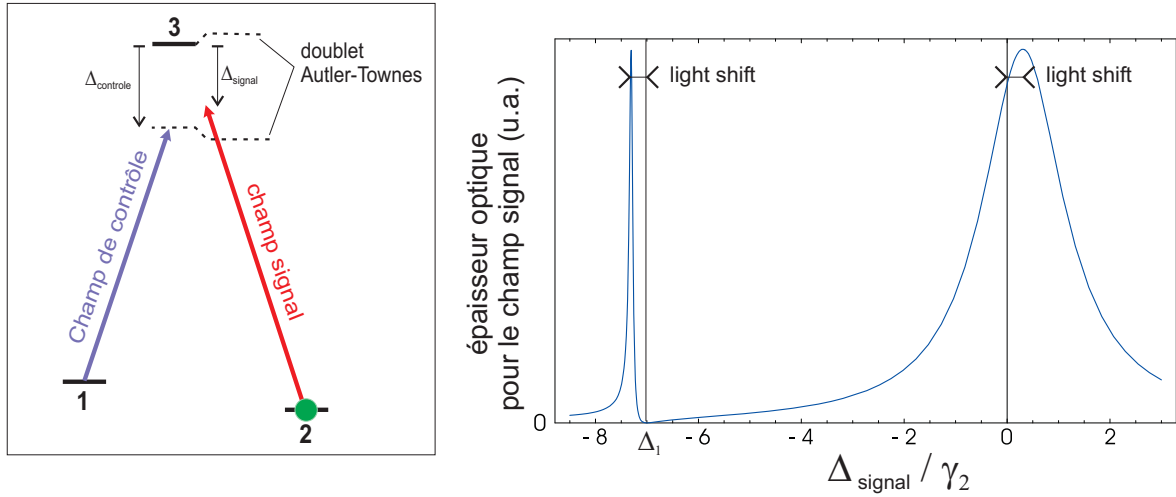


FIG. 2.22 – Épaisseur optique pour le champ signal (u.a.), en fonction de $\Delta_{\text{signal}}/\gamma_2$. $\Omega_{\text{contrôle}}/\gamma_2 = 3$ et $\Delta_{\text{contrôle}}/\gamma_2 = -7$. L'absorption est nulle pour $\Delta_{\text{signal}} = \Delta_{\text{contrôle}}$ ("EIT hors résonance"). Elle est en revanche très forte pour la résonance Raman. Plus précisément, elle est égale à l'absorption à résonance en l'absence de champ de contrôle ($\Omega_{\text{contrôle}} = 0$, $\Delta_{\text{signal}} = 0$). Cette figure est tracée pour $\gamma_0 = 0$.

Dispositif expérimental Le dispositif utilisé pour caractériser ces phénomènes dans notre configuration est présenté figure 2.23. Le milieu atomique est celui décrit dans les parties précédentes de ce chapitre.

On pourrait explorer la résonance à deux photons en laissant les champs contrôle et signal à la même fréquence, et en faisant varier le champ magnétique autour de zéro. Cette méthode est à éviter car la qualité du pompage optique et le temps de vie de la cohérence dépendent fortement du champ magnétique lorsqu'il est proche de zéro (voir la partie sur le pompage optique). Nous avons donc utilisé deux modulateurs acousto-optiques pour décaler les fréquences relatives du signal et du champ de contrôle, la

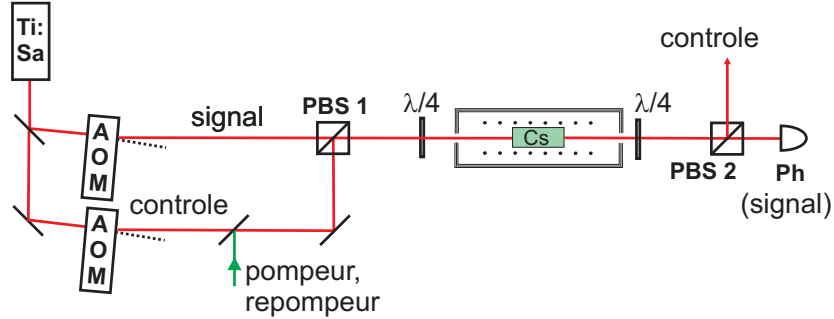


FIG. 2.23 – Mesure des spectres d’absorption du champ signal en EIT et en présence d’effet Raman : schéma de l’expérience.

valeur du champ magnétique étant fixée.

Nous décrirons dans un premier temps les spectres d’absorption correspondant à l’EIT, puis ceux correspondant à l’effet Raman.

D.1 Transparence Induite Electromagnétiquement

Lorsque le champ de contrôle et le champ signal sont résonnants respectivement avec les transitions $F = 3, m_F = +1 \rightarrow F' = 2, m_F = +2$ et $F = 3, m_F = +3 \rightarrow F' = 2, m_F = +2$, le milieu devient transparent pour le champ signal. Un exemple d’enregistrement de la transmission du champ signal en fonction du désaccord δ entre le champ signal et le champ de contrôle est présenté figure 2.24 (a). Le maximum de transparence est bien observé lorsque le désaccord est égal au double de la fréquence de Larmor, déterminée indépendamment par R.M.O. Les mesures étaient effectuées en présence du repompeur.

Nous avons mesuré la largeur de la fenêtre de transparence en fonction de la puissance du champ de contrôle, qui est tracée figure 2.24 (b). La détermination de cette largeur est importante pour la suite des expériences puisqu’elle détermine la bande de fréquence dans laquelle devra être contenu le spectre du pulse à stocker. La puissance du faisceau sonde valait 3 mW pour les puissances de contrôle supérieures à 15 mW, et 0,3 mW pour les puissances de champ de contrôle inférieures. La largeur de la fenêtre varie linéairement avec la puissance du champ de contrôle dès que sa puissance est supérieure à 10 mW. La largeur à mi-hauteur tracée figure 2.24 (b) est celle de la transmission du milieu. Il serait souhaitable, pour une meilleure compréhension du mécanisme d’EIT dans ce milieu atomique, de tracer également la largeur à mi-hauteur du logarithme de la transmission (i.e. de l’épaisseur optique).

Un calcul simplifié négligeant l’élargissement Doppler et la relaxation de la cohé-

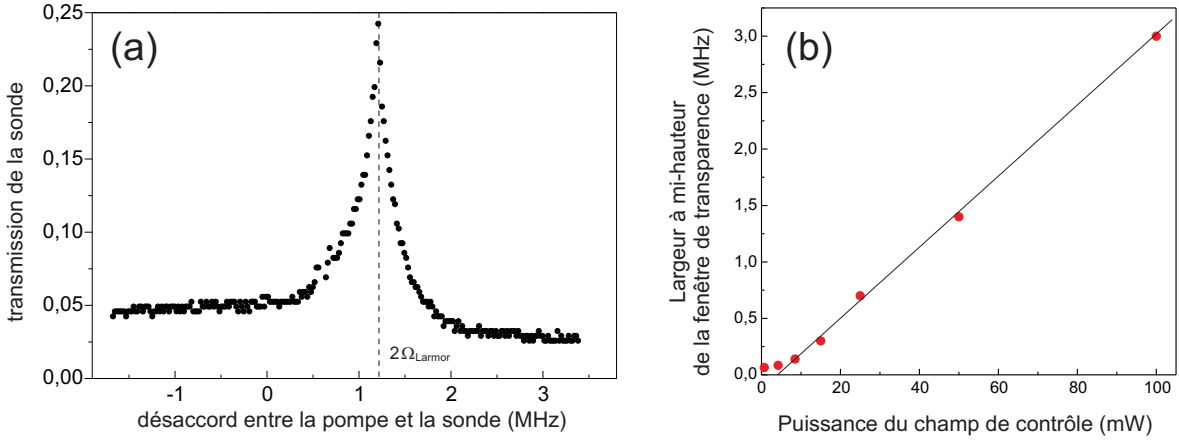


FIG. 2.24 – (a) : transmission du faisceau du champ signal en fonction désaccord entre le champ signal et la transition $F = 3, m_F = +3 \rightarrow F' = 2, m_F = +2$. Température : 40°C . Puissances respectives du champ de contrôle et du champ signal : 15 mW et 3 mW. La fréquence de Larmor mesurée par RMO vaut 600 kHz. (b) : largeur à mi-hauteur de la fenêtre de transparence en fonction de la puissance du champ de contrôle.

rence entre les niveaux fondamentaux prévoit une largeur égale à $\sqrt{\gamma_2^2 + \Omega^2} - \gamma_2 \sim \Omega$, comme cela est décrit au début de cette partie. Mais l'élargissement des transitions par effet Doppler modifie les caractéristiques de la fenêtre de transparence. Pour des faisceaux contrôle et signal co-propageants, le désaccord à deux photons reste nul, quelle que soit la classe de vitesse. En revanche, le désaccord à un photon dépend de la classe de vitesse si bien que pour une partie des atomes l'EIT est hors résonance (c'est à dire que $\Delta_{\text{signal}} \neq 0$). Au final, on s'attend donc à ce que la somme de ces contributions rende le milieu moins transparent pour $\Delta_{\text{signal}} = 0$: par rapport à des atomes immobiles, la fenêtre de transparence est plus étroite et moins profonde.

La largeur de la fenêtre d'EIT est étudiée de manière théorique dans [Gea-Banacloche *et al.*, 1995] et [Javan *et al.*, 2002]. Cet article montre qu'elle est égale à

$$\Gamma_{EIT}^2 = \frac{\gamma_o}{4\gamma_2} \Omega^2 \left(1 + x + \sqrt{(1+x)^2 + 4x} \right) \quad \text{avec} \quad x = \frac{\Omega^2}{4} \frac{\gamma_2}{2\gamma_0 \Delta_{\text{Doppler}}^2}$$

Δ_{Doppler} est la demi-largeur à mi-hauteur du profil des vitesses (190 MHz pour le césium à 30°C). Les autres notations sont identiques à celles données au début de cette partie. A faible intensité ($x \ll 1$), il est donc prévu que cette largeur soit proportionnelle à la pulsation de Rabi Ω du champ de contrôle, et à forte intensité ($x \gg 1$) proportionnelle à son intensité.

Pour nos paramètres, $x = 0.03$ pour une puissance de champ de contrôle de 20 mW ($\Omega = 0.25$ MHz, $\gamma_2 = 2.6$ MHz, $\gamma_0 = 2$ kHz). Dans notre gamme de puissance, la largeur de la fenêtre d'E.I.T. devrait donc varier linéairement avec la racine de la puissance du champ de contrôle alors que notre expérience donne une variation linéaire. Une étude expérimentale détaillée de résonances EIT dans une vapeur d' ^4He métastable [Goldfarb *et al.*, 2008], menée dans le groupe de J.-L. le Gouët, montre également que même pour des valeurs de $x \ll 1$, la largeur de la fenêtre de transparence est proportionnelle à l'intensité du champ de contrôle, et non à sa racine.

Cette différence est vraisemblablement due au détail de la modélisation de la relaxation du spin. Dans [Javan *et al.*, 2002], le spin associé aux niveaux 1 et 2 relaxe par échange de population si bien que le taux de relaxation des populations $1/T_1$ est égal au taux de relaxation $1/T_2$ de la cohérence $1 \leftrightarrow 2$. Pour notre milieu atomique, les processus de relaxation sont différents, et les valeurs des temps de vie des populations et des cohérences sont très différents : $T_1 \simeq 60$ ms et $T_2 \simeq 0.3$ ms. Lorsque $T_2 = 1/(\pi\gamma_0)$ est très inférieur à T_1 , ce qui correspond à notre expérience, l'expression de la largeur à mi-hauteur de la fenêtre d'E.I.T. est [Figuerola *et al.*, 2006]

$$2\gamma_0 + \frac{\Omega^2/2}{\Delta_{Doppler} + \gamma_2}$$

Une largeur proportionnelle à la puissance lumineuse est donc prévue quelle que soit l'intensité du champ de contrôle, ce qui est en meilleur accord avec nos mesures.

Enfin, notons que les plus petites largeurs obtenues pour les résonances d'EIT sont d'environ 30 kHz. Cette valeur est cohérente avec le temps de vie de la mémoire en régime impulsionnel. Ce dernier vaut environ 10 μs , ce qui est comparable à $1/(\pi \times 30\text{kHz})$. Cette valeur est en revanche plus grande de presque un ordre de grandeur par rapport aux largeurs mesurées par R.M.O. (*C.f.* : section B.2 de ce chapitre). Cette différence importante reste à expliquer. Elle pourrait être due au fait que dans l'expérience de R.M.O., toutes les classes de vitesse sont excitées de la même manière le par champ magnétique R.F. (modulo l'inhomogénéité du champ magnétique statique). Au contraire, pour l'EIT, les différentes classes de vitesse ne participent pas de la même manière au signal, surtout si l'efficacité du pompage optique n'est pas uniforme l'ensemble du profil Doppler.

D.2 Effet Raman

Observations Les mesures ont été effectuées pour une température de la vapeur de césium de 30°C. Le rayon à $1/e^2$ du profil d'intensité valait 7 mm, la puissance du

champ signal 3 mW, et celle du champ de contrôle 20 à 100 mW. Le champ signal était désaccordé de 560 MHz dans le rouge de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$. La fréquence de Larmor était réglée à 600 kHz, et la position de la résonance à deux photons repérée grâce aux mesures faites en EIT (pour lesquelles la position de la résonance était indépendante de la puissance du champ de contrôle). Ces mesures étaient effectuées en présence du faisceau repompeur. La vitesse de balayage des fréquences relatives signal-contrôle valait 200 kHz/s. L'alignement des faisceaux l'un par rapport à l'autre est obtenu en maximisant la visibilité de leur battement.

Un exemple d'enregistrement est présenté figure 2.25 (a). L'absorption maximale mesurée est d'environ 30%. En l'absence de relaxation de la cohérence, et pour un faisceau sonde infiniment peu intense, il est prévu que cette absorption soit égale à celle subie à résonance et en l'absence du champ de contrôle, soit environ e^{-10} dans nos conditions. L'écart entre ces valeurs est justifié dans le paragraphe suivant.

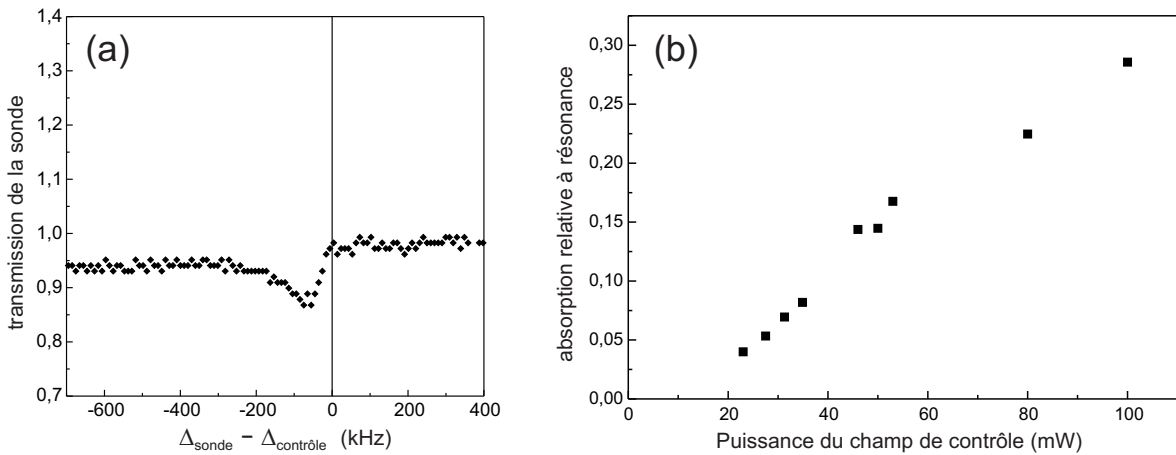


FIG. 2.25 – (a) : transmission du champ signal en fonction du désaccord à deux photons δ . Puissance du champ de contrôle : 45 mW. (b) : absorption à résonance en fonction de la puissance du champ de contrôle.

Interprétation Nous avons calculé l'absorption du champ signal à partir des solutions stationnaires des équations de Bloch pour un système en Λ . Ce système en Λ correspond aux niveaux $F = 3, m_F = +1$, $F = 3, m_F = +3$ et $F' = 2, m_F = +2$. Il s'agit d'un calcul simplifié qui ne prend pas en compte la contribution des niveaux hyperfins $F' = 3$ et $F' = 4$.

La fréquence de Rabi du champ de contrôle est égale à 6.2 MHz pour une puissance de 100 mW ($d_{13} = 0,69ea_o$, et le faisceau a une section de $1,5 \text{ cm}^2$). Pour cette

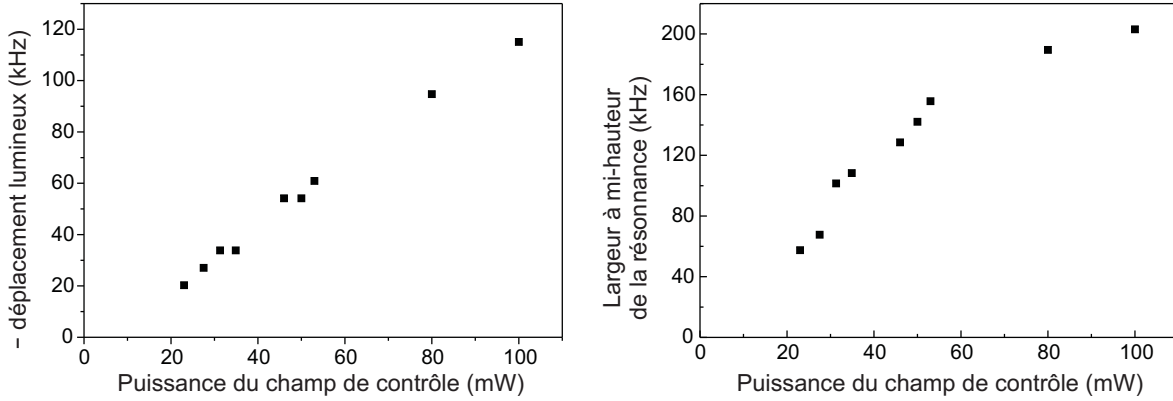


FIG. 2.26 – Déplacement lumineux et largeur à mi-hauteur de la résonance Raman observée, en fonction de la puissance du champ de contrôle.

puissance, si l'on considère que les atomes sont immobiles, que la relaxation de la cohérence Zeeman est nulle, et que le champ signal est infiniment faible par rapport au champ de contrôle, on obtient un light-shift de 17 kHz, et une largeur à mi-hauteur de 60 Hz, qui ne correspondent pas du tout aux observations. Dans la suite des calculs, la puissance du champ de contrôle est fixée à 100 mW.

La prise en compte de la distribution de vitesse des atomes permet d'expliquer, en partie, la largeur du spectre observé. En effet, le light shift $\Omega^2/(4\Delta_{\text{contrôle}})$ dépend du désaccord et donc de la classe de vitesse considérée, si bien que le spectre obtenu est une superposition de pics étroits centrés à des valeurs du désaccord à deux photons δ différentes. Le résultat est un élargissement du spectre, comme on peut le voir sur la figure 2.27.

L'absorption du champ signal a été normalisée de sorte que, sans champ de contrôle, l'épaisseur optique pour le signal soit égale à 10 (une fois l'élargissement Doppler pris en compte). Cela correspond à la valeur mesurée dans les expériences. On constate que la prise en compte de l'effet Doppler ne modifie pas le rapport entre "l'absorption Raman" et l'absorption à résonance sans champ de contrôle : elles restent égales entre elles, et sont en l'occurrence égales à e^{-10} .

Jusqu'à présent, nous avons négligé la relaxation de la cohérence $1 \leftrightarrow 2$ entre niveaux fondamentaux. Lorsqu'elle est prise en compte, l'absorption diminue fortement, comme on peut le voir sur la figure 2.28. Par ailleurs, dans les expériences présentées ici, l'intensité du champ signal n'était pas infiniment faible par rapport à celle du champ de contrôle (100 mW et 3 mW respectivement), ce qui a aussi pour effet de diminuer l'absorption prévue en théorie.

L'absorption à résonance obtenue par le calcul (0,2), une fois ces facteurs pris en

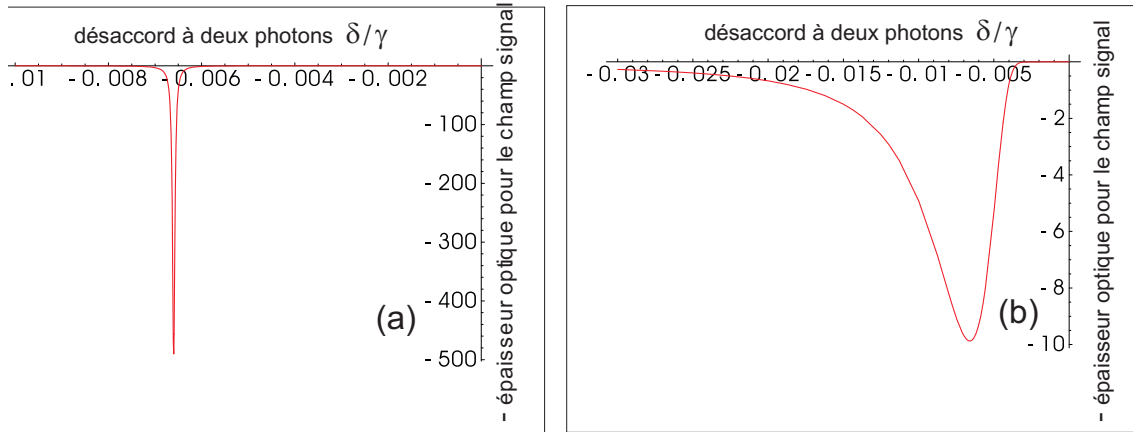


FIG. 2.27 – Résonance Raman pour des atomes immobiles (a), et des atomes de césium à 30° C (b). $\Omega = 6,2$ MHz, $\Delta_{\text{contrôle}} = -560$ MHz. L'épaisseur optique pour le faisceau signal est tracée en fonction du désaccord à deux photons δ , normalisé par $\gamma_2 = 2,6$ MHz.

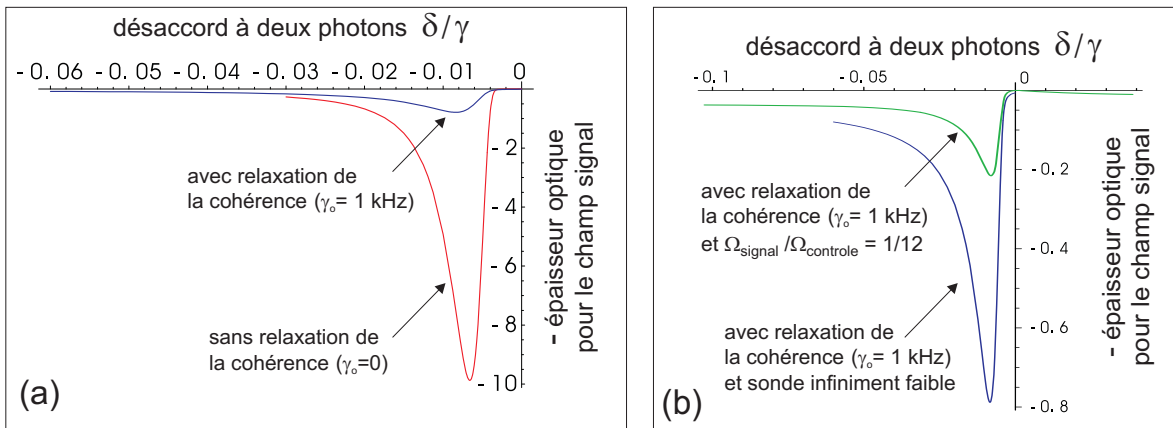


FIG. 2.28 – Résonance Raman pour des atomes à 30° C, lorsque la relaxation de la cohérence Zeeman (a) et l'intensité non nulle du signal (b) sont prises en compte. $\Omega = 6,2$ MHz, $\Delta_{\text{contrôle}} = -560$ MHz. L'épaisseur optique pour le faisceau signal est tracée en fonction du désaccord à deux photons δ , normalisé par $\gamma_2 = 2,6$ MHz.

compte, est en bon accord avec la valeur mesurée (0,3). Le calcul numérique de cette absorption prévoit par ailleurs une dépendance linéaire avec la puissance du champ de contrôle, conformément à ce qui est observé en pratique. En revanche, le déplacement lumineux calculé (23 kHz) diffère de la valeur mesurée (115 kHz). De même, pour la largeur à mi-hauteur du spectre, ce calcul prévoit 34 kHz tandis que la valeur mesurée est 200 kHz.

Cette différence est probablement due au fait que la contribution des niveaux excités $F' = 3$ et $F' = 4$ a été ignorée dans le calcul. Pour le champ de contrôle, les contributions des différents niveaux hyperfins s'ajoutent (*C.f.* figure 2.29), si bien que la pulsation de Rabi calculée (6.2 MHz pour une puissance de 100 mW) est sans doute sous estimée. Cela peut expliquer que nous ayons observé des light-shifts et largeurs plus grands que ce que prévoient ces calculs (qui ne prennent pas en compte qu'un système en Λ).

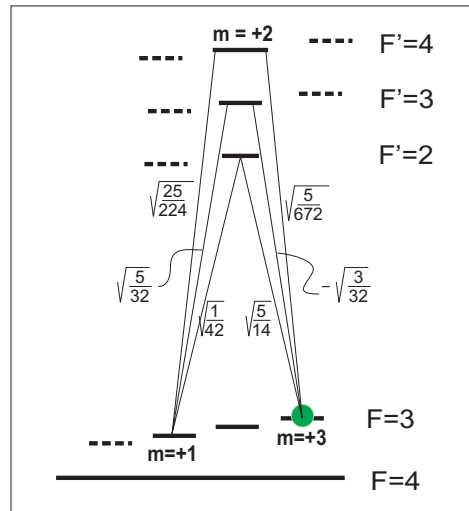


FIG. 2.29 – Dipôles des différentes transitions intervenant dans l'expérience, en fonction de $\langle J = 1/2 || er || J' = 3/2 \rangle = 3.8 \cdot 10^{-29} \text{Cm}$ pour la transition D_2 du Cs.

Nous avons observé dans les expériences que l'absorption du champ signal due à la résonance Raman s'accompagne d'une augmentation, presque symétrique, de la transmission du champ de contrôle, la somme de la puissance des faisceaux restant sensiblement constante. Numériquement, nous n'avons observé ce phénomène (illustré figure 2.30) que lorsque la relaxation de la cohérence entre niveaux fondamentaux est prise en compte, quels que soient les autres paramètres.

En conclusion, nous avons observé, à partir de la transmission d'un faisceau sonde, les effets de transparence induite électromagnétiquement et l'effet Raman. Ces observations sont en bon accord avec les prévisions théoriques à condition de prendre en compte l'élargissement par effet Doppler et la relaxation des niveaux fondamentaux. La largeur de la fenêtre de transparence de l'EIT, qui joue un rôle important pour le stockage, a été mesurée pour différentes intensités du champ de contrôle. La résonance Raman étant plus étroite, et plus sensible à la relaxation des niveaux fondamentaux, nous avons plutôt choisi d'utiliser l'EIT pour les expérience de stockage.

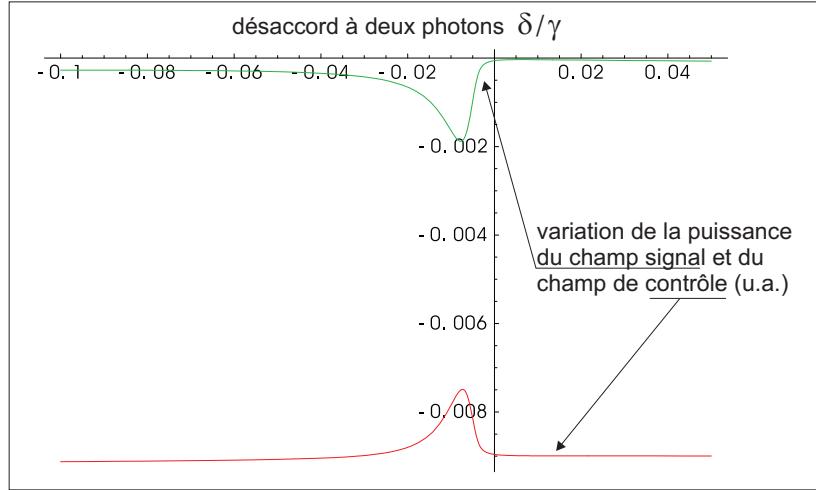


FIG. 2.30 – Variations de l'intensité du champ signal et du champ de contrôle transmise par le milieu en fonction du désaccord à deux photons. Il s'agit de la valeur absolue de la variation d'intensité (par exemple en nombre de photons), et non du pourcentage transmis. $\Omega = 6,2$ MHz, $\Omega_{signal} = 0,5$ MHz, $\Delta_{contrôle} = -560$ MHz, $\gamma_o = 1$ kHz.

E Production de bandes latérales uniques dans le domaine optique

Comme le montre la figure 2.24 (a), l'EIT rend le milieu atomique transparent pour une bande de fréquence centrée autour de la résonance à deux photons. Dans le domaine des variables continues, l'état du champ est en général mesuré à l'aide d'une détection homodyne, c'est à dire en faisant battre le champ à mesurer avec un oscillateur local beaucoup plus intense. Le signal électrique correspondant à ce battement est analysé pour des fréquences élevées (en général au moins supérieures au kHz) afin de s'affranchir des bruits techniques, élevés à basse fréquence. C'est donc l'état de deux bandes latérales, symétriques par rapport à la fréquence de l'oscillateur local, qui est mesuré de cette manière. L'EIT étant plus naturellement adaptée au stockage d'une seule bande de fréquence, nous nous sommes intéressés à la génération et à la mesure d'un état cohérent du champ dont le spectre est composé d'une seule bande de fréquence.

Dans cette partie nous décrirons, tout d'abord d'un point de vue classique, le dispositif utilisé pour générer une bande latérale unique. Nous rappellerons ensuite le principe de fonctionnement d'une détection homodyne et les grandeurs qu'elle permet de mesurer. Enfin, nous détaillerons la méthode utilisée pour générer et mesurer un

état cohérent pulsé dont le spectre est composé d'une seule bande de fréquence.

E.1 Les bandes latérales en optique classique

Modulation de phase et d'amplitude

La modulation de l'amplitude ou de la fréquence d'un champ électrique $E(t) = 2E_o \cos(\omega t)$ se traduit par l'apparition de deux bandes latérales aux fréquences $\omega + \Omega$ et $\omega - \Omega$ où Ω est la fréquence de modulation de l'amplitude, ou de la fréquence.

Pour une modulation d'amplitude correspondant à un champ électrique $E(t) = 2E_o (1 + \varepsilon \sin(\Omega t + \phi)) \cos(\omega t)$, on peut mettre le champ électrique sous la forme

$$\begin{aligned} E(t) &= E_o \left(e^{i\omega t} - i\frac{\varepsilon}{2} e^{i\phi} e^{i(\omega+\Omega)t} + i\frac{\varepsilon}{2} e^{-i\phi} e^{i(\omega-\Omega)t} + c.c. \right) \\ &= E_o \left(e^{i\omega t} + C e^{i(\omega+\Omega)t} + C^* e^{i(\omega-\Omega)t} + c.c. \right) \end{aligned} \quad (2.29)$$

Considérons maintenant une modulation de phase correspondant à un champ électrique $E(t) = 2E_o \cos(\omega t + \varepsilon \sin(\Omega t + \phi))$. Le développement de $e^{i\varepsilon \sin(\Omega t)}$ est $e^{i\varepsilon \sin(\Omega t)} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(\varepsilon) e^{ik\Omega t}$, où J_k est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre k . Si l'on se limite à l'ordre 1 en ε , seuls $J_0(\varepsilon) \simeq 1$, $J_1(\varepsilon) \simeq \varepsilon/2$ et $J_{-1}(\varepsilon) \simeq -\varepsilon/2$ contribuent au résultat, et le champ électrique peut se mettre sous la forme

$$\begin{aligned} E(t) &= E_o \left(e^{i\omega t} + \frac{\varepsilon}{2} e^{i\phi} e^{i(\omega+\Omega)t} - \frac{\varepsilon}{2} e^{-i\phi} e^{i(\omega-\Omega)t} + c.c. \right) \\ &= E_o \left(e^{i\omega t} + B e^{i(\omega+\Omega)t} - B^* e^{i(\omega-\Omega)t} + c.c. \right) \end{aligned} \quad (2.30)$$

Pour une modulation d'amplitude, les deux bandes latérales sont donc en phase, tandis que pour une modulation de phase elle sont en opposition de phase. Il est donc possible en combinant une modulation d'amplitude et de phase d'obtenir une modulation correspond à une bande latérales unique (BLU). Pour $C = B$, la fréquence de cette bande est $\omega + \Omega$, tandis que pour $C = -B$, sa fréquence est $\omega - \Omega$. Dans les deux cas, comme $C = \pm B$ et que $C = -i\frac{\varepsilon_{amp}}{2} e^{i\phi_{amp}}$, $B = \frac{\varepsilon_{ph}}{2} e^{i\phi_{ph}}$, le signal de modulation de l'amplitude doit être en quadrature avec celui de modulation de la phase.

Réalisation avec des modulateurs électro-optique

Pour moduler la phase du faisceau, un modulateur comportant un seul cristal peut être utilisé. Le faisceau incident, polarisé linéairement selon l'axe x traverse un cristal biréfringent dont les lignes neutres correspondent aux axes x et y (c.f. : figure 2.31 (a)).

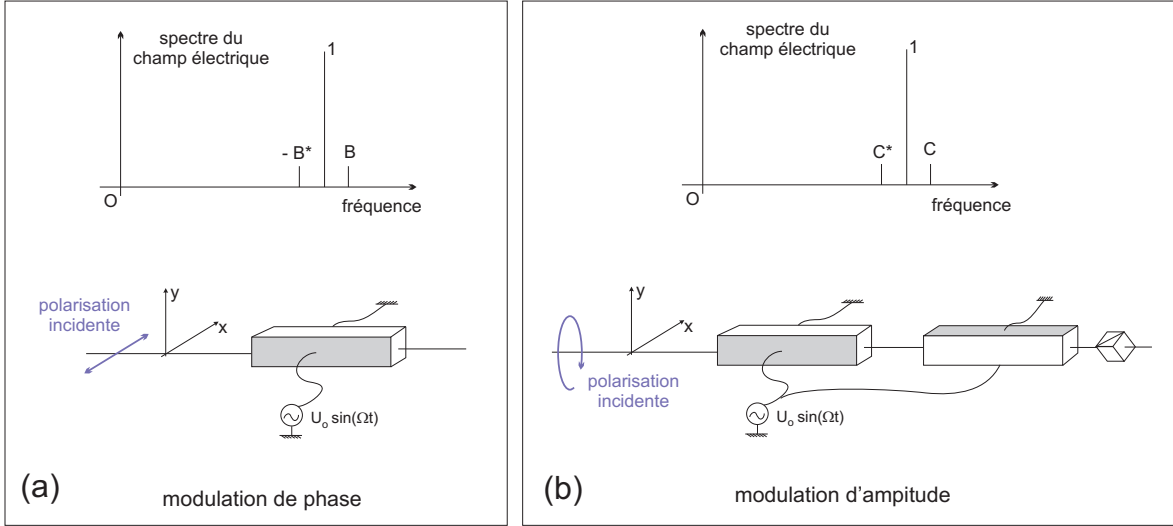


FIG. 2.31 – (a) : Spectre d'un champ électrique monochromatique modulé en phase, et dispositif utilisant un modulateur électro-optique permettant de générer cette modulation. (b) : cas d'une modulation d'amplitude.

L'indice du cristal selon l'axe x est modifié par effet électro-optique. Dans la base (x,y) , le champ électrique en sortie est donné par

$$\overrightarrow{E}(t) = E_o \begin{bmatrix} \sin(\omega t + \varepsilon \sin(\Omega t)) \\ 0 \end{bmatrix}_{(x,y)} \quad (2.31)$$

où ε dépend de l'amplitude U_o de la modulation électrique appliquée au cristal et des caractéristiques de celui-ci.

Si le faisceau incident n'est pas polarisé linéairement selon les axes du cristal, cette modulation de phase se traduira par une modulation de l'éllipticité de la polarisation de sortie. En utilisant un cube polarisant, celle-ci peut être mise à profit pour obtenir une modulation d'amplitude. Considérons un champ électrique incident E_{entree} polarisé circulairement :

$$\overrightarrow{E}_{entree}(t) = E_o/\sqrt{2} \begin{bmatrix} \sin(\omega t) \\ \cos(\omega t) \end{bmatrix}_{(x,y)}$$

Après la traversée du cristal, le champ électrique s'écrit

$$\overrightarrow{E}_{sortie}(t) = E_o/\sqrt{2} \begin{bmatrix} \sin(\omega t + \varepsilon \sin(\Omega t)) \\ \cos(\omega t) \end{bmatrix}_{(x,y)} \quad (2.32)$$

en plaçant un cube polarisant dont les axes font un angle de 45° avec ceux des

cristaux, on obtient un champ électrique transmis

$$\begin{aligned} E(t) &= E_o \sin(\omega t + \varepsilon/2 \sin(\Omega t) + \pi/4) \times \cos(\varepsilon/2 \sin(\Omega t) - \pi/4) \\ &\simeq E_o/\sqrt{2} (1 + \varepsilon \sin(\Omega t)/2) \times \sin(\omega t + \varepsilon/2 \sin(\Omega t) + \pi/4) \end{aligned}$$

pour $\varepsilon \ll 1$. Il s'agit donc d'une modulation d'amplitude *et* de phase. Pour moduler uniquement l'amplitude, il est nécessaire d'utiliser des modulateurs comportant deux cristaux, les axes de chaque cristal faisant un angle de 90° entre eux (*C.f.* : figure 2.31 (b)). Dans ce cas, après traversée du modulateur, le champ électrique s'écrit

$$\overrightarrow{E_{sortie}}(t) = E_o/\sqrt{2} \begin{bmatrix} \sin(\omega t + \varepsilon \sin(\Omega t)) \\ \cos(\omega t - \varepsilon \sin(\Omega t)) \end{bmatrix}_{(x,y)} \quad (2.33)$$

Le champ transmis par le cube polarisant est donc

$$E(t) = E_o \sin(\varepsilon \sin(\Omega t) + \pi/4) \times \cos(\omega t - \pi/4) \simeq E_o/\sqrt{2} (1 + \varepsilon \sin(\Omega t)) \times \cos(\omega t - \pi/4)$$

pour $\varepsilon \ll 1$, qui correspond bien à une modulation d'amplitude.

Génération de bandes latérales uniques

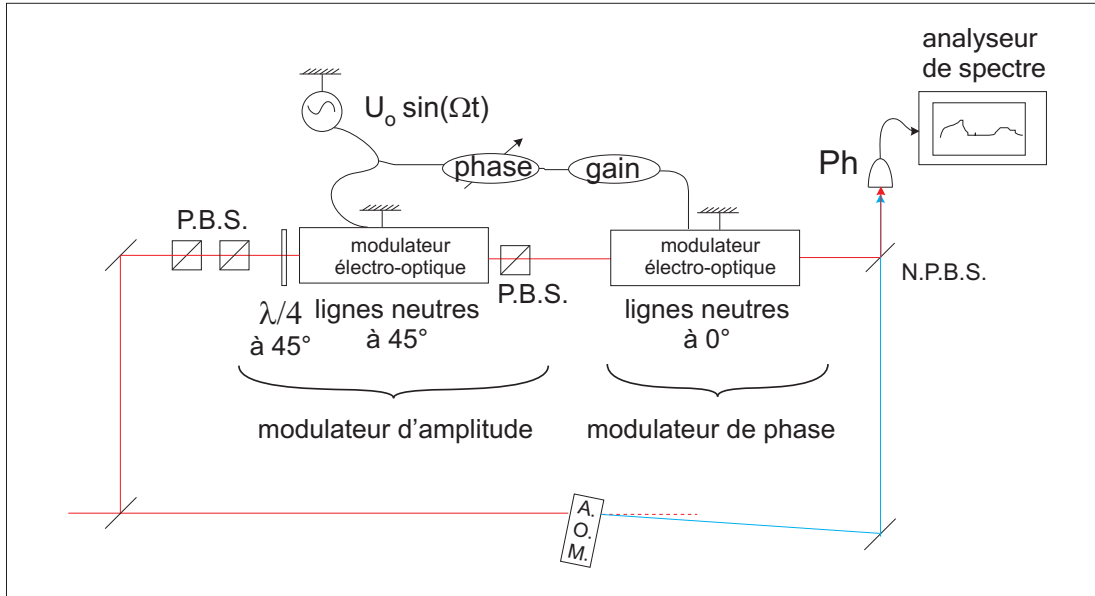


FIG. 2.32 – Schéma du dispositif pour la génération d'une bande latérale unique de même polarisation que la porteuse. Les angles sont repérés par rapport au plan de la figure.

Bande latérale de même polarisation que la porteuse Comme nous venons de le voir, il est possible de générer une bande latérale unique en modulant en quadrature la phase et l'amplitude du champ électrique du faisceau. Cela peut être réalisé en utilisant deux modulateurs électro-optiques placés en série sur le trajet du faisceau.

Les modulateurs électro-optique utilisés dans l'expérience sont des modulateurs Linos LM0202 modèle "modulation d'amplitude". Ces modulateurs comportent en fait quatre cristaux, et non deux. Mis à part cela, ils se comportent comme le modulateur d'amplitude à deux cristaux décrit ci-dessus. Le lien entre ε et l'amplitude U_o de la tension $U_o \sin \Omega t$ appliquée est $\varepsilon = \pi \frac{U_o}{534 \text{V}}$ pour le premier modulateur et $\varepsilon = \pi \frac{U_o}{510 \text{V}}$ pour le second.

Pour générer une bande latérale unique de même polarisation que le champ moyen, nous avons utilisé le montage représenté figure 2.32 (a). Le premier modulateur sert à moduler l'amplitude du faisceau tandis que le second module sa phase en étant utilisé avec ses axes neutres parallèles à la polarisation du faisceau. Les tensions alimentant les deux modulateurs doivent être en quadrature de phase. Ce déphasage est obtenu en ajustant la longueur du câble connecté au deuxième modulateur. Les bandes latérales produites, décallées de 1 MHz par rapport à la pulsation centrale ω du laser sont observées en mélangeant le faisceau de sortie de ce dispositif avec un faisceau décalé de 30 MHz par rapport au faisceau incident grâce à un modulateur acousto-optique. Un exemple de spectre du signal correspondant à ce battement hétérodyne est présenté figure 2.33. Le meilleur rapport obtenu entre la puissance de chaque bande latérale est de 20 dB. L'extinction d'une des bandes latérales est optimisée en ajustant l'amplitude et la phase relative des signaux électriques servant à la modulation.

En principe, il n'est pas indispensable d'utiliser deux modulateurs. Une modulation arbitraire peut être obtenue en appliquant des tensions indépendantes aux deux cristaux d'un même modulateur électro-optique de type "amplitude" [Cusack *et al.*, 2004]. De meilleures extinctions (35 dB) sont obtenus dans ce cas, sans doute parce que les imperfections du dispositif sont réduites par l'utilisation d'uniquement deux cristaux symétriques au lieu de huit cristaux dans notre cas (le modulateur électro-optique utilisé dans cette étude est du modèle "amplitude" 4104 New Focus). Nous ne pouvions cependant pas utiliser ce type de dispositif car il est impossible, avec, de produire une bande latérale unique de polarisation orthogonale à celle de la porteuse, ce qui est nécessaire pour nos expériences.

Bande latérale de polarisation orthogonale à la porteuse Pour la suite des expériences, nous souhaitons produire une bande latérale polarisée orthogonalement à la porteuse. Le dispositif utilisé pour cela est représenté figure 2.32 (b). Le premier mo-

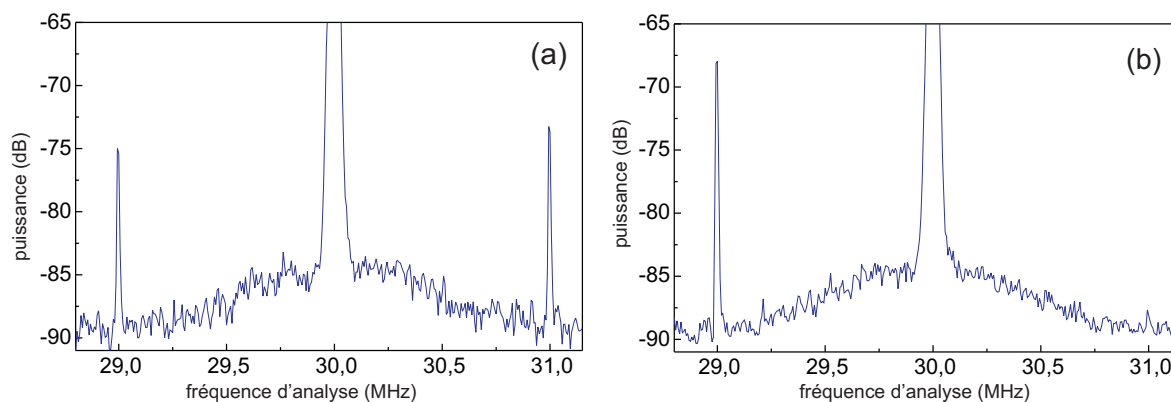


FIG. 2.33 – Mesure hétérodyne de la puissance de chaque bande latérale. (a) : un seul MEO connecté (modulation d'amplitude). (b) : deux modulateurs connectés (BLU). Le dispositif utilisé est représenté figure 2.32.

modulateur permet de moduler l'angle de polarisation du faisceau, tandis que le deuxième sert à moduler son ellipticité. En d'autres termes, le premier modulateur permet de créer une modulation d'amplitude sur la polarisation orthogonale à la porteuse, tandis que le second permet de créer une modulation de phase dont la polarisation est également orthogonale à celle de la porteuse.

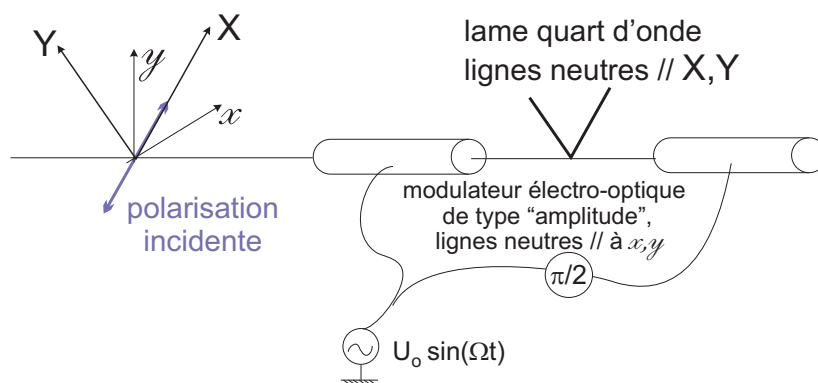


FIG. 2.34 – Schéma de principe du dispositif pour la génération d'une bande latérale unique de polarisation orthogonale à celle de la porteuse

Plus précisément, l'expression du champ électrique après le premier modulateur s'écrit (les axes x , y , X Y sont définis figure 2.34) :

$$\begin{aligned}
\overrightarrow{E}(t) = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \sin(\omega t) \\ \sin(\omega t) \end{bmatrix}_{(x,y)} \xrightarrow{\text{MEO 1}} \overrightarrow{E}(t) &= \frac{E_o}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \sin(\omega t + \varepsilon \sin(\Omega t)) \\ \sin(\omega t - \varepsilon \sin(\Omega t)) \end{bmatrix}_{(x,y)} \\
&= \frac{E_o}{2} \begin{bmatrix} \sin(\omega t + \varepsilon \sin(\Omega t)) + \sin(\omega t - \varepsilon \sin(\Omega t)) \\ \sin(\omega t - \varepsilon \sin(\Omega t)) - \sin(\omega t + \varepsilon \sin(\Omega t)) \end{bmatrix}_{(x,y)} \\
&= E_o \begin{bmatrix} \sin(\omega t) \\ -\varepsilon \cos(\omega t) \sin(\Omega t) \end{bmatrix}_{(x,y)}
\end{aligned} \tag{2.34}$$

Où nous n'avons conservé que les termes d'ordre 1 en ε . Ce résultat nous sera utile pour calculer l'effet du deuxième modulateur. Le déphasage induit par la lame quart d'onde entre les polarisations linéaires d'axe X et Y se traduit par :

$$E_o \begin{bmatrix} \sin(\omega t) \\ -\varepsilon \cos(\omega t) \sin(\Omega t) \end{bmatrix}_{(x,y)} \xrightarrow{\lambda/4} E_o \begin{bmatrix} \sin(\omega t) \\ \varepsilon \sin(\omega t) \sin(\Omega t) \end{bmatrix}_{(x,y)} \tag{2.35}$$

Comme on ne retient que les termes d'ordre 1 en ε , l'effet du deuxième modulateur s'obtient simplement en ajoutant un champ électrique $-E_o \varepsilon \cos(\omega t) \cos(\Omega t)$ polarisé linéairement selon Y puisque la tension d'alimentation est $\propto \cos(\Omega t)$ pour le deuxième modulateur (au lieu du terme $\varepsilon \sin(\omega t) \sin(\Omega t)$ de l'équation 2.35). Soit finalement en sortie :

$$\overrightarrow{E}(t) = E_o \begin{bmatrix} \sin(\omega t) \\ \varepsilon (\sin(\omega t) \sin(\Omega t) - \cos(\omega t) \cos(\Omega t)) \end{bmatrix}_{(x,y)} = E_o \begin{bmatrix} \sin(\omega t) \\ -\varepsilon \cos((\omega + \Omega)t) \end{bmatrix}_{(x,y)} \tag{2.36}$$

qui correspond bien à une bande latérale unique polarisée perpendiculairement à la porteuse.

Les bandes latérales produites sont là aussi observées en mélangeant le faisceau de sortie de ce dispositif avec un faisceau décalé de 30 MHz par rapport au faisceau incident (*C.f.* figure 2.35). Un exemple de spectre du signal correspondant à ce battement hétérodyne est présenté figure 2.36. Le meilleur rapport obtenu entre la puissance des deux bandes latérales est de 15 dB, et vaut typiquement 13 dB. Cette extinction est optimisée en ajustant l'amplitude et la phase relative des signaux électriques servant à la modulation.

Les modulateurs électro-optiques que nous utilisons agissent, même si aucune tension n'est appliquée à leurs bornes, comme une lame d'onde : la biréfringence naturelle du cristal n'est pas parfaitement compensée par la mise en série des cristaux. Cette biréfringence varie avec l'alignement du faisceau et la température de la pièce. Il est donc

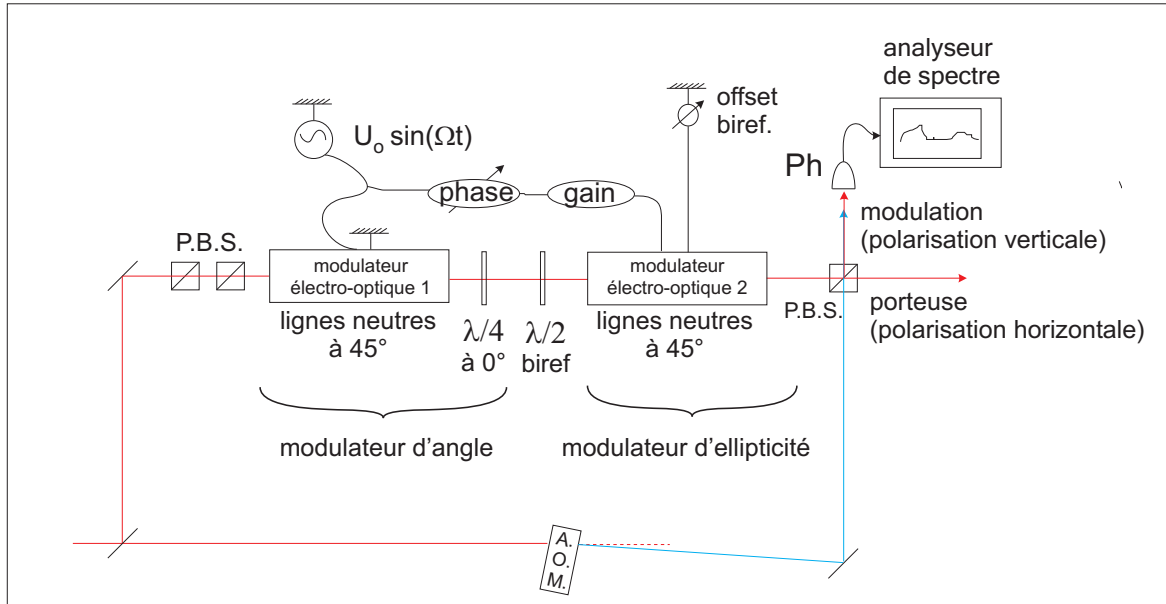


FIG. 2.35 – Schéma du dispositif pour la génération d'une bande latérale unique de polarisation orthogonale à celle de la porteuse. La lame demi-onde " $\lambda/2$ " biref. permet de compenser la biréfringence naturelle de premier modulateur. La tension continue "offset biref." appliquée au deuxième modulateur en plus de la modulation permet de compenser sa biréfringence naturelle. Les angles sont repérés par rapport au plan de la figure.

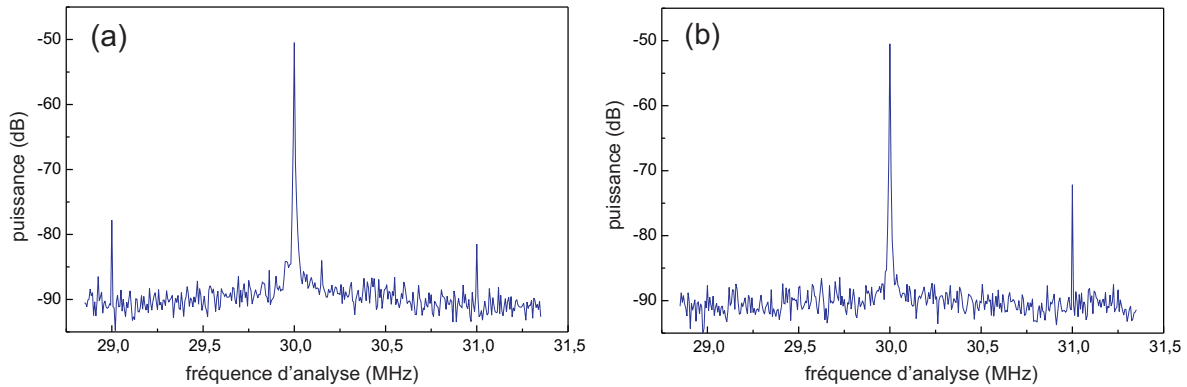


FIG. 2.36 – Mesure hétérodyne de la puissance de chaque bande latérale. (a) : un seul MEO connecté (modulation d'amplitude). (b) : deux modulateurs connectés (BLU). Le dispositif utilisé est représenté 2.35.

nécessaire de compenser ces variations. Pour le premier modulateur électro-optique, une variation de la biréfringence se traduit, après la lame quart d'onde, par une rotation de la polarisation qui peut donc être corrigée en plaçant une lame demi-onde ensuite. Pour

le deuxième modulateur, une tension continue est appliquée sur une de ses électrodes. Au quotidien, l'angle de la lame demi-onde et la tension d'offset sont réglés de manière à optimiser l'extinction du champ réfléchi par le cube polarisant placé en sortie du dispositif (*C.f.* : figure 2.32 (b)). Cette extinction est typiquement de 1:50, au mieux de 1:100. Il s'avère en pratique que ce réglage est aussi celui qui permet d'observer la meilleure extinction d'une des deux bandes latérales.

Un battement hétérodyne a jusqu'ici été utilisé pour observer chaque bande latérale et optimiser l'extinction d'une d'entre elles. Ce réglage peut également être réalisé à partir d'un signal de battement homodyne. Pour cela, il suffit de retirer le modulateur acousto-optique du montage représenté figure 2.32 ou 2.35 qui décale la fréquence de l'oscillateur local avec lequel est mélangé le faisceau à mesurer. Cette configuration correspond en fait à celle utilisée dans les expériences de stockage d'impulsion lumineuses. Il est donc intéressant, dans cette situation, de pouvoir vérifier les caractéristiques de la modulation produite. Lorsque l'on mélange le faisceau modulé à une fraction du faisceau laser initial, un photo-courant oscillant à la pulsation Ω est délivré par la photodiode. Ce signal est du au battement des bandes latérales à $\pm\Omega$ avec la porteuse. La puissance P_b de ce signal est observée avec un analyseur de spectre ou une détection synchrone. Pour une modulation de phase (ou d'amplitude), P_b varie avec la phase relative ϕ entre l'oscillateur local et le faisceau modulé : lorsque ceux-ci sont en phase, P_b est nulle, et lorsqu'ils sont en quadrature de phase, P_b est maximale (dans le cas d'une modulation de phase). Au contraire, pour une bande latérale unique, cette puissance est indépendante de la phase relative entre l'oscillateur local et le faisceau modulé. Ce critère est efficace en pratique pour régler le dispositif de modulation. Il permet même un réglage plus précis que l'observation du battement hétérodyne. Si l'extinction d'une des deux bandes n'est pas parfaite, une petite variation de P_b est observée lors du balayage de la phase relative ϕ entre l'oscillateur local et le faisceau à mesurer. Plus précisément, la puissance électrique détectée est proportionnelle à $1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos \phi$ où α^2 est le rapport des puissances des deux bandes latérales. Dans notre cas, les variations relatives, avec ϕ , de la racine de la puissance R.F. sont typiquement de 20%, ce qui correspond à $\alpha^2 = 0.01$. La valeur de α^2 déduite des mesures hétérodynes est 0.03 (pour une extinction de 15 dB), ce qui est en bon accord.

Remarquons enfin que nous avons utilisé deux modulateurs en série, mais qu'il est également possible d'utiliser deux modulateurs de phase placés en parallèle dans un montage interférométrique [Campillo, 2007]. Nous ne détaillons pas le principe de fonctionnement de ce montage, qui est similaire à celui mis en place dans l'équipe de G. Leuchs pour séparer des bandes latérales intriqués (ce dernier est décrit dans la section suivante). Le rapport des puissances des deux bandes latérales obtenu avec ce

dispositif [Campillo, 2007] est d'environ 20 dB.

Pourquoi utiliser des modulateurs électro-optiques ? Nous aurions pu envisager d'utiliser un modulateur acousto-optique pour générer un champ électrique décalé en fréquence par rapport au champ électrique initial. Nous n'avons pas opté pour cette solution principalement parce que nous avons constaté un excès de bruit ajouté lors de la diffraction du faisceau par le modulateur acousto-optique. La puissance de bruit d'un faisceau diffracté de 10 mW, atténué ensuite d'un facteur 10^4 , est égale à 1,2 fois celle correspondant à un faisceau "au shot", pour une fréquence d'analyse de 1 MHz. Le modulateur acousto-optique utilisé, du constructeur A.A., est un modèle MT 80-B30A1-IR (alimenté par un VCO minicircuits modèle POS-100 et un amplificateur A.A. modèle B7). Cet ajout d'un excès de bruit classique lors de la diffraction du faisceau avait également été constaté par A. Lambrecht au cours de sa thèse [Lambrecht, 1995].

En plus de résoudre ce problème d'excès de bruit, l'utilisation de MEOs pour décaler la fréquence du faisceau présente plusieurs avantages. Tout d'abord, pour mesurer et fixer la phase relative entre le faisceau modulé et un autre faisceau laser (par exemple le champ de contrôle utilisé dans les expériences de stockage), il suffit de combiner ces deux faisceaux sur un cube polarisant. Une des voies de sortie sert à récupérer la bande latérale et le champ de contrôle, tandis que l'autre permet de récupérer l'onde porteuse et une partie du champ de contrôle. Le signal d'interférence (continu) entre la porteuse et le champ de contrôle permet alors d'accéder à la phase relative entre le champ de contrôle et le signal modulé. Dans le cas d'un faisceau décalé avec un modulateur acousto-optique, il faudrait, pour mesurer et fixer cette phase, mettre en place un phase-lock à la pulsation Ω , ce qui est techniquement plus compliqué. D'ailleurs, comme nous souhaitons utiliser des fréquences de modulation $\Omega/2\pi$ d'environ 1 MHz, deux MAO dont les fréquences relatives soient fixées seraient nécessaires.

Enfin, la configuration que nous utilisons permet, sans modifier le montage ni l'alignement, de moduler le faisceau en phase, en amplitude ou avec une seule bande latérale décalée au choix dans le rouge ou le bleu par rapport au champ de contrôle.

E.2 Détection homodyne

Nous rappelons ici le principe de mesure de l'état quantique d'un faisceau lumineux avec une détection homodyne. Cette détection permet de mesurer toutes les quadratures d'un faisceau lumineux en le faisant interférer avec un faisceau lumineux plus intense appelé oscillateur local. Une cale piézo-électrique permet de faire varier la phase relative ϕ entre l'oscillateur local et le faisceau à mesurer. Les deux faisceaux sont recombinaés

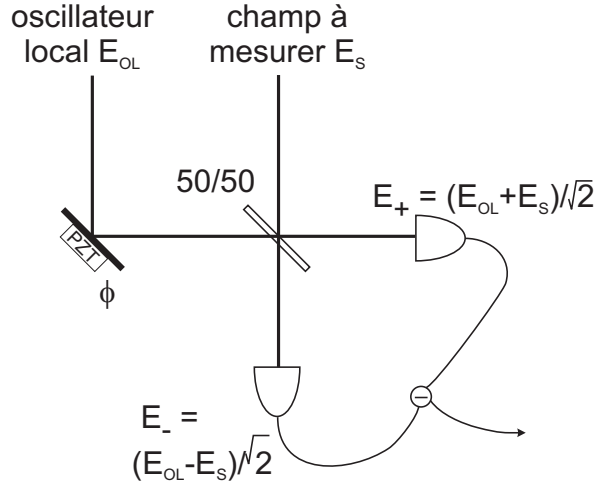


FIG. 2.37 – Schéma de principe d'une détection homodyne.

sur une lame séparatrice équilibrée (*C.f.* figure 2.37). Le champ électrique après cette lame s'écrivent, en fonction de ceux d'entrée : $E_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{OL} \pm E_s)$. L'intensité de chacun de ces champs est mesurée avec un couple de photodiodes équilibrées et vaut

$$i_{\pm} = \frac{1}{2}|E_{OL} \pm E_s|^2 = \frac{1}{2}(i_{OL} + i_s \pm 2|E_{OL}||E_s| \cos(\phi))$$

Ces photo-courants sont ensuite soustraits pour ne garder que le terme correspondant au battement entre l'oscillateur local et le champ à mesurer :

$$i = i_+ - i_- = 2|E_{OL}||E_s| \cos(\phi)$$

Si l'on s'intéresse aux fluctuations δi de cette différence de photo-courants, on obtient en ordre de grandeur :

$$\delta i \sim |E_{OL}|\delta(|E_s| \cos(\phi)) + |E_s| \cos(\phi)\delta(|E_{OL}|)$$

Si l'amplitude des fluctuations du champ électrique signal et de celui de l'oscillateur local sont de l'ordre de celles d'un état cohérent (c'est à dire de l'ordre de celles du vide), $\delta E_s \sim \delta E_{OL} \sim \varepsilon_0$. Dans ce cas, si $|E_s| \ll |E_{OL}|$, c'est à dire si $i_s \ll i_{OL}$, on a $\delta i = \sqrt{i_{OL}}\delta(|E_s| \cos \phi)$: les fluctuations du champ à mesurer se reflètent directement sur celles du photocourant. C'est pour cette raison que l'intensité de l'oscillateur local est choisie beaucoup plus grande que celle du champ à mesurer. Un oscillateur local intense permet d'ailleurs une mesure plus sensible de l'état du champ à mesurer, puisque le "gain optique" de cette mesure est proportionnel à $|E_{OL}|$. Par ailleurs, dans les

expériences, les fluctuations de chaque champ électrique sont comparables à celles du vide (cela suppose que l'oscillateur local est "au shot", ou proche de celui-ci). Dans ces conditions, $\delta i = \sqrt{i_{OL}}\delta(E_s \cos \phi)$ et les fluctuations de l'oscillateur local contribuent très peu à celles du photo-courant. Nous allons donc dans la suite considérer celui-ci comme un champ classique idéal.

Les opérateurs d'annihilation correspondant respectivement aux modes + et - s'écrivent alors $\hat{a}_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}_{OL} \pm \hat{a}_s) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|E_{OL}|e^{i\phi} \pm \hat{a}_s)$ dont on déduit

$$\hat{i} = |E_{OL}|(e^{-i\phi}\hat{a}_s + e^{i\phi}\hat{a}_s^\dagger) = |E_{OL}|\hat{X}_{s,\phi}$$

$\hat{X}_{s,\phi} = (e^{-i\phi}\hat{a}_s + e^{i\phi}\hat{a}_s^\dagger)$ et $\hat{Y}_{s,\phi} = -i(e^{-i\phi}\hat{a}_s - e^{i\phi}\hat{a}_s^\dagger)$ sont deux quadratures orthogonales du champ signal faisant dans le diagramme de Fresnel un angle ϕ par rapport à la phase de l'oscillateur local.

Jusqu'ici, nous nous sommes intéressés à un champ monomode de même fréquence que l'oscillateur local. Dans le cas d'un champ multimode, certaines composantes du champ électrique ont une fréquence différente de celle de l'oscillateur local. Pour simplifier, nous ne considérons que deux modes $\hat{a}_{\pm\Omega}$ dont la pulsation est décalée de $\pm\Omega$ par rapport à celle de l'oscillateur local. Dans ce cas, on obtient

$$\hat{i} = |E_{OL}| \left[\cos(\Omega t)(\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi}) + \sin(\Omega t)(\hat{Y}_{\Omega,\phi} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi}) \right] \quad (2.37)$$

La mesure du photocourant i permet, après un filtrage à la fréquence Ω , de réaliser une mesure de $\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi}$ et de $\hat{Y}_{\Omega,\phi} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi}$. Lorsque ce filtrage est réalisé avec un analyseur de spectre, on mesure uniquement $(\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi})^2 + (\hat{Y}_{\Omega,\phi} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi})^2$. Avec une détection synchrone double phase, ou un traitement numérique du courant i , il est possible de mesurer indépendamment $\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi}$ et $\hat{Y}_{\Omega,\phi} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi}$.

Le résultat d'une mesure de ces quantités est aléatoire par suite des "fluctuations quantiques" du champ ¹¹. Il faut donc réaliser plusieurs mesures pour accéder aux moyennes quantiques de ces opérateurs. Cette moyenne peut soit être obtenue en répétant plusieurs fois une expérience, soit, si le régime est continu, en effectuant une moyenne temporelle. Dans le cas d'un analyseur de spectre, cette moyenne temporelle est obtenue en enregistrant le signal pendant une durée nettement supérieure à l'inverse de la bande passante d'analyse (notamment en utilisant un filtre video).

Ces différentes techniques ont en commun un filtrage du photo-courant i autour de la fréquence Ω . Cette fréquence est en général choisie supérieure à une centaine de kHz car dans cette gamme le bruit technique est en général négligeable devant les fluctuations quantiques intrinsèques du faisceau.

¹¹Les états propres des opérateurs X et Y sont des états infiniment comprimés.

Pour un champ dans un état squeezez  (et vide), la quantité $\langle (\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi})^2 + (\hat{Y}_{\Omega,\phi} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi})^2 \rangle$ est inférieure à 4 (par convention, nous avons choisi $\langle X^2 \rangle = 1$ pour du vide). Cette inégalité traduit la corrélation quantique des modes \hat{X}_{Ω} et $\hat{X}_{-\Omega}$ associés à chaque bande latérale. L'intrication, pour un champ squeezez , de deux bandes latérales symétriques a été mis en évidence directement dans l'équipe de G. Leuchs [Huntington *et al.*, 2005, Glockl *et al.*, 2006].

Si l'on peut mesurer les quantités $\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi}$ et $\hat{Y}_{\Omega,\phi} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi}$, l'état de chaque mode reste en revanche inconnu. La détection homodyne est naturellement adaptée à l'étude de fluctuations d'amplitude ou de phase, c'est à dire sur les deux bandes latérales. L'étude des fluctuations d'une bande de fréquence isolée est plus complexe. Nous discutons ce point dans le paragraphe suivant.

E.3 Les bandes latérales en optique quantique

Nous décrivons dans cette section quelques méthodes permettant de mesurer indépendamment, séparer et recombinaer des modes correspondant à des bandes de fréquences différentes.

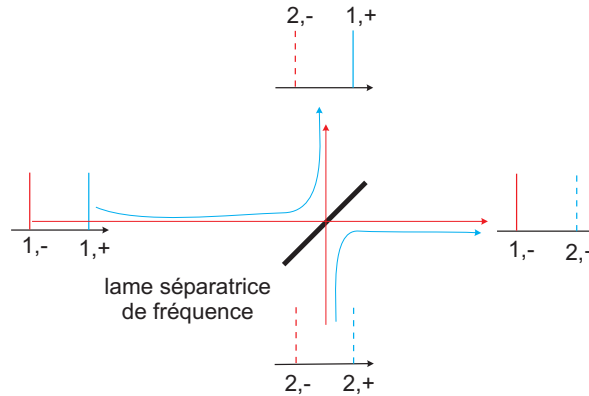


FIG. 2.38 – Lame séparatrice de fréquence.

La lame séparatrice de fréquences Il existe de nombreux dispositifs permettant de séparer (et donc aussi combinaer ou recombinaer) différentes bandes de fréquence : prisme, réseau, cavité Fabry-Pérot, etc... Comme on peut le voir sur la figure 2.38, la séparation des deux bandes latérales s'accompagne forcément de l'entrée d'un champ vide par la deuxième face de la lame. On peut aussi envoyer un autre champ sur la deuxième face de la lame.

Pour l'optique quantique en variables continues, les écarts de fréquence sont en général faibles, et seuls les dispositifs interférométriques peuvent être utilisés. À notre connaissance, deux dispositifs ont été utilisés en pratique pour cela : un Mach-Zehnder pour une étude en régime pulsé [Huntington *et al.*, 2005, Glockl *et al.*, 2006], et une cavité Fabry-Pérot pour une étude en régime continu [Hage *et al.*, 2007]. Nous décrivons uniquement le principe de fonctionnement de l'interféromètre de Mach-Zehnder. La différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre est telle que sur une des voies de sortie, l'interférence est constructive pour une des fréquences (frange brillante pour cette fréquence), et destructive pour l'autre (frange sombre pour l'autre fréquence). Sur la deuxième voie de sortie de l'interféromètre, c'est le contraire, si bien que ce dispositif correspond effectivement à une lame séparatrice de fréquences. Une description imagée de l'interférence conduisant à cette séparation, tirée de [Glockl *et al.*, 2006], est donnée figure 2.39. Pour une fréquence d'analyse $\Omega/2\pi$ de 10 MHz, ce qui, par rap-

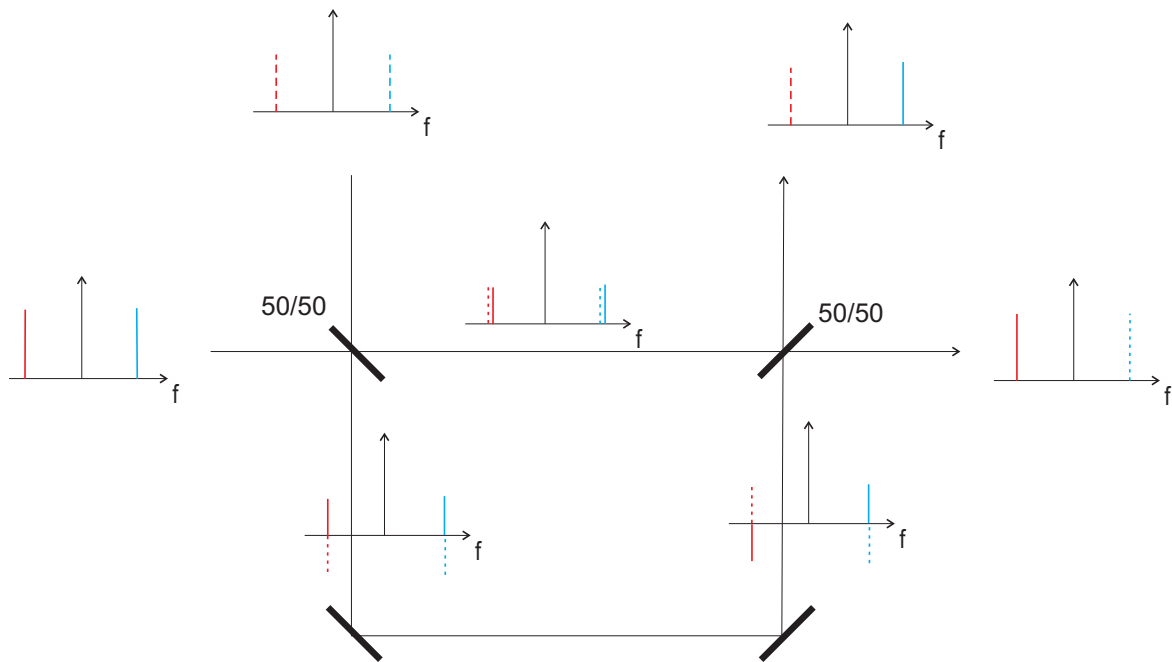


FIG. 2.39 – Séparation de bandes latérales avec un interféromètre de Mach-Zehnder. Illustration tirées de [Glockl *et al.*, 2006]. Les bandes latérales indiquées en pointillés sont vides.

port aux contraintes imposées par l'EIT, représente déjà une différence de fréquence importante, une différence de marche de 7 m entre les deux bras de l'interféromètre est déjà nécessaire (cette différence de marche augmente lorsque Ω diminue). Cela est difficile à réaliser en pratique. Une cavité Fabry-Pérot, plus compacte, peut rempla-

cer l'interféromètre de Mach-Zehnder (mais la bande passante autour de Ω sera plus faible).

Mesure de quadratures du champ associées à différentes bandes latérales

Nous avons vu que les observables que l'on mesure avec une détection homodyne (à fréquence non nulle) sont $\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi}$ et $\hat{Y}_{\Omega,\phi} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi}$. Il est clair que les quadratures associées à la bande latérale de pulsation Ω sont mélangées avec celles de la bande latérale de pulsation $-\Omega$.

Intéressons-nous pour commencer à un champ vide sauf pour la pulsation Ω (bande latérale unique) dont on veut mesurer les deux quadratures $\hat{X}_{\Omega,\phi}$ et $\hat{Y}_{\Omega,\phi}$. On a :

$$\langle \hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi} \rangle = \langle \hat{X}_{\Omega,\phi} \rangle \quad \text{et} \quad \langle \hat{Y}_{\Omega,\phi} + \hat{Y}_{-\Omega,\phi} \rangle = \langle \hat{Y}_{\Omega,\phi} \rangle$$

et pour les variances

$$V(\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi}) = 1 + V(\hat{X}_{\Omega,\phi}) \quad \text{et} \quad V(\hat{Y}_{\Omega,\phi} + \hat{Y}_{-\Omega,\phi}) = 1 + V(\hat{Y}_{\Omega,\phi})$$

où l'on a noté $V(\hat{X})$ la variance de \hat{X} . On peut ainsi accéder aux caractéristiques $\langle \hat{X}_{\Omega,\phi} \rangle$, $\langle \hat{Y}_{\Omega,\phi} \rangle$, $V(\hat{X})$ et $V(\hat{Y})$ de l'état à mesurer. Cette mesure est équivalente à une mesure simultanée de \hat{X} et \hat{Y} après avoir séparé le faisceau initial en deux sur une lame séparatrice 50/50, chaque faisceau étant ensuite mesuré avec une détection homodyne. \hat{X} et \hat{Y} étant mesurés simultanément, cette mesure s'accompagne de l'ajout d'une unité de "shot noise", c'est à dire que l'état à mesurer est mélangé avec un mode vide incorrélié.

Rien n'interdit, en principe, de mesurer uniquement $\hat{X}_{\Omega,\phi}$ (ou $\hat{Y}_{\Omega,\phi}$), mais il faut pour cela soit mélanger le faisceau à mesurer avec du vide squeezé, soit utiliser un dispositif fonctionnant à fréquence nulle tout en présentant un bruit technique négligeable par rapport aux fluctuations quantiques.

Dans les expériences décrites dans [Huntington *et al.*, 2005, Glockl *et al.*, 2006], des bandes latérales intriquées sont séparées à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder (décrit ci-dessus). Elles sont ensuite mesurées indépendamment pour montrer directement leur corrélations quantiques. Lors de cette mesure, comme nous venons de le voir, elles sont mélangées à du vide. La valeur du critère de Duan [Duan *et al.*, 2000b] $\langle (\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi})^2 + (\hat{Y}_{\Omega,\phi} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi})^2 \rangle$ caractérisant l'intrication des deux bandes latérales, mesuré ainsi, sera donc forcément supérieur à 2. Les corrélations quantiques des bandes latérales peuvent donc être mises en évidence directement (pour lesquelles $\langle (\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi})^2 + (\hat{Y}_{\Omega,\phi} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi})^2 \rangle < 4$), mais pas leur corrélation de type EPR (pour laquelle $\langle (\hat{X}_{\Omega,\phi} + \hat{X}_{-\Omega,\phi})^2 + (\hat{Y}_{\Omega,\phi} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi})^2 \rangle$ serait inférieur à 2).

Une application potentielle du transfert atomes-champ, envisagée pour le futur de l'expérience, consiste à stocker indépendamment deux bandes latérales intriquées dans deux ensembles atomiques différents. Cela permet d'intriquer de manière déterministe le spin collectif de chacun de ces deux ensembles. Il est possible dans ce cas de recombinaison après relecture les deux bandes latérales intriquées qui ont été stockées puis de les mesurer sans leur ajouter de vide. Il faut pour cela mesurer la quantité $\hat{X}_{\Omega,\phi,1} + \hat{X}_{-\Omega,\phi,2}$, $\hat{Y}_{\Omega,\phi,1} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi,2}$, où les indices **1** et **2** correspondent à deux faisceaux différents. Pour cela, on peut combiner ces deux faisceaux sur une lame séparatrice de fréquences. Il existe cependant une autre solution, plus simple techniquement. Elle consiste à recombinaison ces deux faisceaux sur une lame séparatrice (standard) et à mesurer le champ pour les deux voies de sortie de la lame avec deux détections homodynes. On montre qu'en filtrant ensuite ces signaux avec deux détections synchrones double phase, on a accès aux quantités

$$\hat{X}_{\Omega,\phi,1} + \hat{X}_{\Omega,\phi,2} + \hat{X}_{-\Omega,\phi,1} + \hat{X}_{-\Omega,\phi,2} \quad \text{et} \quad \hat{Y}_{\Omega,\phi,1} + \hat{Y}_{\Omega,\phi,2} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi,1} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi,2}$$

pour la première détection homodyne et

$$-\hat{X}_{\Omega,\phi,1} + \hat{X}_{\Omega,\phi,2} + \hat{X}_{-\Omega,\phi,1} - \hat{X}_{-\Omega,\phi,2} \quad \text{et} \quad -\hat{Y}_{\Omega,\phi,1} + \hat{Y}_{\Omega,\phi,2} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi,1} + \hat{Y}_{-\Omega,\phi,2}$$

pour la seconde. Ces quantités peuvent être sommées pour accéder à $\hat{X}_{\Omega,\phi,1} + \hat{X}_{-\Omega,\phi,2}$ et $\hat{Y}_{\Omega,\phi,1} - \hat{Y}_{-\Omega,\phi,2}$. Cette technique a été proposée dans [Hammerer *et al.*, 2006] pour téléporter un état du champ au spin d'un ensemble atomique. Sa mise en oeuvre est décrite dans [J.Sherson *et al.*, 2006].

En résumé, nous avons montré comment utiliser une détection homodyne pour mesurer l'état d'une bande latérale unique, et quelles étaient les propriétés (mesure simultanée de X et Y) et limites (une unité de shot noise ajoutée) d'une telle mesure. Des configurations permettant, en principe, de dépasser ces limitations ont été proposées. Le paragraphe suivant est consacré à la description du montage expérimental permettant concrètement de réaliser ces mesures.

E.4 État cohérent pulsé

Nous souhaitons stocker l'état quantique d'une impulsion lumineuse dans un ensemble atomique. Étant donné leur intérêt grandissant pour les communications quantiques [Grosshans, 2002], nous avons utilisé des impulsions dans des états cohérents pour caractériser le dispositif de stockage. Nous décrivons dans cette partie la méthode de mesure utilisée pour caractériser des états cohérents pulsés.

Détection homodyne

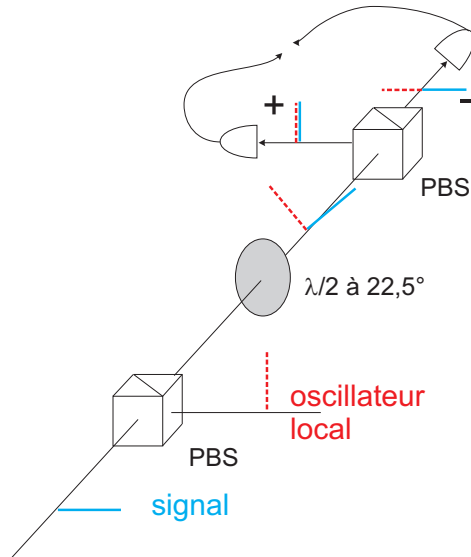


FIG. 2.40 – Schéma de principe de la détection homodyne utilisée.

Le montage utilisé en pratique est légèrement différent de celui représenté figure 2.37 de la partie précédente. Le champ à mesurer et l'oscillateur local sont recombinaés sur un cube polarisant au lieu d'une lame séparatrice (C.f figure 2.40). Ils passent alors à travers une lame demi-onde dont les lignes neutres font un angle de $22,5^\circ$ par rapport à l'horizontale. Après cette lame, les modes polarisés verticalement et horizontalement sont séparés avec un cube polarisant et l'intensité de chacun est mesurée avec une photodiode. L'angle de la lame demi-onde doit être réglé précisément : si l'oscillateur local n'est pas également réparti entre les modes + et -, le dispositif détectera la fluctuation d'intensité de l'oscillateur local, en plus des fluctuations du champ électrique à mesurer.

Les photodiodes utilisées sont du modèle EG&G FND100. L'efficacité quantique mesurée à 850 nm est de 90% pour les deux photodiodes (à $\pm 2\%$). Le circuit électronique utilisé est détaillé, par exemple, dans [Hadjar, 1998]. Il comporte deux voies : une pour les basses fréquences, de 0 à 550 kHz dans notre cas, et une pour les hautes fréquences, de 550 KHz (fréquence de coupure à -3 dB) à environ 35 MHz.

Les voies DC des deux circuits sont équilibrées à mieux que 1/2000 en utilisant un troisième montage servant de référence intermédiaire. Pour équilibrer les voies haute fréquence, la différence des signaux DC est amenée à zéro (en ajustant l'angle de la lame demi-onde), puis le gain relatif des voies HF est ajusté de manière à optimiser

la réjection des fluctuations d'intensité de l'oscillateur local (à cette fin, l'intensité de l'oscillateur local est modulée). Les voies HF sont soustraites à l'aide d'un soustracteur minicircuits ZSCJ-2-1 puis amplifiée avec un amplificateur minicircuits ZHL-1-A.

Au quotidien, l'angle de la lame demi-onde est réglé de manière à annuler la différence des voies DC. Une réjection des fluctuations de l'oscillateur local de 35 dB sur la gamme 0.5 → 5 MHz (30 dB pour la gamme 5 → 25 MHz) est ainsi obtenue.

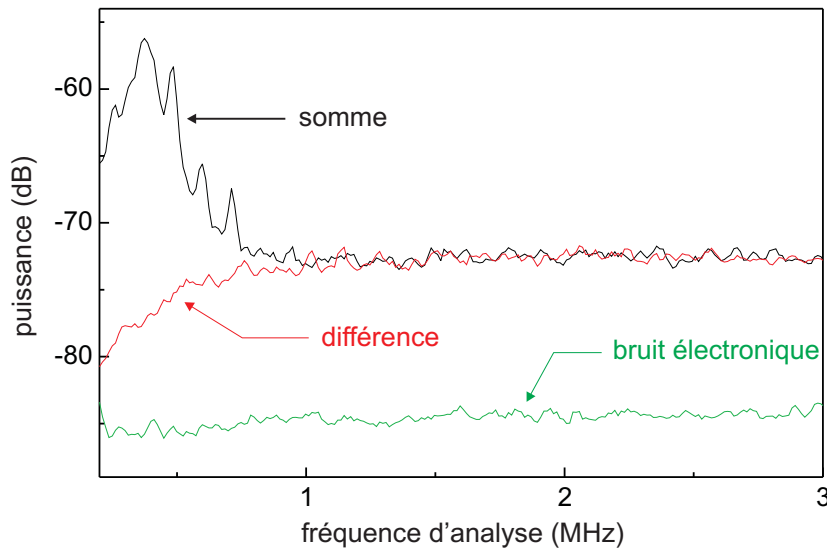


FIG. 2.41 – Puissance des fluctuations mesurées par la détection homodyne, lorsque seul l'oscillateur est envoyé sur le dispositif. Puissance de l'oscillateur local : 4 mW par photodiode. RBW = VBW = 10kHz.

Pour une puissance d'oscillateur local de 8 mW (4 mW par voie) et une fréquence d'analyse de 1 MHz, la puissance de bruit correspondant au shot noise est 20 fois plus grande que la puissance de bruit de l'électronique seule (dark noise). Un exemple de spectre de bruit pour la somme et la différence des photo-courants lorsque seul l'oscillateur est envoyé sur le dispositif est donné figure 2.41.

Dans des expériences de stockage, il s'agit de mesurer l'état d'une impulsion lumineuse. La moyenne temporelle utilisée habituellement en régime continu n'est donc pas utilisable, et les moyennes quantiques doivent être obtenues en réalisant l'expérience plusieurs fois, comme cela est décrit, par exemple, dans la thèse de Jérôme Wenger. Pour calculer cette moyenne sur plusieurs réalisations, le plus simple est d'utiliser une carte d'acquisition et d'enregistrer le signal délivré par la détection homodyne pour chaque réalisation. La carte d'acquisition que nous utilisons est une carte National Instrument NI 5122, 14 bits, permettant de numériser une tension à un rythme de 50

Méga-échantillons/s.

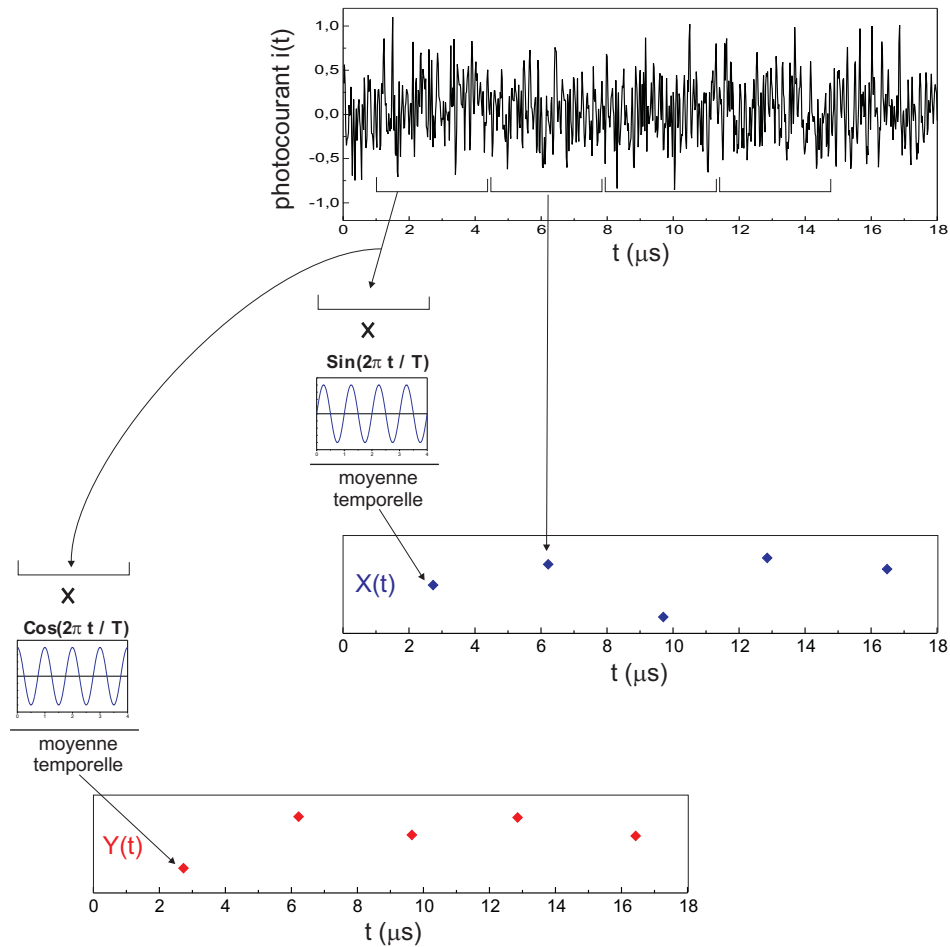
Démodulation

FIG. 2.42 – Principe de démodulation du photocourant délivré par la détection homodyne.

Pour s'affranchir des bruits techniques qui masquent les fluctuations quantiques à basse fréquence, le photocourant issu du dispositif de détection homodyne est démodulé : nous ne conservons ses composantes fréquentielles qu'autour d'une fréquence f d'environ 1 MHz. Cette démodulation est effectuée numériquement après avoir enregistré le photo-courant brut grâce à la carte d'acquisition. Pour cela, le photo-courant $i(t)$ est découpé en segments de durée $n \times T$ (où $f = 1/T$ est la fréquence de démodulation). Chaque segment de données est ensuite multiplié par n arches de sinusoïde, chacune de période T . Le résultat de cette multiplication est ensuite moyenné sur la

durée $n \times T$ du segment pour obtenir une valeur *instantanée* de X , avec une résolution temporelle $1/(n \times T)$, comme cela est illustré figure 2.42. Nous notons $Y(t)$ le résultat d'une démodulation par n arches de cosinusoïde. Le filtrage fréquentiel ainsi réalisé est proche de celui qui aurait été obtenu avec une détection synchrone double phase dont la largeur de la bande d'analyse (RBW) soit égale à $2/(nT)$ ¹². Remarquons que la moyenne temporelle réalisée sur la durée de chaque segment ne correspond pas à une moyenne quantique. Celle-ci doit être calculée sur plusieurs réalisations différentes d'une même expérience (quitte à ce que ces réalisations aient lieu les unes juste après les autres, comme c'est le cas pour des mesures en régime stationnaire).

Une méthode de démodulation plus évoluée, exploitant pleinement les possibilités d'un traitement numérique des données, sera présentée dans le paragraphe F.3 de la partie suivante de ce chapitre.

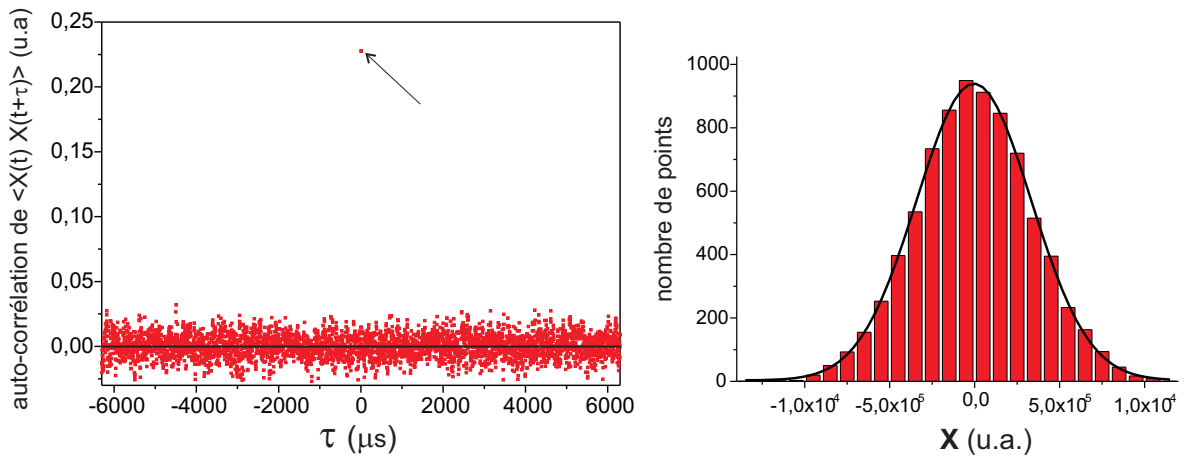


FIG. 2.43 – (a) : fonction d'auto-corrélation $\langle X(t)X(t + \tau) \rangle$ du signal démodulé. Il s'agit bien d'un Dirac, à l'échelle de la résolution temporelle de $X(t)$. (b) : histogramme des valeurs mesurées pour X . Le champ mesuré est dans un état vide (seul l'oscillateur local est envoyé sur la détection homodyne). 8000 mesures successives de X ont été utilisées dans les deux cas. Nombre d'arches de sinusoïde utilisées pour démoduler le signal : $n = 4$, fréquence centrale : $f = 1.25$ MHz.

En régime continu, Le bruit de photon est un bruit blanc, et les différents segments du photo-courant doivent être incorrélés. Les différentes valeurs $X(t)$ doivent donc l'être aussi. Ainsi, la fonction d'auto-corrélation $\langle X(t)X(t + \tau) \rangle$ doit être un Dirac, à l'échelle de la résolution temporelle nT de $X(t)$. C'est bien le cas en pratique, comme

¹²Le filtre fréquentiel associé à cette méthode de démodulation est une fonction sinus-cardinal dont les deux premiers zéros sont distants de $2/(nT)$

on peut le voir figure 2.43 (a). Les différentes mesures de X (ou de Y) suivent une loi de probabilité gaussienne, dont un exemple est donné figure 2.43 (b), comme cela est prévu pour un état cohérent. Enfin, il faut également vérifier que la variance $\langle X^2 \rangle$ obtenue finalement est proportionnelle à la puissance de l'oscillateur local. L'évolution de $\langle X^2 \rangle$ avec la puissance de l'oscillateur local est tracée figure 2.44. Elle est bien linéaire, malgré une légère saturation pour des puissances supérieures à 6 mW par photodiode (il s'agit d'une saturation du pré-amplificateur des photodiodes, observée aussi lorsque la variance est mesurée avec un analyseur de spectre).

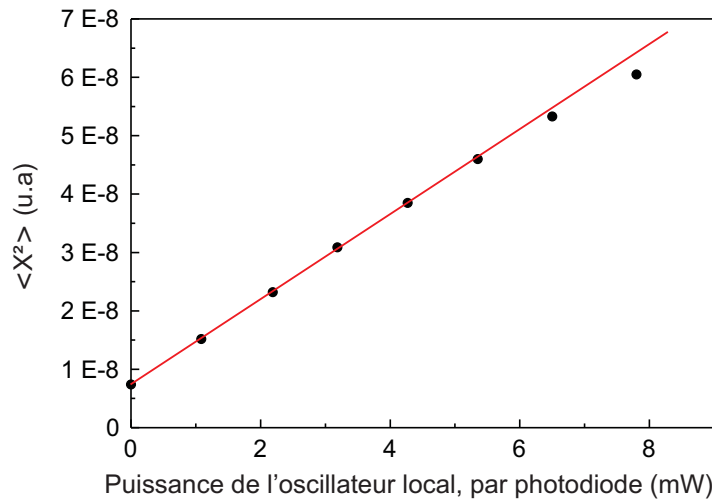


FIG. 2.44 – Variance $\langle X^2 \rangle$ en fonction de la puissance de l'oscillateur local. Le champ mesuré est dans un état vide (seul l'oscillateur local est envoyé sur la détection homodyne). 8000 mesures successives de X ont été utilisées pour calculer chaque variance. Nombre d'arches de sinusoïde utilisées pour démoduler le signal : $n = 4$, fréquence centrale : $f = 1.25$ MHz.

Etat cohérent pulsé

Nous voulons préparer dans un état cohérent les composantes du champ dont la fréquence est située autour d'une pulsation $\omega_{laser} + \Omega$: $\hat{A}_{\omega_{laser} + \Omega}$ est préparé dans un état cohérent (autre que le vide), tandis que les autres composantes fréquentielles (notamment $\hat{A}_{\omega_{laser} - \Omega}$) sont laissées dans un état vide. Pour cela, nous utilisons l'ensemble de modulateurs électro-optiques permettant de générer une bande latérale unique qui a été présenté dans la section précédente E.1. Un état cohérent pulsé est produit par ce dispositif lorsque le générateur de fonction ¹³ qui pilote les modulateurs délivre un

¹³Modèle HP 33250 A.

signal électrique sous forme d'impulsions. Ces impulsions peuvent par exemple être constituées de quelques arches de sinusoïde à une fréquence proche du MHz.

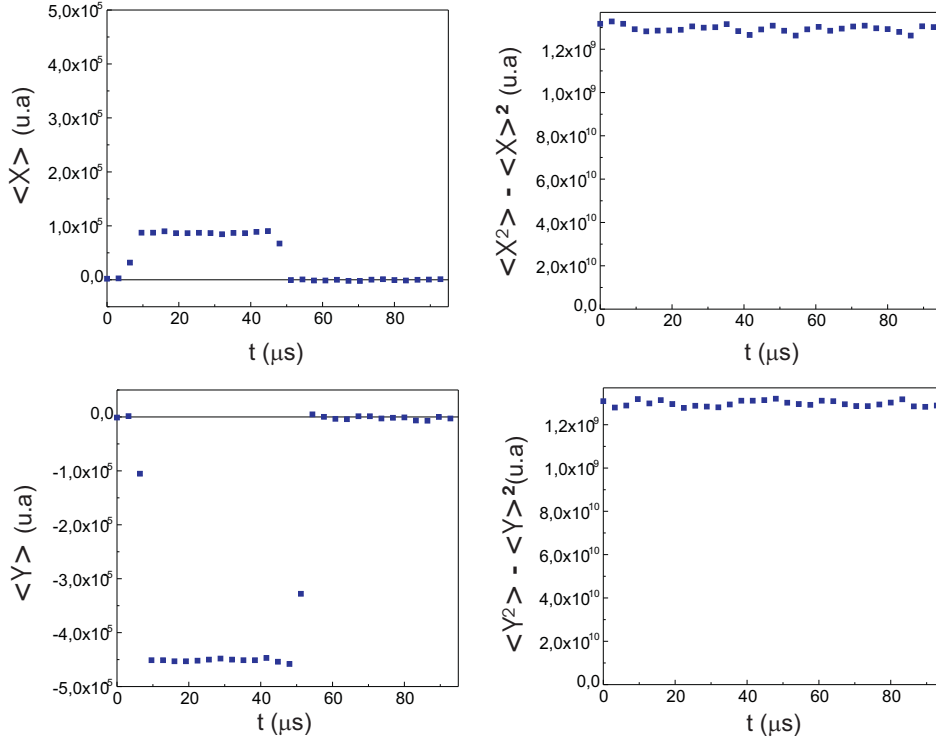


FIG. 2.45 – $\langle X(t) \rangle$, $\langle Y(t) \rangle$, $\langle X^2(t) \rangle$ et $\langle Y^2(t) \rangle$ pour un état cohérent généré à partir d'une impulsion comportant 50 arches de sinusoïdes de fréquence 1.25 MHz et de même amplitude. La démodulation est réalisée sur $n = 4$ arches de sinusoïde de fréquence 1.25 MHz. Les moyennes et variances sont calculées sur un ensemble de 4000 réalisations.

Pour caractériser l'état cohérent produit, il faut le mesurer plusieurs fois. La figure 2.45 montre le résultat obtenu en moyennant 4000 mesures d'une impulsion correspondant à un signal électrique composé de 50 arches de sinusoïdes de fréquence 1.25 MHz (et de même amplitude, égale à 5 mV). Pour chaque réalisation i de l'expérience, le photocourant est démodulé comme décrit ci-dessus, ce qui permet d'obtenir une mesure $X_i(t)$ et $Y_i(t)$. Cette opération est réalisée ici 4000 fois (i varie de 1 à 4000). Puis les valeurs moyennes instantanées $\langle X(t) \rangle$, $\langle Y(t) \rangle$, $\langle X^2(t) \rangle$ et $\langle Y^2(t) \rangle$ sont calculées à partir de ce jeu de mesures. Dans cet exemple, les mesures étaient répétées toutes les 2 ms.

L'ensemble des couples $\{X_i, Y_i\}$ mesurés dans cet exemple pour $t = 16 \mu\text{s}$ sont représentés figure 2.46.

Nous avons testé l'effet d'une coupure de l'oscillateur local. Avec le montage élec-

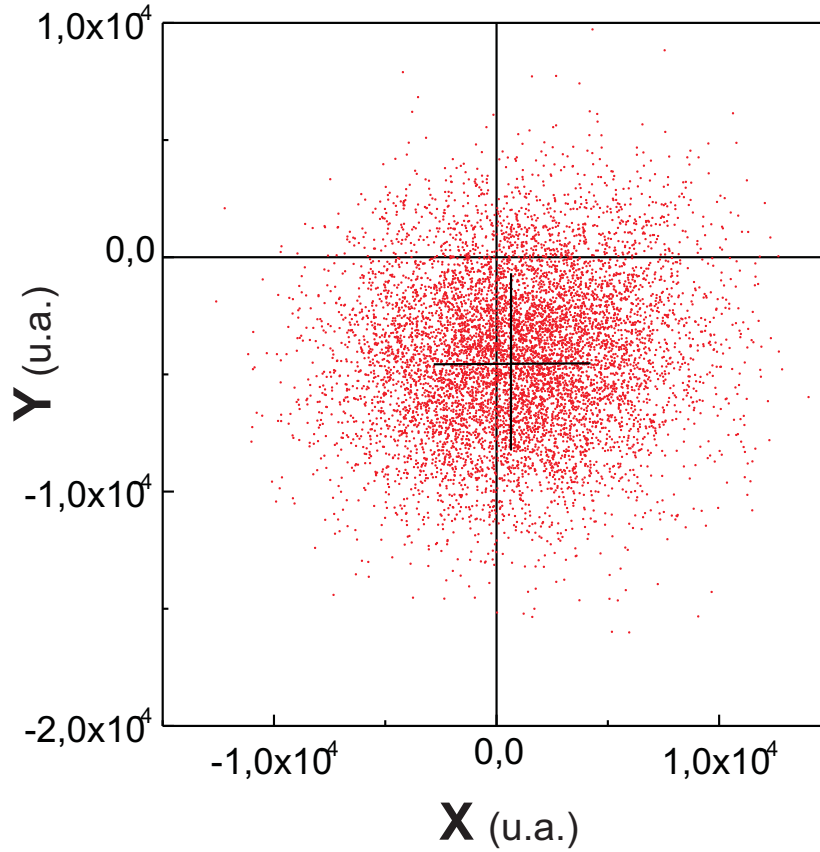


FIG. 2.46 – Ensemble des couples $\{X_i, Y_i\}$ pour $t = 16 \mu s$. Ces données sont celles utilisées pour calculer les points de la figure 2.45 en $t = 16 \mu s$.

tronique de détection utilisé ici, cette coupure fait apparaître des signaux parasites transitoires, que l'on peut voir figure 2.47. Ceux-ci restent assez importants, même si l'oscillateur local est éteint puis rallumé progressivement, avec un profil correspondant à un quart de période de sinusoïde de durée $40 \mu s$. Aussi, dans la suite, nous avons décidé d'utiliser un oscillateur local indépendant et constant au lieu par exemple, de se servir directement du champ de contrôle pour homodyner le champ signal. Une autre solution pour s'affranchir de ces parasites consisterait à utiliser une détection homodyne de très grande réjection, telle que celle mise au point par J. Wenger pendant sa thèse [Wenger, 2004] (réjection supérieure à 100 dB). Pour mettre en forme le profil temporel de l'oscillateur local, nous avons utilisé un modulateur acousto-optique en double passage dans l'ordre 0 (voir figure 2.48) permettant d'obtenir une extinction de 1:200), ce qui a l'avantage, d'une part de ne pas décaler la fréquence, et d'autre part d'éviter l'excès de bruit de phase qui s'ajoute, pour notre dispositif, lors

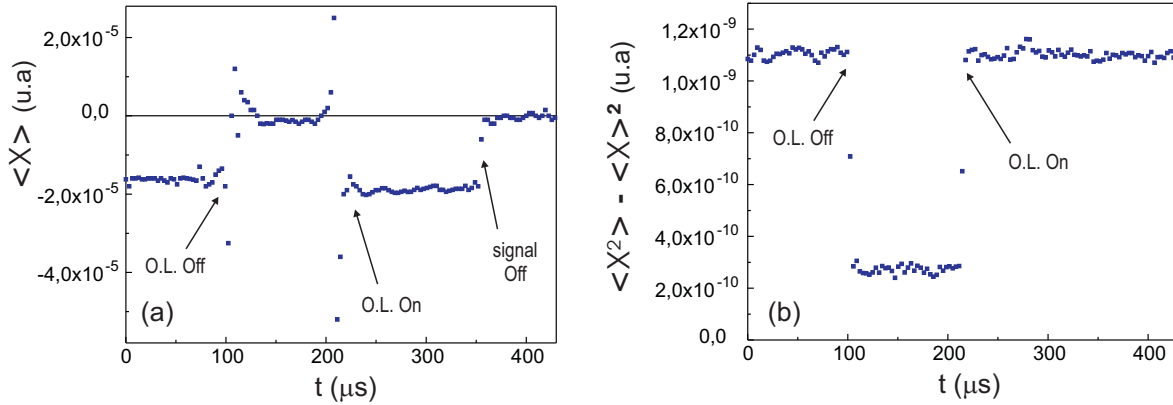


FIG. 2.47 – Valeur moyenne $\langle X(t) \rangle$ et variance $\langle X^2(t) \rangle - \langle X(t) \rangle^2$ de la quadrature d'amplitude pour un état cohérent. L'oscillateur local est éteint progressivement de $t=80 \mu\text{s}$ à $t=120 \mu\text{s}$. La fréquence de modulation vaut 1.25 MHz et la démodulation est réalisée sur $n = 4$ arches de sinusoïde. Les moyennes et variances sont calculées sur un ensemble de 2000 réalisations.

de la diffraction dans l'ordre 1 (*C.f.* : partie E de ce chapitre).

Pour que les mesures soient toutes réalisées dans les mêmes conditions, l'acquisition doit toujours être déclenchée au même moment par rapport à l'impulsion à mesurer, ce qui est obtenu en synchronisant le déclenchement du générateur de fonctions et de la carte d'acquisition à partir d'un même signal TTL.

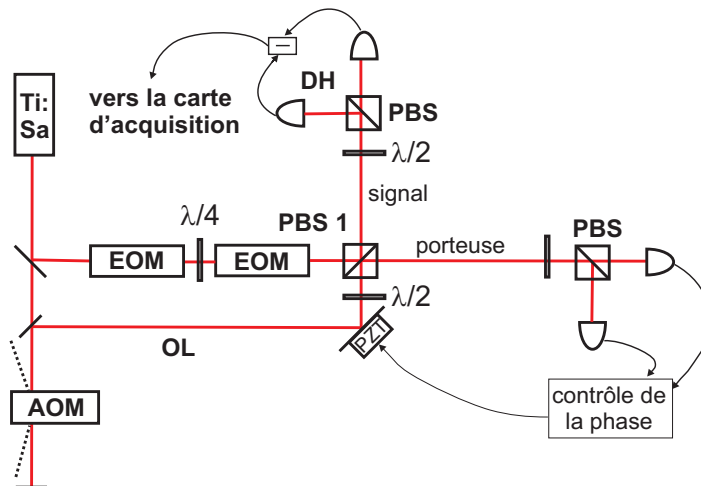


FIG. 2.48 – Schémas de principe du montage utilisé pour produire les états cohérents destinés à être ensuite transférés au moment angulaire des atomes.

La phase relative ϕ entre le faisceau modulé et l'oscillateur local doit également être

stable pendant la durée de l'acquisition. Le montage utilisé pour réaliser ces mesures est représenté figure 2.48. Les deux bras de cet interféromètre sont longs de quelques dizaines de cm en contiennent de nombreux éléments optiques, si bien que la phase relative entre le faisceau signal et l'oscillateur local fluctue spontanément de quelques dizaines de degrés pendant les huit secondes que durent la mesure. Cette phase doit donc être mesurée et asservie. Les modulateurs électro-optiques sont utilisés dans une configuration produisant une modulation sur une polarisation orthogonale à la porteuse. Lors de la recombinaison du faisceau signal et de l'oscillateur local sur le cube polarisant, l'état cohérent produit est donc réfléchi vers la détection homodyne, tandis que la porteuse dont il est issu est transmise par l'autre voie de sortie vers un couple de photodiodes. Le signal d'interférence mesuré par ces deux photodiodes permet d'accéder à la phase relative ϕ du signal et de l'oscillateur local et de l'asservir. La différence des photo-courants $i_A - i_B$ est en effet proportionnelle à $\sin \phi$. En soustrayant à ce signal une tension constante, et en envoyant le signal d'erreur ainsi obtenu, après filtrage et amplification, sur la cale piézo-électrique qui contrôle la phase relative ϕ , il est possible de l'asservir à n'importe quelle valeur comprise entre -90° et 90° (en pratique, plutôt entre -45° et 45°).

Grace à cet asservissement, le vecteur décrivant l'état cohérent mesuré cesse de tourner dans le diagramme de Fresnel (*C.f.* : figure 2.49). Cependant, les fluctuations résiduelles de ϕ risquent de se traduire par un excès de bruit de phase pour des états cohérents de grande amplitude. Aussi, bien que ces dernières soient inférieures à $0,5^\circ$ pic à pic, nous n'utiliserons dans la suite que des états cohérents dont l'amplitude $\sqrt{\langle X \rangle^2 + \langle Y \rangle^2}$ est comprise entre 0 et quelques fois le shot noise $\sqrt{\langle X^2 \rangle}$ ¹⁴.

Le dispositif qui permet de générer une bande latérale unique à partir de la fréquence centrale du laser comporte deux modulateurs électro-optiques pilotés par deux tensions en quadrature. Le déphasage entre ces deux tensions est obtenu en retardant un des signaux par rapport à l'autre. Un fonctionnement correct de ce dispositif en régime impulsionnel n'est donc pas évident (notamment pour des impulsions ne comportant que quelques arches de sinusoïde), et il est important de tester son fonctionnement dans ce cas. La qualité de la modulation produite peut être déduite de l'évolution des valeurs moyennes mesurées pour X et Y lorsqu'on fait varier la phase relative ϕ de l'oscillateur local.

Les quantités X_ϕ et Y_ϕ accessibles par la mesure sont définies par

$$i \propto X_\phi \sin(\Omega t) + Y_\phi \cos(\Omega t) = (X_{\Omega, \phi} + X_{-\Omega, \phi}) \sin(\Omega t) + (Y_{\Omega, \phi} - Y_{-\Omega, \phi}) \cos(\Omega t)$$

¹⁴Pour un état cohérent d'amplitude une fois le shot noise, une fluctuation de phase de $\pm 0,2^\circ$ introduit un excès de bruit de phase de 0,7%.

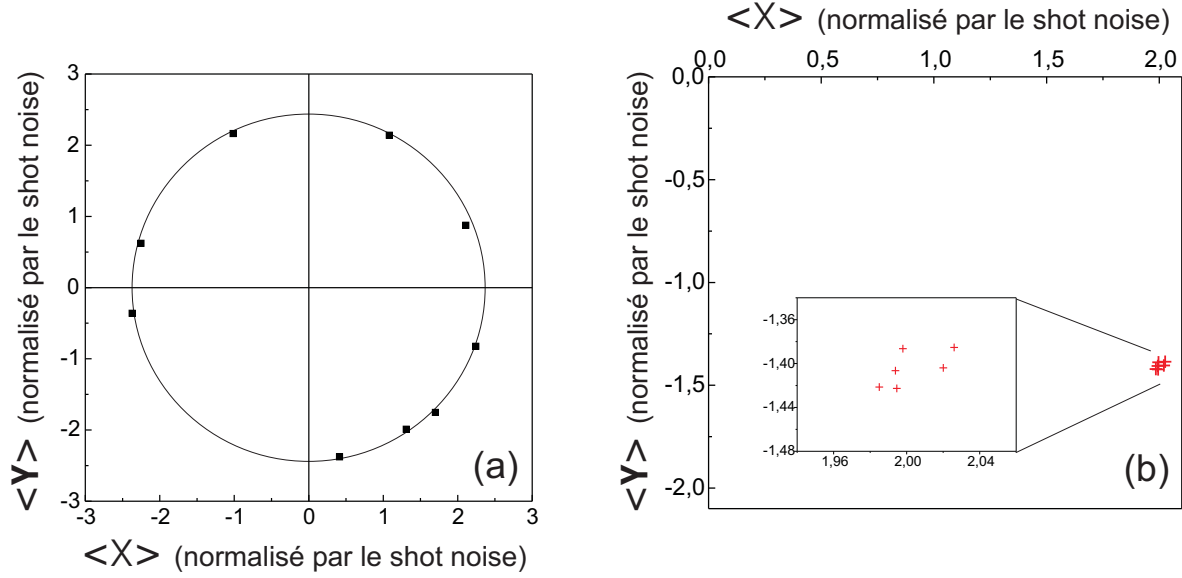


FIG. 2.49 – (a) Valeurs moyennes de X et Y lorsque la phase ϕ entre le faisceau à mesurer et l'oscillateur local n'est pas asservie. Chaque point représente la moyenne temporelle de 1000 mesures de $\{X, Y\}$ se suivant immédiatement (régime continu). Les enregistrements correspondant à chaque point sont séparés d'environ une seconde. La démodulation est réalisée sur $n = 4$ arches de sinusoïde de fréquence 1.25 MHz. (b) : Valeurs moyennes de X et Y lorsque la phase ϕ est asservie.

Dans le cas d'une bande latérale unique, le photocourant mesuré par la détection homodyne correspond simplement au battement entre l'oscillateur local et un champ qui a une autre fréquence, donc $i \propto \cos(\Omega t + \phi)$. On en déduit $\langle X_\phi \rangle \propto \cos \phi$ et $\langle Y_\phi \rangle \propto -\sin \phi$. Ainsi, $\sqrt{\langle X_\phi \rangle^2 + \langle Y_\phi \rangle^2}$ est indépendant de ϕ . Cela est bien naturel, puisqu'il s'agit de l'amplitude $\sqrt{\langle X_{\Omega, \phi} \rangle^2 + \langle Y_{\Omega, \phi} \rangle^2}$ de l'état cohérent généré à la pulsation $\omega_{laser} + \Omega$. Le rapport, $\langle Y_\phi \rangle / \langle X_\phi \rangle$ est quant à lui égal à $\tan \phi$; il repère l'angle de l'état cohérent dans le diagramme de Fresnel dont l'origine est la phase de l'oscillateur local.

Considérons maintenant que la deuxième bande latérale n'est pas vide, comme c'est le cas pour une modulation d'amplitude, par exemple. L'amplitude et la phase relative du champ électrique dans cette deuxième bande, par rapport à celui de la première, sont notées α et ϕ_{rel} . Dans le cas d'une modulation d'amplitude, par exemple, on a $\alpha = 1$ et $\phi_{rel} = 0$ ($\phi_{rel} = \pi$ pour une modulation de phase). La contribution de cette deuxième bande s'ajoute à celle de la première : $i \propto \cos(\Omega t + \phi) + \alpha \cos(-\Omega t + \phi + \phi_{rel})$. On en déduit $\langle X_\phi \rangle \propto \cos \phi + \alpha \cos(\phi + \phi_{rel})$ et $\langle Y_\phi \rangle \propto -\sin \phi + \alpha \sin(\phi + \phi_{rel})$. Pour deux bandes de même puissance ($\alpha = 1$), on a donc $\sqrt{\langle X_\phi \rangle^2 + \langle Y_\phi \rangle^2} = |\cos(\phi + \phi_{rel}/2)|$: les deux bandes de fréquences interfèrent, avec une visibilité de 1. Le rapport $\langle Y_\phi \rangle / \langle X_\phi \rangle$

est par contre indépendant de la phase de l'oscillateur local.

L'évolution des quantités $\langle X_\phi \rangle^2 + \langle Y_\phi \rangle^2$ et $\langle Y_\phi \rangle / \langle X_\phi \rangle$ avec la phase de l'oscillateur est donc radicalement différente si l'on a à faire à une bande latérale unique ou à une modulation composée de deux bandes symétriques. Nous avons utilisé cette différence pour vérifier que notre dispositif permet aussi, en régime pulsé, de générer un champ dans une seule bande latérale.

La variation de ces quantités en fonction de ϕ a été mesurée pour des impulsions constituées de 2 arches de sinusoides de fréquence 1.25 MHz, dans le cas d'une bande latérale unique, puis dans le cas d'une modulation de phase. On peut voir le résultat de ces mesures figure 2.50. Pour les séries de mesures ■, une lame quart d'onde d'axe neutre vertical a été insérée avant la détection de phase représentée figure 2.48¹⁵. Les dépendances prévues ci-dessus sont bien vérifiées en pratique, ce qui montre que ce dispositif de génération d'états cohérents dans une bande latérale unique peut bien être utilisé en régime impulsionnel. L'oscillation résiduelle de $\sqrt{\langle X_\phi \rangle^2 + \langle Y_\phi \rangle^2}$ avec ϕ dans le cas d'une bande latérale unique correspond à un rapport entre la puissance des deux bandes latérales inférieur à 0,01. Cela est comparable avec ce qui avait été obtenu en régime continu.

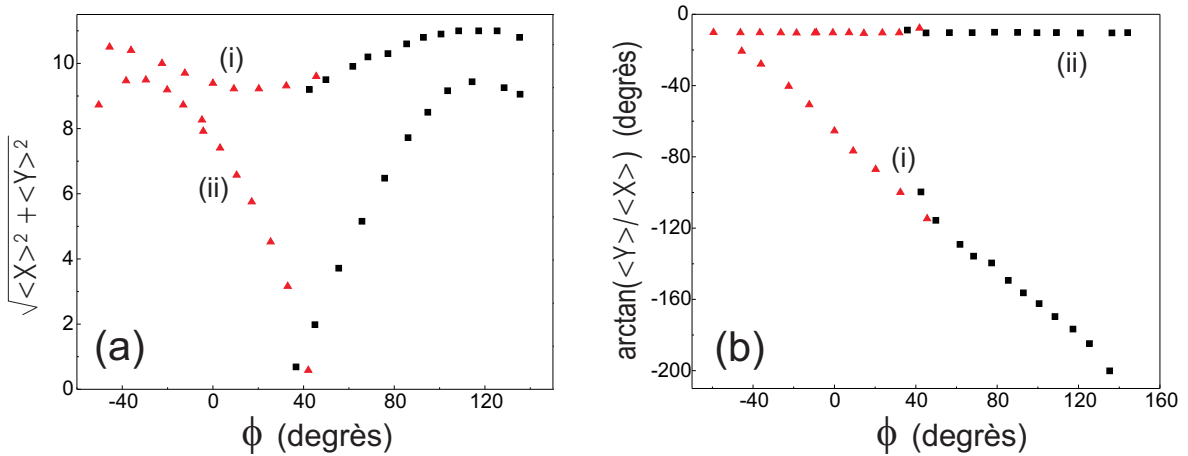


FIG. 2.50 – (a) : $\sqrt{\langle X_\phi \rangle^2 + \langle Y_\phi \rangle^2}$ en fonction de la phase ϕ de l'oscillateur local pour (i) une bande latérale unique, et (ii) une modulation de phase. (b) : $\arctan(\langle Y_\phi \rangle / \langle X_\phi \rangle)$. L'impulsion est constituée de 2 arches de sinusoides de fréquence 1,25 MHz. Démodulation sur $n = 2$ arches. Nombre de répétitions : 2000. Délai entre répétitions : 2 ms.

En résumé, nous avons mis au point un dispositif de génération et de mesure d'im-

¹⁵Le signal d'interférence mesuré n'est plus alors proportionnel à $\sin \phi$ mais à $\cos \phi$, ce qui permet de l'utiliser comme signal d'erreur entre environ 40° et 140° pour d'asservir la phase ϕ .

pulsions dans un état cohérent dont le spectre est composé soit de deux bandes latérales symétriques par rapport à la fréquence centrale du laser, soit d'une bande latérale unique. La mesure de l'état de ces impulsions avant et après stockage va nous permettre, dans la partie suivante, de caractériser la mémoire atomique que nous avons construite.

F Transfert, stockage et restitution d'un état cohérent.

Cette partie est consacrée à l'étude expérimentale des propriétés quantiques d'une mémoire atomique pour la lumière, basée sur des effets de transparence induite électromagnétiquement dans une vapeur de césium. Dans un premier temps, nous décrivons le dispositif expérimental et la procédure utilisée. Nous montrons ensuite qu'il est possible de stocker simultanément deux quadratures du champ qui ne commutent pas, puis de les relire sans leur ajouter de bruit. La troisième section est consacrée à l'étude de l'efficacité de stockage. Nous montrons notamment qu'elle ne dépend pas de la fréquence du champ à stocker, et que cette mémoire est donc accordable en fréquence. La situation dans laquelle une bande latérale unique est stockée séparément est comparée à celle dans laquelle deux bandes symétriques sont stockées en utilisant la même fenêtre de transparence. Enfin, dans la dernière section, nous calculons la fidélité de stockage de cette mémoire, et la comparons à ce qui peut être obtenu avec une mémoire classique.

F.1 Montage expérimental

Le milieu atomique utilisé est une vapeur de césium placée dans un champ magnétique homogène. L'interaction permettant le transfert lumière-matière a lieu sur la transition $6S_{1/2}$, $F=3$ vers $6P_{3/2}$, $F'=2$ de la raie D_2 , à 852 nm. Le champ de contrôle est polarisé circulairement σ^+ et est résonnant avec la transition $m_F=1$ vers $m_{F'}=2$, tandis que le signal est polarisé circulairement σ^- et est résonnant avec la transition $m_F=3$ vers $m_{F'}=2$ (insert de la figure 2.51). Pour satisfaire la condition de résonance à deux photons, l'écart d'énergie entre ces sous-niveaux Zeeman est choisi égal à $\hbar\Omega$, où Ω est le désaccord entre le champ de contrôle et le signal. Cet écart d'énergie est obtenu en ajustant la valeur du champ magnétique, ce qui permet d'optimiser la réponse de la mémoire pour un champ signal de fréquence donnée, et rend le système accordable sur toute une gamme de fréquences.

Le dispositif expérimental est représenté figure 2.51. La vapeur de césium est conte-

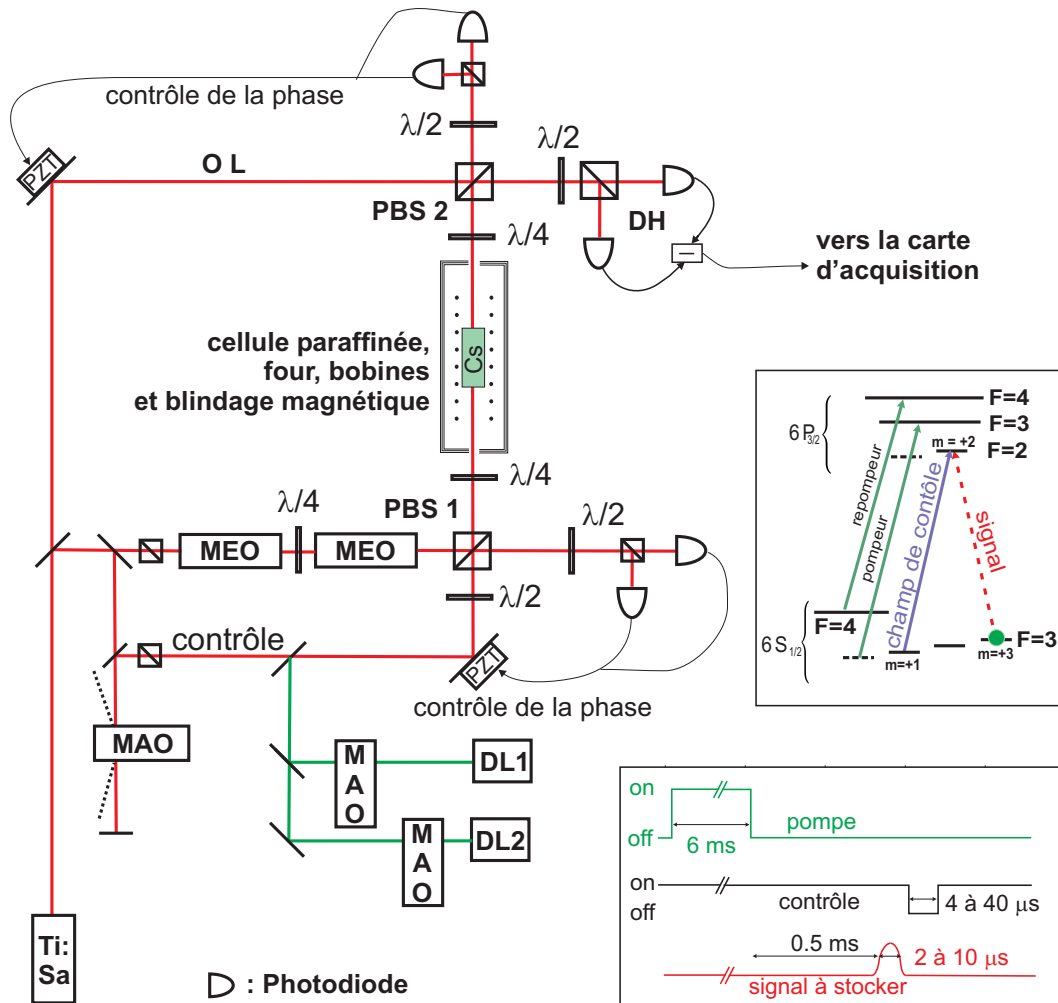


FIG. 2.51 – Schéma du montage expérimental. TiSa : laser à saphir dopé au titane. DL 1 et 2 : diode laser pour le pompage et repompage optique. DH : détection hodyme. MEO : modulateur électro-optique. MAO : modulateur acousto-optique. Tous les cubes sont des cubes polarisants. La mise en forme temporelle du champ de contrôle est faite avec un modulateur acousto-optique en double passage dans l'ordre zéro (extinction 1 : 200). La demi-largeur à $1/e^2$ du profil d'intensité des faisceaux vaut 7.2 mm au niveau de la cellule. Inserts : transitions du césium utilisées dans cette expérience, et détails de la séquence expérimentale.

nue dans une cellule de 3 cm de long, dont les parois sont tapissées de paraffine pour réduire la relaxation de la cohérence Zeeman due aux collisions sur les parois. La cellule est chauffée entre 30°C et 40°C , ce qui conduit à des épaisseurs optiques comprises

entre 6 et 18 sur la transition du champ signal ¹⁶. Elle est placée dans un champ magnétique longitudinal homogène produit par un jeu symétrique de bobines, qui a été décrit dans la partie B de ce chapitre. Un blindage magnétique composé de trois couches de μ métal permet d'atténuer le champ magnétique environnant. Les champs magnétiques résiduels sont inférieurs à 0.2 mG, et l'homogénéité, sur le volume de la cellule, du champ magnétique appliqué est meilleure que 1 : 700 (*C.f.* : partie B). Les atomes sont pompés optiquement depuis les niveaux fondamentaux $F=4$ et $F=3$ vers le niveau $F = 3, m_F = 3$ en utilisant deux faisceaux de puissances respectives 2 mW et 0.2 mW produits par deux diodes laser. Le champ de contrôle est produit par un laser à Titane-Saphire (Ti-Sa) monomode, stabilisé, de largeur de raie égale à 100 kHz. Sa puissance s'échelonne entre 5 et 130 mW.

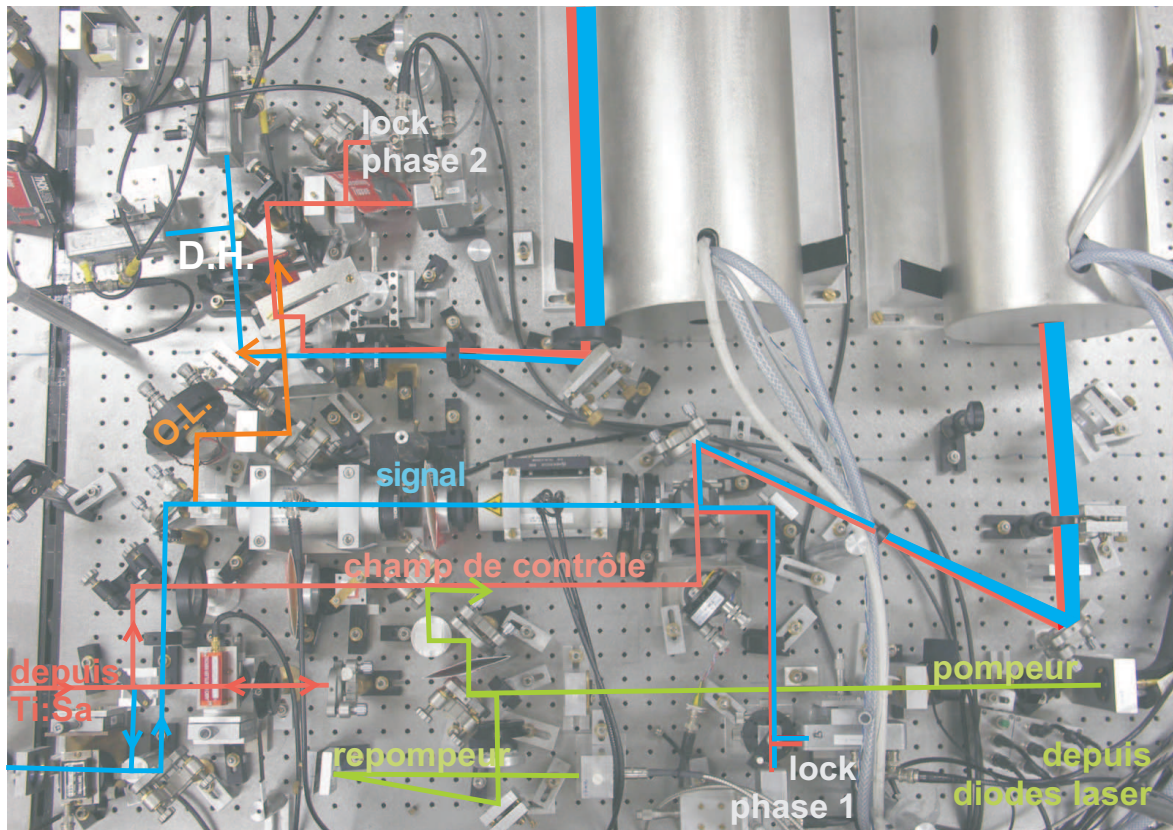


FIG. 2.52 – Photographie de l'expérience.

Le faisceau signal est produit en prélevant une fraction du champ de contrôle à partir de laquelle est généré un état cohérent dont la fréquence est décalée par rapport à la

¹⁶Après pompage optique, et en l'absence du champ de contrôle.

fréquence centrale du laser grâce à un ensemble de deux modulateurs électro-optiques décrit en détails dans la partie E. L'intensité de cette bande latérale est d'une fraction de nW au maximum et son désaccord Ω avec le champ de contrôle est réglable. La porteuse est filtrée par un cube polarisant (PBS1 sur la figure 2.51), et utilisée pour asservir la phase relative du champ de contrôle et du signal. La lumière sortant de la cellule est mélangée avec un oscillateur local et analysée avec une détection homodyne, après avoir éliminé le champ de contrôle grâce à un cube polarisant (PBS2 sur la figure 2.51). La phase de l'oscillateur local est asservie sur celle du champ de contrôle.

Au cours de la séquence expérimentale, représentée en insert de la figure 2.51, les atomes sont tout d'abord pompés optiquement pendant 6 ms dans le sous-niveau $m_F=3$. L'orientation obtenue alors est supérieure à 90% et perdure plusieurs ms (voir la partie C). Le faisceau de pompage est ensuite éteint. Après 0.5 ms, une impulsion signal durant de 1.6 à 8 μs est envoyée à travers la cellule. Il s'agit de la phase d'écriture. Le champ de contrôle est ensuite éteint pendant une durée allant de 4 à 40 μs (stockage), puis rallumé (phase de lecture). La lumière transmise après la cellule correspond tout d'abord au signal transmis pendant la phase d'écriture (fuite), puis au champ relu à partir de l'information stockée dans les atomes.

F.2 Stockage cohérent

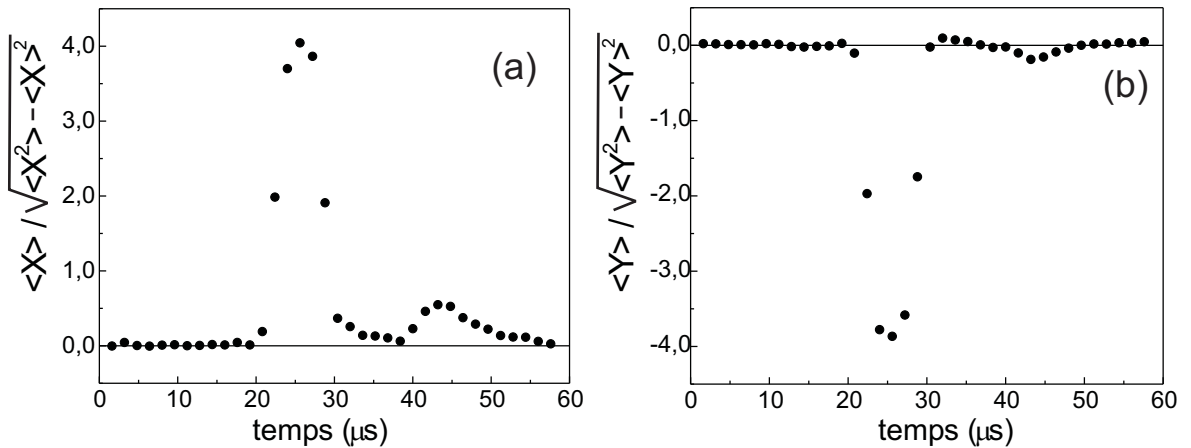


FIG. 2.53 – Valeur moyennes instantanées pour les quadratures (a) d'amplitude et (b) de phase, mesurées en répétant 2000 fois la séquence expérimentale (voir le texte pour plus de détails). Conditions : intensité du champ de contrôle : 9.5 mW, impulsion initiale : 6 arches de sinusoïdes (5 μs), temps de stockage : 15 μs , température : 40°C, fréquence de modulation/démodulation : 1.25 MHz, démodulation réalisée sur 2 arches de sinusoïdes.

Un enregistrement typique de l'évolution des valeurs moyennes des quadratures X et Y est présenté figure 2.53. Le premier pic correspond à la fuite du champ signal, le second au signal restitué, pour la quadrature en phase (X , trace (a)) et celle en quadrature (Y , trace (b)). Le dispositif expérimental permet clairement de stocker les deux quadratures d'un signal dans l'ensemble atomique puis de les restituer. Nous avons vérifié que l'amplitude du signal restitué est proportionnelle à celle du signal à stocker, comme on peut le voir figure 2.54.

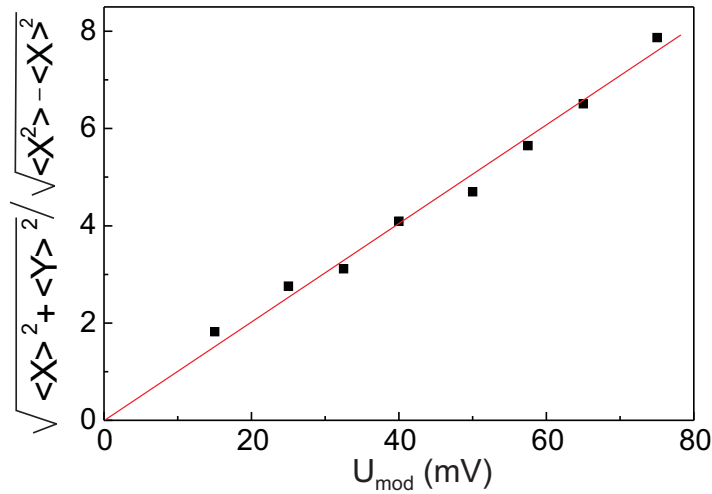


FIG. 2.54 – Amplitude du signal restitué par la mémoire $\sqrt{(\langle X \rangle^2 + \langle Y \rangle^2) / (\langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2)}$ en fonction de l'amplitude U_{mod} du signal électrique appliqué aux modulateurs électro-optiques. Conditions : intensité du champ de contrôle : 9 mW, impulsion initiale : 10 arches de sinusoides (8 μ s), temps de stockage : 20 μ s, température : 40°C, fréquence de modulation/démodulation : 1.25 MHz, démodulation réalisée sur 2 arches de sinusoides.

Afin de vérifier le caractère cohérent du processus de stockage [Mair *et al.*, 2002], nous avons étudié les variations de la phase du signal relu. Lorsque le champ de contrôle et le champ signal sont résonnants à deux photons, $\delta = 2\Omega_L - \Omega = 0$, la cohérence atomique évolue pendant le temps de stockage avec la fréquence $2\Omega_L = \Omega$. Quand le champ de contrôle est envoyé dans l'ensemble atomique pour la relecture, le champ ré-émis a donc, relativement au champ de contrôle, la même phase que l'impulsion initiale. Si l'on s'écarte légèrement de la situation de résonance à deux photons, la cohérence atomique accumule une différence de phase pendant le temps de stockage¹⁷. Cela provoque un déphasage du signal relu par rapport au signal initial.

¹⁷Plus précisément, elle accumule un déphasage dans le référentiel tournant autour de l'axe de propagation à une fréquence égale à la différence des fréquences du champ de contrôle et du champ signal.

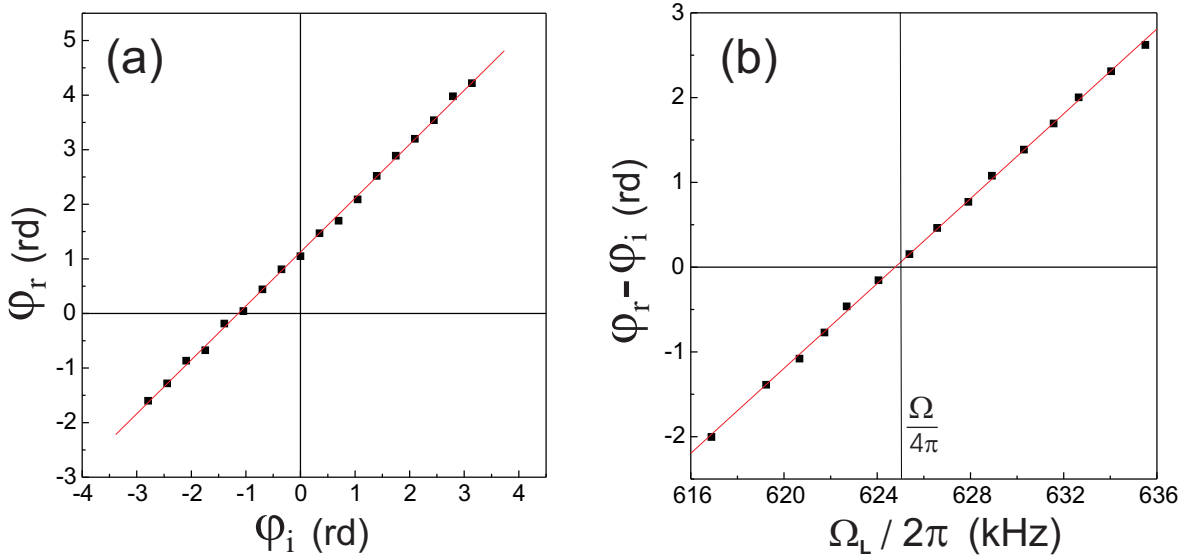


FIG. 2.55 – Dépendance de la phase de l'impulsion relue, en fonction (a) de la phase de l'impulsion initiale pour une fréquence de Larmor constante, et (b) de la fréquence de Larmor (i.e. en fonction du désaccord à deux photons), pour une phase de l'impulsion initiale fixée. Toutes les phases sont mesurées par rapport à celle du champ de contrôle. Le temps de stockage vaut $20 \mu\text{s}$, et la fréquence de modulation $\Omega/2\pi = 2 \times 625 \text{ kHz}$.

La figure 2.55(a) montre la variation de la phase φ_r de l'impulsion relue, mesurée en fonction de la phase φ_i de l'impulsion initiale. La phase φ_r a une dépendance linéaire par rapport à φ_i avec une pente unité, ce qui confirme la cohérence du processus. La valeur de φ_r pour $\varphi_i = 0$ n'est pas nulle. Cela correspond à un petit désaccord à deux-photons qui produit un déphasage lors du processus de stockage. Nous montrons figure 2.55(b) la différence de phase entre l'impulsion relue et l'impulsion initiale, mesurée en fonction du désaccord à deux photons δ que l'on fait varier grâce au champ magnétique appliqué. Le temps de stockage est fixe. Le déphasage $\varphi_r - \varphi_i$ présente une dépendance linéaire par rapport à la fréquence de Larmor, avec une pente de 0.25 rd/kHz qui est en très bon accord avec la dépendance prévue, donné par $\varphi_r = (2\Omega_L - \Omega)\tau$, où $\tau = 20 \mu\text{s}$ est le temps de stockage.

On peut voir figure 2.56 la variance instantanée $\langle \hat{X}(t)^2 \rangle - \langle \hat{X}(t) \rangle^2$ de la quadrature d'amplitude, pour le même enregistrement que celui de la figure 2.53. En raison d'une petite fuite du champ de contrôle dans le canal du champ signal ¹⁸, les données brutes contiennent des contributions parasites transitoires dues à la coupure du champ de

¹⁸La fraction du champ de contrôle réfléchi vers la détection homodyne qui sert à mesurer les quadratures du signal vaut environ 5.10^{-4}

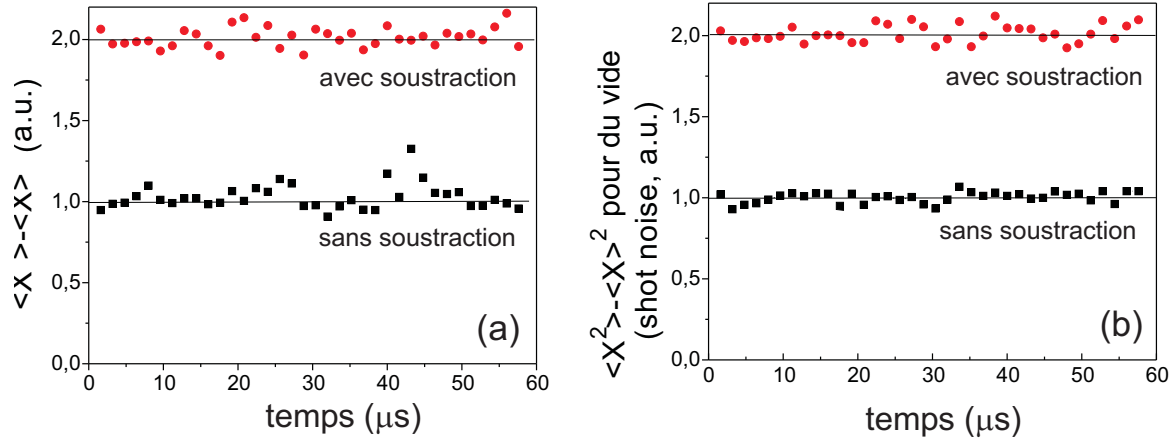


FIG. 2.56 – (a) (resp. b) : variance de la quadrature d'amplitude du signal (resp. du vide). La variance de la quadrature de phase est similaire. La figure (a) est calculée à partir du même enregistrement que la figure 2.53.

contrôle. Bien que cette coupure soit progressive ¹⁹, le spectre du champ de contrôle contient des composantes autour de la fréquence centrale du signal $\Omega/2\pi = 1,25$ MHz. Pour éliminer cet effet parasite, les transitoires sont mesurés indépendamment après chaque séquence, sans champ signal et les données correspondantes sont soustraites point par point des données prises avec le champ signal. L'évolution des valeurs moyennes $\langle \hat{X}(t) \rangle$ et $\langle \hat{Y}(t) \rangle$ donnée figure 2.53 est également obtenue par cette méthode. En ce qui concerne les variances, cette procédure est équivalente à l'introduction d'une lame séparatrice 50/50 sur le faisceau analysé et ajoute par conséquent une unité de shot noise au bruit qui serait mesuré sans soustraction, comme le montre la courbe du haut de la figure 2.56(a). La variance calculée à partir des données brutes, sans soustraction, correspondant à la courbe du bas de la figure 2.56(a), présente quelques fluctuations additionnelles quand le champ de commande est rallumé pour la lecture. Avec ce procédé de soustraction, ces fluctuations sont supprimées, ce qui confirme qu'elles proviennent bien d'un effet parasite classique, reproductible.

Les courbes de bruit peuvent être comparées au shot noise, qui est obtenu indépendamment à partir du même procédé, mais sans le signal ni le champ de contrôle. Les courbes de la figure 2.56(b) correspondent au shot noise avec (courbe du haut) et sans soustraction (courbe du bas). Les variances enregistrées présentées sur la figure 2.56 (a) sont au même niveau que le shot noise (figure 2.56 (b)), ce qui est une très bonne indication que les processus d'écriture et de lecture n'ajoutent pas de bruit aléatoire.

¹⁹On peut voir le profil temporel utilisé pour le champ de contrôle en insert des figures 2.59 et 2.61.

L'ajout ou non d'excès de bruit par les processus d'EIT a été étudié par d'autres auteurs [Hsu *et al.*, 2006a] et est un élément très important pour l'évaluation de la qualité du stockage.

En principe, lors d'un transfert atomes-champ par EIT, le faisceau lumineux et le spin collectif *échangent* leurs états. Cela explique que lorsqu'on relit un Coherent Spin State, comme c'est le cas ici, le champ signal sorte "au shot", et non "au shot plus une contribution atomique". Il s'agit d'une différence importante par rapport au couplage atomes-champ par effet Faraday. En effet, dans ce dernier cas, une des quadratures atomiques est *ajoutée* à l'une des quadratures du champ, ce qui permet en quelque sorte de mieux "voir" les fluctuations quantiques atomiques. On peut, dans le cas de l'EIT, s'assurer que l'on relit bien l'état quantique du spin ²⁰ en comparant, par exemple, la fidélité de stockage avec la fidélité maximale qui pourrait être obtenue avec un dispositif classique (voir la section F.4 de ce chapitre).

F.3 Efficacité de stockage

L'efficacité de stockage est un critère important pour déterminer si les performances d'une mémoire sont supérieures à ce qui pourrait être obtenu avec une mémoire classique ou pas. Les variations de cette efficacité en fonction des conditions expérimentales sont étudiées dans cette sous-partie. Nous y présentons aussi la méthode mise en oeuvre pour adapter le mode temporel de l'oscillateur local à celui du signal à mesurer.

Résonances à un et deux photons

Ce que nous appelons efficacité de stockage par la suite est le rapport entre l'amplitude $\sqrt{(\langle X \rangle^2 + \langle Y \rangle^2) / (\langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2)}$ de l'impulsion relue et celle de l'impulsion initiale. Plus de détails sur la mesure de cette quantité sont données dans le paragraphe suivant. Notre objectif est ici de caractériser uniquement le processus de couplage atomes-champ. Aussi, pour nous affranchir des pertes subies par le faisceau à la traversée des différents éléments optiques, le rapport des amplitudes entre le champ avant et après stockage est calculé en mesurant, avec la même détection homodyne H.D. visible figure 2.51, l'amplitude du signal transmis lorsque le laser est très désaccordé (amplitude avant stockage), et l'amplitude du signal relu après stockage (amplitude après stockage).

L'évolution de l'efficacité de stockage avec le désaccord à deux photons δ est tracée figure 2.57 (a). Cette efficacité est bien sûr maximale pour un désaccord à deux photons

²⁰On pourrait à première vue en douter, puisque l'impulsion relue sera "au shot", que l'état atomique soit relu ou non.

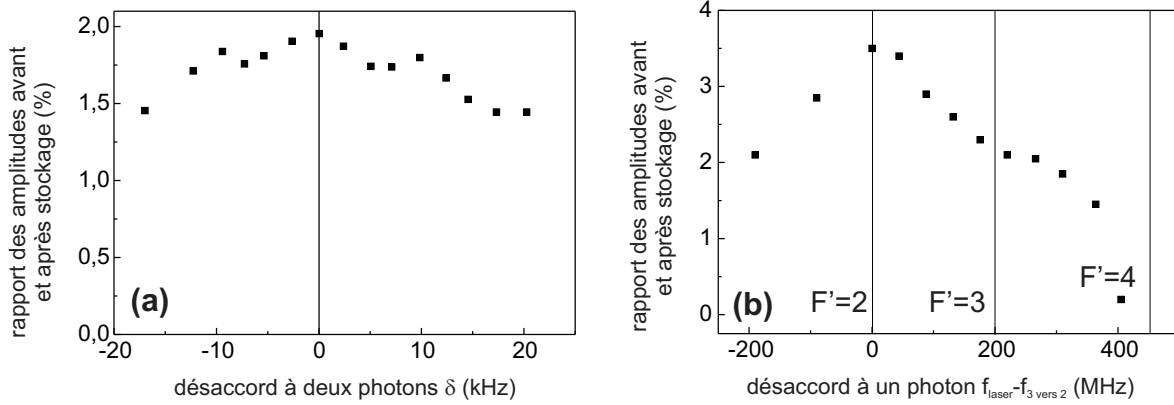


FIG. 2.57 – (a) : Rapport de l'amplitude $\sqrt{\langle X \rangle^2 + \langle Y \rangle^2}$ de l'impulsion relue et de celle de l'impulsion initiale, en fonction du désaccord à deux photons δ . Conditions : intensité du champ de contrôle : 9 mW, impulsion initiale : 8 arches de sinusoides ($6.4 \mu\text{s}$), temps de stockage : $20 \mu\text{s}$, température : 40°C . (b) : Rapport de l'amplitude $\sqrt{\langle X \rangle^2 + \langle Y \rangle^2}$ de l'impulsion relue et de celle de l'impulsion initiale, en fonction du désaccord Δ entre le champ de contrôle et la transition $F = 3, m_F = 1 \rightarrow F' = 2, m_{F'} = 2$. Le désaccord à deux photons δ est nul. Conditions : intensité du champ de contrôle : 7 mW, impulsion initiale : 6 arches de sinusoides ($4.8 \mu\text{s}$), temps de stockage : $15 \mu\text{s}$, température : 36°C , fréquence de modulation/démodulation : 1.25 MHz, démodulation réalisée sur 2 arches de sinusoides (dans les deux cas).

δ nul. Sa dépendance en fonction du désaccord à un photon Δ entre le champ de contrôle et la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ est tracée figure 2.57 (b). La meilleure efficacité est obtenue lorsque le champ de contrôle est précisément résonnant avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$, ce qui était plus difficile à prévoir vu que la raie D_2 comporte plusieurs niveaux hyperfins excités qui, une fois élargis par effet Doppler, se recouvrent. Dans la suite, nous nous placerons toujours dans les conditions optimales, c'est à dire pour $\Delta = 0$ et $\delta = 0$.

Adaptation du mode temporel de l'oscillateur local

Les quadratures du champ sont mesurées à partir du battement du champ signal avec un oscillateur local macroscopique (détection homodyne). Pour que cette mesure soit efficace, il faut que le mode spatial de l'oscillateur local soit le même que celui du champ signal. L'utilisation d'un oscillateur local de profil spatial mal adapté revient à ajouter des pertes sur le trajet du signal (voir figure 2.58). Si le mode de l'oscillateur local est plus petit que celui du champ à mesurer, une partie des photons sont perdus, en ce sens qu'ils ne sont pas mesurés. Si il est trop grand, on mesure en partie le champ

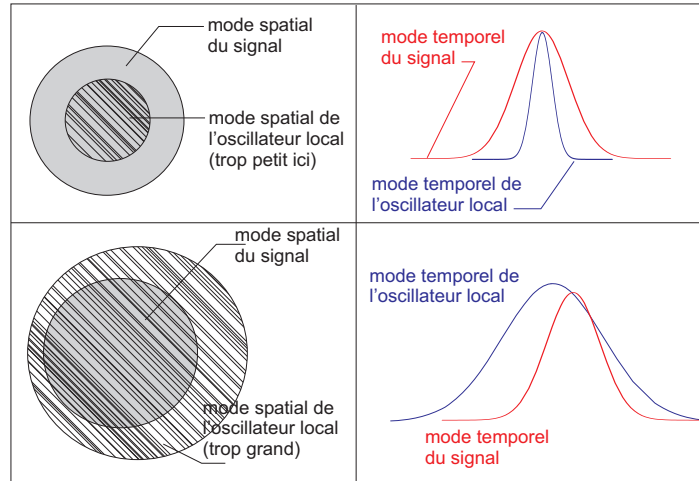


FIG. 2.58 – Exemples d'oscillateurs locaux dont le profil spatial (à gauche) ou temporel (à droite) ne correspond pas à celui du champ à mesurer, ce qui entraîne une perte d'efficacité de la mesure.

signal, et en partie du vide incorrélat, ce qui revient aussi à ajouter des pertes. Il en est de même pour le mode *temporel* de l'oscillateur local : l'efficacité de mesure est maximale lorsqu'il correspond à celui de l'impulsion à mesurer. Dans le cas des mémoires, il faut en plus veiller à utiliser deux profils temporels différents pour l'oscillateur local : un pour l'impulsion à stocker, et un pour l'impulsion relue. Son mode temporel est en effet transformé lors du stockage et dépend à la fois du mode de l'impulsion initiale et des caractéristiques du champ de contrôle [Dantan *et al.*, 2006b, Gorshkov *et al.*, 2007].

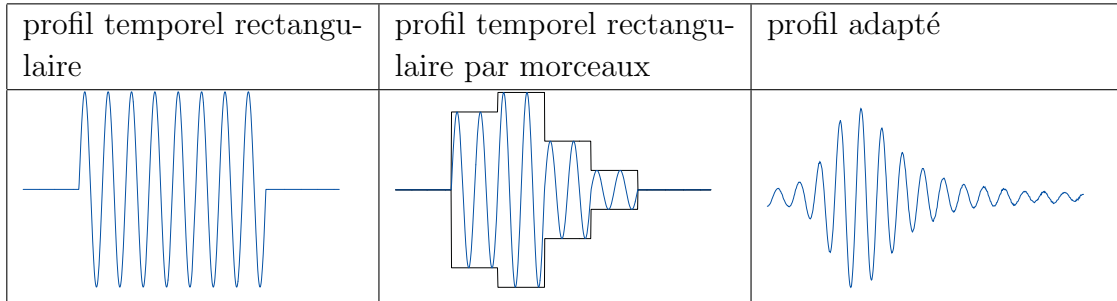
Une description complète de l'état d'une impulsion nécessite en réalité de prendre en compte une infinité de modes temporels, de même que pour décrire son profil transverse :

$$\hat{X}(t) = \hat{x}_1 X_1(t) + \hat{x}_2 X_2(t) + \dots$$

où $X_1(t), X_2(t), \dots$ sont les modes temporels sur lesquels l'état est décomposé. La richesse résultant de cette description multimode (corrélations entre les modes \hat{x}_i et \hat{x}_j par exemple) a notamment été soulignée dans le travail théorique [de Valcarel *et al.*, 2006] consacré à l'étude de peignes de fréquences quantiques. La situation est plus simple dans notre cas, puisque tous les modes sont vides sauf un, qui est dans un état cohérent. Lorsque nous faisons référence au mode temporel de l'impulsion, il s'agit de ce mode moyen.

Plutôt que d'adapter le profil de l'oscillateur local avant de le faire interférer avec l'impulsion signal, il est plus simple, et équivalent, de réaliser une mesure avec un oscillateur local d'intensité constante, et de traiter ensuite numériquement le photocourant

délivré par la détection homodyne. Pour chaque réalisation i de l'expérience, une mesure $X_{mes_i}(t)$ de $\hat{X}(t)$ est réalisée. Le signal électrique $X_{mes_i}(t)$ est alors multiplié par une fonction $Ref_X(t)$ correspondant au mode temporel moyen de l'impulsion pour obtenir une mesure $x_{mes_i} = \int dt X_{mes_i}(t) Ref_X(t)$ de la quadrature \hat{x} . La valeur moyenne $\langle \hat{x} \rangle$ et la variance $\langle \hat{x}^2 \rangle$ sont ensuite calculées à partir de l'ensemble des mesures x_{mes_i} . Remarquons qu'au final, l'impulsion est décrite par *une* valeur de $\langle \hat{x} \rangle$ et $\langle \hat{x}^2 \rangle$. L'efficacité de mesure est optimale, mais à la différence de la méthode de démodulation utilisée jusqu'ici (décrite dans la section E.4 de ce chapitre), toute résolution temporelle disparaît.



TAB. 2.4 – Trois types de profil d'oscillateur local utilisés pour traiter les mesures brutes.

En pratique, nous avons utilisé trois types de profils temporels $Ref_{X,Y}(t)$ différents pour traiter les mesures :

- **profil temporel rectangulaire** : le photocourant est tout d'abord démodulé en utilisant n arches de sinusoides (par exemple 2) décalées successivement, pour obtenir une mesure $X(t)_i$, $Y(t)_i$ filtrée autour de la fréquence de modulation (il s'agit de la méthode de démodulation décrite dans la partie E.4 de ce chapitre). Pour chaque réalisation i de l'expérience on fait alors la moyenne de $X(t)_i$ sur la durée de l'impulsion, pour obtenir x_i . A partir du jeu $\{x_i, y_i\}_{i=1 \text{ à } n}$, nous obtenons $\langle \hat{x} \rangle$, $\langle \hat{y} \rangle$, $\langle \hat{x}^2 \rangle$ et $\langle \hat{y}^2 \rangle$. Cette méthode est équivalente à l'utilisation d'un oscillateur local dont l'enveloppe est un rectangle (*C.f.* : première colonne du tableau 2.4). Elle permet, en conservant les résultats intermédiaires lors de l'étape de démodulation, de visualiser les grandeurs instantanées $X(t)$ et $Y(t)$.
- **profil temporel rectangulaire par morceaux** : Dans un premier temps, le signal délivré par la détection homodyne est démodulé comme cela est décrit ci-dessus. Mais ensuite, au lieu de calculer la moyenne de $X(t)_i$ sur la durée de l'impulsion, nous calculons une moyenne pondérée $\sum_t X(t)_i Ref_{X, \text{filtree}}(t)$. $Ref_{X, \text{filtree}}(t)$ correspond au mode temporel de l'impulsion que l'on souhaite mesurer, après que celui-ci ait été filtré par l'opération de démodulation (il s'agit

donc d'un train de sinusoides dont l'enveloppe est rectangulaire par morceaux). Ce mode adapté est obtenu (qu'il s'agisse du mode de l'impulsion initiale à stocker ou du mode de l'impulsion restituée) en enregistrant au préalable $X(t)$ pour une impulsion signal macroscopique. Au final, cette méthode est équivalente à l'utilisation d'un oscillateur local dont l'enveloppe est un rectangle par morceaux (*C.f.* : deuxième colonne du tableau 2.4), chaque morceau ayant une durée correspondant au nombre d'arches de sinusoides utilisées dans la première étape de filtrage.

- **profil optimal** : le photocourant est directement multiplié par une matrice $Ref_X(t)$ adaptée. Celle-ci correspond en fait, comme précédemment, à un enregistrement de $X(t)$ pour un pulse signal macroscopique, très intense. La référence $Ref_Y(t)$ est obtenue en générant un signal initial en quadrature de celui correspondant à $Ref_X(t)$ (en utilisant par exemple une impulsion composée de 6 arches de co-sinusoides au lieu de 6 arches de sinusoides).

Les efficacités de chacune de ces méthodes ont été comparées à partir du nombre de photons effectivement mesurés pour chacune d'elle, pour une même impulsion initiale. Le nombre moyen de photons n est déduit des valeurs mesurées pour $\langle \hat{x} \rangle$, $\langle \hat{y} \rangle$ et $\langle \hat{x}^2 \rangle$ (ou $\langle \hat{y}^2 \rangle$). En effet, pour un état cohérent, le nombre moyen de photons n vaut

$$n = \frac{\langle \hat{x} \rangle^2 + \langle \hat{y} \rangle^2}{4(\langle \hat{x}^2 \rangle - \langle \hat{x} \rangle^2)}$$

où les quadratures \hat{x} et \hat{y} correspondent au mode de l'état à mesurer. Si le mode choisi pour la mesure n'est pas celui de l'état à mesurer, $\langle \hat{x}^2 \rangle$ est inchangé puisqu'il correspond aux fluctuations du vide, mais $\langle \hat{x} \rangle^2$ et $\langle \hat{y} \rangle^2$ diminuent, ce qui revient à dire que le nombre de photons mesurés diminue, ou encore qu'il y a des pertes au niveau de la mesures.

Pour ce test, les impulsions à mesurer étaient d'une part des exemples d'impulsions à stocker et d'autre part des impulsions restituées par la mémoire. La fréquence de modulation vaut 1.25 MHz, et le filtrage fréquentiel est effectué, s'il y a lieu, sur deux arches de sinusoides. Les impulsions à stocker étaient composées de quelques arches de sinusoides (1, 2, 3, 6 ou 10) de même amplitude. Le pulse relu choisi comme exemple correspondait aux conditions de stockage suivantes : impulsion initiale : 6 arches de sinusoides. Temps de stockage : 15 μ s. Intensité du champ de contrôle : 19 mW. Intensité du repompeur : 2 mW. Température : 40°C.

Les résultats sont rassemblés dans les tableaux 2.5 et 2.6. Nous constatons que l'adaptation du profil de l'oscillateur local que nous avons mise en oeuvre permet bien d'augmenter l'efficacité de mesure. Cette amélioration est particulièrement forte dans

impulsion à mesurer	profil temporel rectangulaire	profil temporel rectangulaire par morceaux	profil adapté
10 arches de sinusoïdes (de même amplitude)	15.4	16.5	17
6 arches de sinusoïdes ”	3.2	8.3	10.8
3 arches de sinusoïdes ”	0.8	3.3	5.2
2 arches de sinusoïdes ”	0.3	1.44	3.6
1 arches de sinusoïdes ”	0.06	0.57	1.7
impulsion restituée par la mémoire (conditions : voir le texte)	0.006	0.01	0.017

TAB. 2.5 – Nombre moyen de photons mesuré pour différents types d'impulsion, en fonction de la méthode de traitement des données.

impulsion à mesurer	gain profil adapté / profil rectangulaire	gain profil adapté / profil rectangulaire par morceaux
10 arches de sinusoïdes (de même amplitude)	1.1	1.0(3)
6 arches de sinusoïdes ”	3.4	1.3
3 arches de sinusoïdes ”	6.5	1.6
2 arches de sinusoïdes ”	12.5	2.5
1 arches de sinusoïdes ”	27	3
impulsion restituée par la mémoire (conditions : voir le texte)	3.2	1.6

TAB. 2.6 – Rapport des efficacités de mesure correspondant, pour l'oscillateur local, à un profil adapté, à un profil rectangulaire, et à un profil profil rectangulaire par morceaux.

le cas d'impulsions courtes. Par exemple, pour une impulsion générée à partir d'un signal électrique constitué de trois arches de sinusoïde de même amplitude, une mesure avec une démodulation par morceau et un oscillateur local constant donne un résultat six fois et demie moins bon qu'avec un oscillateur local adapté, qui permet d'éviter les effets de bord de la première méthode.

Finalement, nous avons mis au point une méthode de traitement des données simple

permettant de mesurer de manière optimale l'état d'une impulsion (monomode). L'utilisation d'un oscillateur local dont le profil correspond à celui de l'impulsion signal est indispensable pour des impulsions courtes. Pour une impulsion de durée $1.6 \mu s$, par exemple, l'utilisation d'un oscillateur local d'intensité constante conduit à une perte de 90% des photons à mesurer.

Nous avons vérifié que le nombre de photons mesurés (en utilisant le profil temporel le plus adapté) évolue bien linéairement avec la durée de l'impulsion. Nous nous sommes également assurés de la linéarité de la variance $\langle \hat{x}^2 \rangle$ mesurée par cette méthode en fonction de la puissance de l'oscillateur local.

Dans la section précédente, nous avons étudié la variation de l'efficacité de la mémoire en fonction du désaccord à un et deux photons. Cette efficacité de stockage était définie comme le rapport des amplitudes de l'état cohérent avant et après stockage. Cet état était mesuré dans ce cas avec un oscillateur local de profil temporel rectangulaire. Les résultats sont en fait quasiment identiques lorsque les mesures sont faites avec "matching temporel" de l'oscillateur local. En effet, la mesure de l'état restitué est plus efficace dans ce cas, mais aussi celle de l'état initial, et au final, dans les conditions pour lesquelles ces mesures ont été effectuées, l'efficacité de stockage mesurée dépend peu (e.g. : 3.2 et 3.4 %) de la méthode de dépouillement. Il n'y a pas de raison qu'il en soit de même dans d'autres conditions expérimentales, notamment pour des champs de contrôle plus intenses. Aussi, dans la suite, nous utiliserons toujours un oscillateur local de profil adapté à celui du champ à mesurer, afin de mesurer de manière rigoureuse l'efficacité de stockage²¹.

Nous revenons maintenant sur les caractéristiques des modes temporels $Ref_{X,Y}(t)$ utilisés pour analyser les mesures. Ces matrices correspondent en fait au signal enregistré pour une impulsion signal très intense. Deux exemples du mode temporel de l'impulsion après stockage sont présentés figure 2.59. Après leur avoir soustrait une éventuelle moyenne (offset), elle sont normalisées de sorte que $\int dt Ref_X^2(t) = 1$. Le signal $Ref_Y(t)$ qui permet de mesurer \hat{y} est obtenu en générant un signal initial en quadrature de celui correspondant à $Ref_X(t)$ (en utilisant par exemple une impulsion composée de 6 arches de co-sinusoïde au lieu de 6 arches de sinusoïdes). Nous avons vérifié que les deux modes $Ref_X(t)$ et $Ref_Y(t)$ ainsi obtenus étaient bien orthogonaux, c'est à dire que $\int dt Ref_X(t)Ref_Y(t) = 0$. En pratique, ce produit scalaire était toujours inférieur à 0.05, y compris lorsque l'impulsion ne dure d'une période de sinusoïde. Le léger angle entre $Ref_X(t)$ et $Ref_Y(t)$ est donc toujours inférieur à 3° et correspond

²¹Le fait de limiter les pertes à la mesure permet aussi d'accéder aux variances de \hat{x} et \hat{y} avec une incertitude plus faible, incertitude qui joue un rôle important dans le calcul de la fidélité de stockage, comme nous le verrons plus loin.

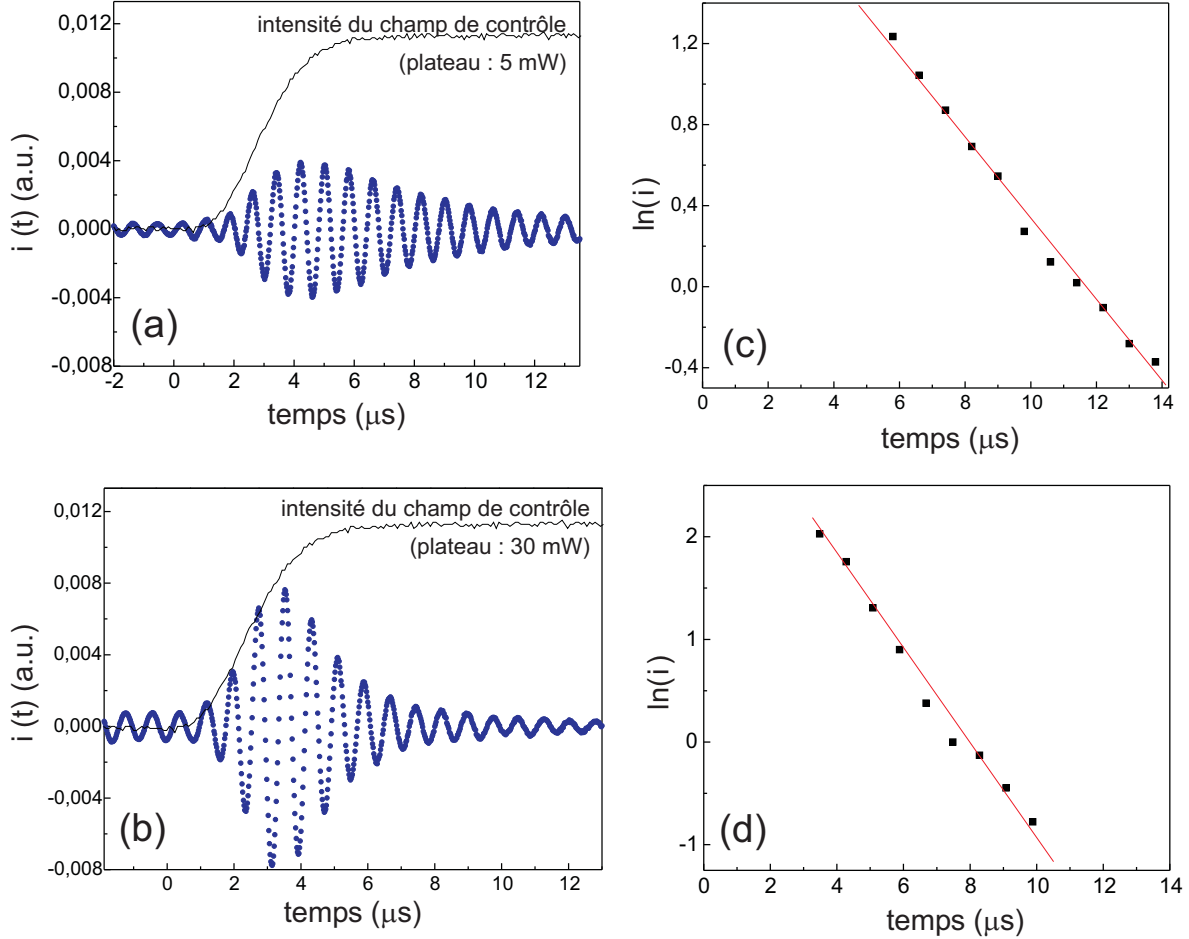


FIG. 2.59 – (a) et (b) : deux exemples du mode temporel $Ref_X(t)$ de l'impulsion après stockage, pour deux puissances différentes du champ de contrôle. Il s'agit en fait du signal mesuré pour une impulsion signal très intense. Le profil temporel du champ de contrôle qui permet de relire la mémoire est tracé en ligne continue. (c) et (d) : enveloppe de $Ref_X(t)$, en échelle logarithmique. Les taux de lecture correspondant valent respectivement 0.21 et $0.52 \mu\text{s}^{-1}$. Conditions : temps de stockage : $15 \mu\text{s}$, impulsion initiale : 6 arches de sinusoides, intensité du champ de contrôle : 5 et 30 mW, température : 40°C .

aux fluctuations résiduelles de la phase relative entre le signal à mesurer et l'oscillateur local.

Pour nous assurer que les fonctions $Ref_{X,Y}(t)$ ainsi construites sont bien optimales, pour un type d'impulsion donné, nous avons calculé la visibilité de détection

$$\frac{(\int dt \text{Signal}(t)Ref_X(t))^2 + (\int dt \text{Signal}(t)Ref_Y(t))^2}{\int dt \text{Signal}^2(t)}$$

Celle-ci, stable d'un jour à l'autre, était comprise entre 90 et 95%, témoignant d'un bon "matching temporel".

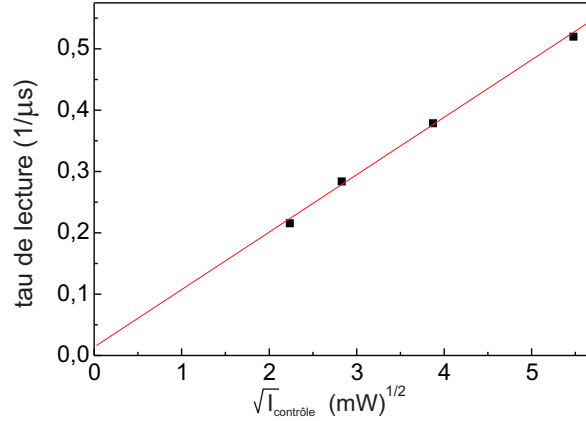


FIG. 2.60 – Taux de lecture de l'état atomique, en μs^{-1} , en fonction de la racine carrée de la puissance du champ de contrôle. Ces valeurs sont déduites du tracé de $Ref_X(t)$ en échelle logarithmique (voir figures 2.59 (c) et (d)). Conditions : temps de stockage : $15 \mu\text{s}$, impulsion initiale : 6 arches de sinusoïdes, intensité du champ de contrôle : entre 5 et 30 mW, température : 40°C .

La forme du champ électrique relu dépend, comme on peut le voir figure 2.59, de l'intensité du champ de contrôle : plus il est intense, plus la lecture est rapide. A partir du moment où l'intensité du champ de contrôle est constante, l'enveloppe lentement variable du champ électrique restitué correspond à une exponentielle décroissante $e^{-t/\tau_{lect}}$ (voir figures 2.59 (c) et (d)), avec un taux de lecture $1/\tau_{lect}$ proportionnel à la racine carrée de l'intensité du champ de contrôle (*C.f.* : figure 2.60), c'est à dire proportionnel à la pulsation de Rabi du champ de contrôle. Ce taux de lecture a été calculé, par exemple dans [Dantan *et al.*, 2006b] (Eq. (5)). Ce calcul prévoit que le taux de lecture $1/\tau_{lect}$ est proportionnel à Ω^2 . Cette différence avec nos mesures reste à éclaircir.

Finalement, nous disposons maintenant d'un outil permettant de mesurer de manière fiable les caractéristiques de l'état du champ avant et après stockage. Nous allons le mettre à profit pour caractériser les performances de cette mémoire atomique et les optimiser en ajustant les paramètres de l'expérience.

Influence de la puissance du champ de contrôle

La puissance du champ de couplage joue un rôle important dans le fonctionnement de la mémoire : elle contrôle la largeur et la profondeur de la fenêtre de transparence, et le taux d'écriture ou de lecture.

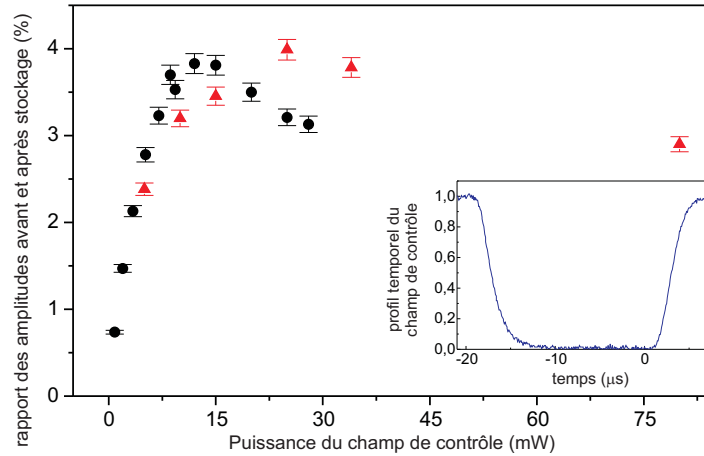


FIG. 2.61 – Evolution de l'efficacité de stockage en fonction de la puissance du champ de contrôle, pour deux températures : ● 40°C et ▲ 50°C . Conditions : impulsion initiale : 6 arches de sinusoïdes ($4.8 \mu\text{s}$), temps de stockage : $15 \mu\text{s}$, fréquence de modulation : 1.25 MHz . Le profil temporel du champ de contrôle, éteint puis rallumé progressivement, est tracé en insert.

Nous l'avons donc faite varier de manière à optimiser l'efficacité de stockage. On peut voir figure 2.61 les variations de l'efficacité de stockage avec la puissance du champ de contrôle lorsque celui-ci est éteint puis rallumé progressivement, en 3 à $4 \mu\text{s}$. Le profil temporel du champ de couplage est tracé en insert figure 2.61. Pour une température de 40°C , et une impulsion de durée $4.8 \mu\text{s}$, la meilleure efficacité est obtenue pour une puissance de 14 mW (soit une fréquence de Rabi de 2 MHz). Pour une température de 50°C , l'efficacité optimale est atteinte pour une puissance plus élevée (environ 27 mW), mais la valeur de ce maximum est très proche de la meilleure efficacité obtenue à 40°C . Nous n'avons pas observé de variation significative de l'efficacité de stockage (optimale) avec la température dans la gamme $32\text{-}50^{\circ}\text{C}$ (nous n'avons pas exploré de températures plus élevées pour ne pas détériorer le revêtement de paraffine de la cellule).

Dans ces exemples, l'impulsion initiale est composée de six arches de sinusoïdes et dure $4.8 \mu\text{s}$. Plusieurs formes d'enveloppes ont été testées pour cette impulsion : gaussienne, rectangle, triangle croissant, triangle décroissant. Les efficacités obtenues étaient toujours du même ordre, comprises entre 3 et 4% pour un temps de stockage de $15 \mu\text{s}$.

Pour stocker des impulsions plus courtes, et explorer des temps de stockage moins longs, il faut couper et rallumer le champ de couplage plus rapidement. Nous avons mesuré l'efficacité du processus de stockage pour différentes puissances du champ de contrôle lorsque celui-ci est éteint en environ $1 \mu\text{s}$ (son profil est tracé en insert), et

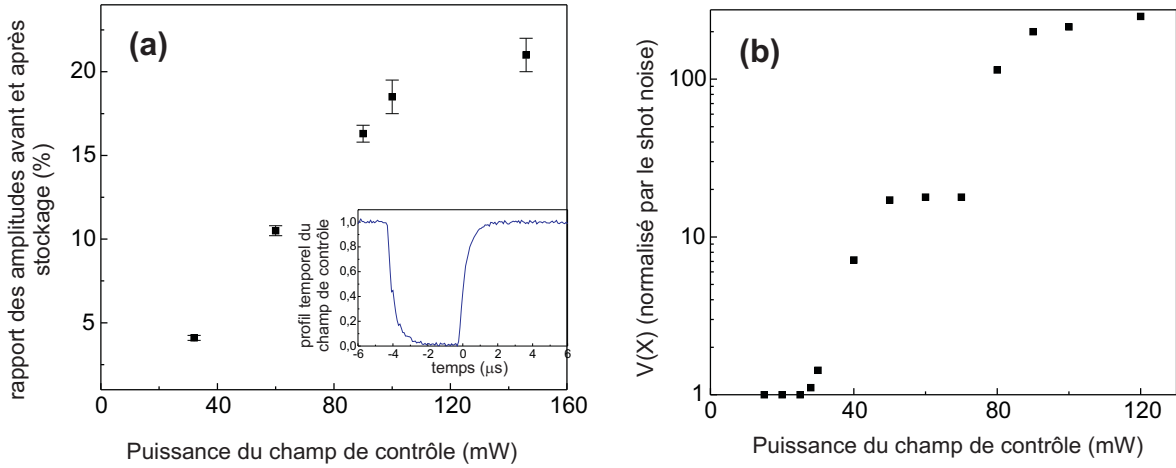


FIG. 2.62 – (a) : Evolution de l'efficacité de stockage en fonction de la puissance du champ de contrôle lorsqu'il est coupé abruptement. Impulsion initiale : 2 arches de sinusoïdes ($1.6 \mu\text{s}$), temps de stockage : $4 \mu\text{s}$, température : 40°C , fréquence de modulation : 1.25 MHz . Le profil temporel du champ de contrôle est tracé en insert. (b) : Variance du signal normalisée par le shot noise, dans les mêmes conditions qu'en (a).

pour des impulsions signal de $1.6 \mu\text{s}$. Le résultat est tracé figure 2.62 (a). Les efficacités obtenues dans ce cas sont nettement plus grandes que précédemment. Le rapport des amplitudes des états cohérents après et avant stockage est supérieur à 20%, pour des puissances du champ de contrôle plus grandes que 100 mW (c'est à dire des fréquences de Rabi supérieures à 6.2 MHz). Ces efficacités sont supérieures à celles obtenues précédemment est probablement parce que le temps de stockage est plus court. Par rapport au cas précédent, l'efficacité optimale est obtenue pour une puissance de champ de contrôle plus importante (150 au lieu de 13 mW), car il faut adapter le tau d'écriture à la durée de l'impulsion, qui est ici trois fois plus courte. Lorsque le champ de contrôle est coupé plus rapidement, les variances mesurées sont très supérieures aux fluctuations du vide, alors que pour une extinction progressive elles restent limitées par le "shot noise". L'explication la plus simple à cet excès de bruit mesuré est une fuite d'une petite partie du champ de contrôle dans la voie de mesure du signal. Dans le cas d'une coupure plus abrupte, les composantes du champ de contrôle dans la gamme des fréquences d'analyse du signal (environ 0.5 à 1.5 MHz) sont plus importantes. Cela pourrait expliquer que, même avec la technique de soustraction des transitoires présentée plus haut, la variance mesurée soit supérieure au "shot noise". Des efforts particuliers ont été faits pour filtrer la polarisation du champ de contrôle, notamment en utilisant plusieurs cubes polarisants successifs. La réjection du champ de contrôle, dont une fraction inférieure à 10^{-4}

seulement est transmise dans la voie de mesure, a ainsi été améliorée. Cela a permis de réduire très légèrement ce bruit parasite. Nous avons constaté qu'en se plaçant hors résonance (c'est à dire sans interaction avec les atomes), les autres paramètres étant identiques, l'excès de bruit mesuré disparaissait presque totalement. De plus, l'évolution de cet excès de bruit avec la puissance du champ de contrôle n'est pas linéaire. Il est donc sans doute d'origine atomique et pourrait être du à un couplage entre le champ de contrôle et une fraction de la porteuse à partir de laquelle est généré le signal (C.f. : figure 2.63). Bien que celui-ci soit généré sur une polarisation orthogonale à la porteuse, une petite partie de celle-ci est quand même transmise vers les atomes (1/50 à 1/100 de sa puissance initiale, égale à 3 mW). Cette hypothèse pourrait être vérifiée en augmentant la fréquence de modulation du signal (et, conjointement, la fréquence de Larmor), de manière à mieux séparer le signal de la porteuse à partir de laquelle il est généré.

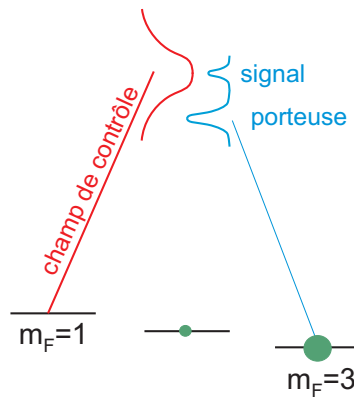


FIG. 2.63 – Représentation schématique des spectres du champ de contrôle, du signal et de la porteuse.

Enfin, remarquons que les caractéristiques de l'excès de bruit mesuré ici sont différentes de celles décrites dans l'article [Hsu *et al.*, 2006a]. En régime stationnaire, nous n'avons constaté aucun excès de bruit, et ce quelles que soient les conditions, tandis que dans l'expérience décrite dans la référence [Hsu *et al.*, 2006a], un excès de bruit d'environ 3 dB par rapport au shot noise avait été mesuré en régime permanent lors de la transmission d'un état cohérent dans une situation d'EIT, pour des transparences comparables aux nôtres.

Accordabilité

Nous nous sommes jusqu'à présent concentrés sur le stockage d'une unique bande latérale. Il permet une plus grande flexibilité que le stockage de deux bandes symétriques dans la même fenêtre de transparence, notamment en ce qui concerne la fréquence du champ à stocker. Nous avons mesuré l'efficacité du processus pour plusieurs fréquences de modulation (figure 2.64 (a)). On n'observe pas de variation significative. Cela vient du fait qu'il est possible à chaque fois de faire correspondre la fréquence centrale de la fenêtre d'EIT avec celle du champ signal, sans en modifier la largeur.

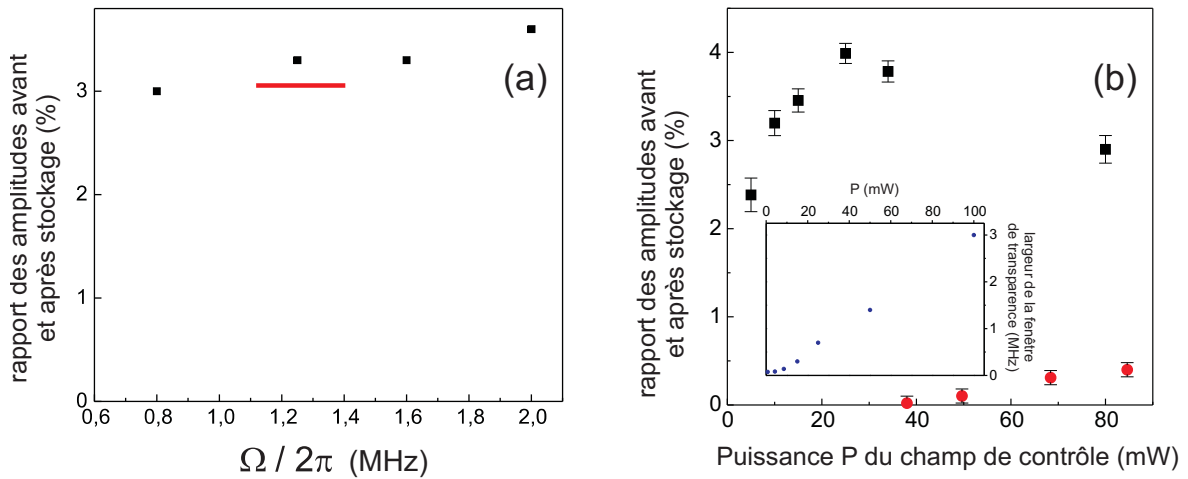


FIG. 2.64 – (a) : Efficacité de stockage en fonction de la fréquence de modulation. Pour chaque fréquence de modulation, le champ magnétique est ajusté de sorte que la fréquence de Larmor soit égale à la moitié de la fréquence de modulation (conditions : voir figure 2.61). (b) : Efficacité de stockage en fonction de la puissance du champ de contrôle, pour une bande latérale unique ■ (impulsion : 6 arches de sinusoides de fréquence 1.25 MHz), et un état cohérent constitué de deux bandes symétriques ● stockées dans la même fenêtre de transparence (2 arches de sinusoides de fréquence 400 kHz). temps de stockage : $15 \mu\text{s}$, température : 50°C . La largeur de la fenêtre de transparence est tracée dans l'insert en fonction de la puissance du champ de contrôle.

Deux bandes latérales du champ peuvent aussi être enregistrées simultanément dans un ensemble atomique, si leur écart de fréquence 2Ω est plus petit que la largeur de la fenêtre de transparence. Nous avons mesuré l'efficacité du processus de stockage dans le cas d'un signal constitué de deux bandes décalées de 400 kHz par rapport à la porteuse. On peut voir le résultat figure 2.64 (b). Pour des fréquences de modulation plus élevées, l'efficacité était très faible et difficilement mesurable. La proportion de photons stockés est plus faible que dans le cas d'une bande unique, ce que nous attribuons à une valeur

plus élevée du produit temps – bande passante pour l'impulsion à stocker.

Durée de vie

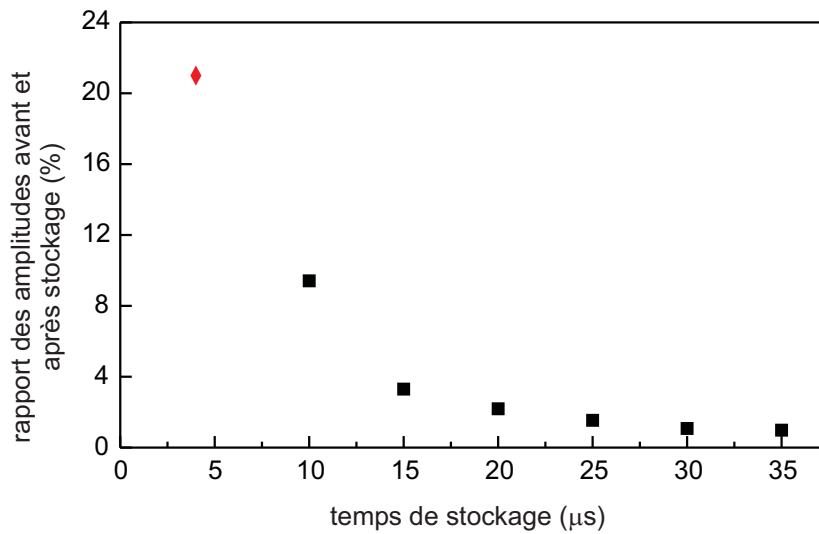


FIG. 2.65 – Efficacité de la mémoire en fonction du temps de stockage. Les points ■ correspondent à un champ de contrôle d'intensité 9.5 mW coupé progressivement et à une impulsion initiale constituée de 8 arches de sinusoïdes (durée : 6.4 μs). Le point ♦ correspond à un champ de contrôle coupé abruptement d'intensité 120 mW et à une impulsion initiale constituée de 2 arches de sinusoïde (durée 1.6 μs). La température vaut 40°C.

L'évolution de l'efficacité de la mémoire avec le temps de stockage est tracée figure 2.65. Elle décroît avec un temps caractéristique d'environ 10 μs . Cette valeur est plus courte que ce que laisserait prévoir les taux de relaxation de la cohérence mesurés par résonance magnéto-optique (*C.f.* : partie B). Nous avons mesuré, pour la valeur de champ magnétique utilisée ici, un taux de relaxation $T_2 = 300 \mu\text{s}$. On s'attend donc à ce que la cohérence entre les deux sous-niveaux Zeeman sur lesquels s'appuie le système en Λ relaxe en une centaine de μs ($\Delta m_F = 2$ au lieu de 1), soit un ordre de grandeur de plus que ce qui est observé. Cette différence reste à expliquer. Ce temps de relaxation est environ égal à six fois la durée de l'impulsion la plus courte, et est supérieur à ceux des expériences décrites dans les références [Appel *et al.*, 2007, Honda *et al.*, 2007].

F.4 Fidélité

Nous comparons maintenant les caractéristiques de cette mémoire atomique à ce qui peut être obtenu avec une mémoire classique.

Deux critères au moins [Hammerer *et al.*, 2005, Hetet *et al.*, 2008] ont été développés pour comparer les performances d'un canal de communication quantique avec celles d'un canal de communication classique. Ils permettent de déterminer si un dispositif donné permet de transmettre ou de stocker l'état quantique d'un système mieux que ne pourrait le faire un dispositif classique, c'est à dire impliquant une mesure puis une reconstruction de l'état en question.

Ces critères ne font intervenir que l'état du champ après et avant stockage, jamais l'état atomique intermédiaire. Il est cependant raisonnable de penser que, si la fidélité entre l'état du champ restitué et l'état initial est meilleure que ce qui pourrait être obtenu avec un dispositif classique, alors, la fidélité entre l'état atomique intermédiaire et l'état initial est elle aussi meilleure que ce qui pourrait être obtenu par un transfert atome-champ impliquant une mesure de l'état à transférer. En d'autres termes, il semble raisonnable de penser, dans ce cas, que l'état quantique de l'impulsion initiale a bien été transféré aux variables atomiques.

Le premier critère est basé sur une comparaison des fidélités de stockage de chacun de ces systèmes. La fidélité est définie comme le recouvrement $|\langle \psi_{out} | \psi_{in} \rangle|^2$ des fonctions d'ondes de l'état relui $|\psi_{out}\rangle$ et de l'état initial $|\psi_{in}\rangle$.

Pour fixer les idées, commençons par calculer la fidélité de stockage pouvant être obtenue pour un exemple de mémoire classique, schématisé figure 2.66. Une lame séparatrice 50/50 divise le faisceau en deux parties, chacune envoyée vers une détection homodyne. L'une de ces détections permet de mesurer la quadrature d'amplitude du champ, et l'autre la quadrature de phase. Le résultat de ces mesures est enregistré et sert ensuite, *au moment où on le souhaite* à reconstruire l'état "initial", par exemple en utilisant deux modulateurs électro-optiques. Remarquons d'ailleurs qu'avec ce dispositif il est possible de restituer autant de copies de l'état initial qu'on le souhaite (mais des copies pas très fidèles à l'original). Calculons la fidélité maximale qui peut être obtenue avec un tel dispositif.

Nous ne nous intéressons ici qu'à des états gaussiens²². Ils sont entièrement caractérisés par leurs valeurs moyennes et leurs variances. La fidélité entre deux états

²²C'est à dire dont la fonction d'onde est un paquet d'onde gaussien [Grosshans, 2002].

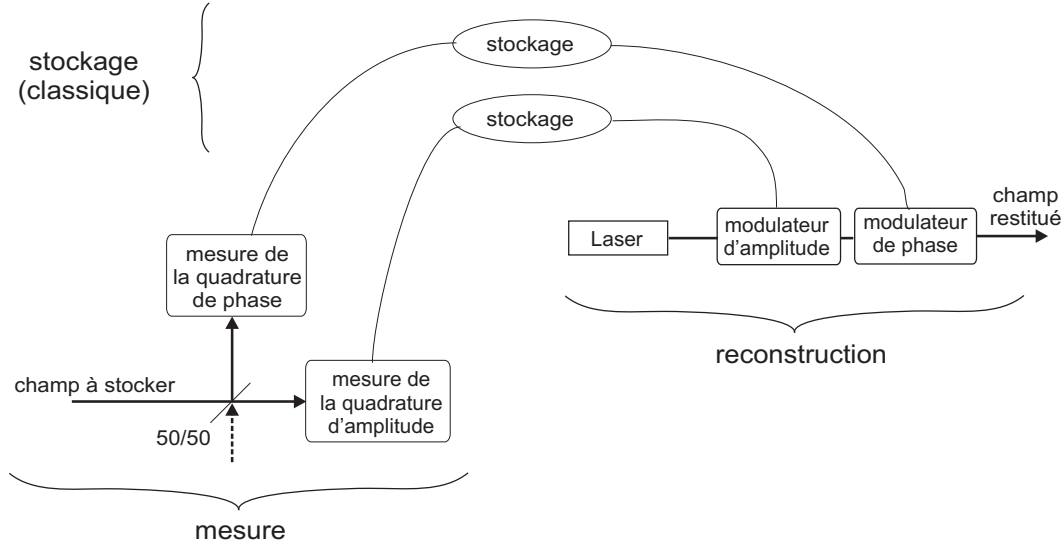


FIG. 2.66 – Exemple de dispositif de mémoire classique, identique au dispositif de téléportation. Il comporte trois étapes : la mesure, un stockage classique (par exemple sous forme digitale) et enfin la reconstruction de l'état stocké.

gaussiens (1) et (2), vaut (formule 4.36 page 68 de [Grosshans, 2002])²³ :

$$F = \frac{2}{\sqrt{(\Delta^2 x_1 + \Delta^2 x_2)(\Delta^2 y_1 + \Delta^2 y_2)}} e^{-\frac{(y_1 - y_2)^2/2}{\Delta^2 y_1 + \Delta^2 y_2}} e^{-\frac{(x_1 - x_2)^2/2}{\Delta x_1^2 + \Delta x_2^2}} \quad (2.38)$$

où $x_{1,2}$ et $y_{1,2}$ sont les valeurs moyennes des quadratures d'amplitude et de phase des états 1 et 2, et $\Delta^2 x$, $\Delta^2 y$ leurs variances. Dans cette formule, la convention de normalisation est $\Delta^2 x = 1$ pour le vide²⁴.

Commençons par considérer que la mémoire classique décrite ci-dessus a un gain de 1, c'est à dire qu'au final l'état est reconstruit de sorte que $x_2 = x_1$ et $p_2 = p_1$. Dans ce cas, $\Delta x_2^2 = \Delta x_1^2 + 1 + 1$, et de même pour y . En effet, une unité de shot noise est ajoutée à cause de la mesure simultanée de \hat{x}_1 et \hat{y}_1 (mode vide incorrélaté mélangé au signal sur la lame séparatrice), et une autre parce que l'état est reconstruit à partir d'un deuxième faisceau indépendant. La fidélité vaut alors

$$F = 1/2$$

²³Cette formule n'est valable que si les matrices de covariance de chacun de ces états sont diagonales dans la même base, ce qui est toujours vrai pour des états cohérents.

²⁴Soit, pour le nombre moyen de photons d'un état cohérent : $n = (x^2 + y^2)/(4\Delta x^2)$.

Pour un état cohérent d'amplitude

$$\alpha = \sqrt{\frac{x^2 + y^2}{\Delta^2 x}}$$

donnée, ce gain n'est pas nécessairement optimum. Il peut en effet être intéressant de le diminuer pour réduire l'influence du bruit ajouté lors de la mesure simultanée de \hat{x} et \hat{y} . Pour un gain g entre l'amplitude initiale α_1 et celle α_2 de l'état reconstruit, on a $\Delta x_2^2 = g^2(\Delta x_1^2 + 1) + 1$, et de même pour y . Si la phase (moyenne) de l'état reconstruit est la même que celle de l'état initial (les deux états cohérents sont repérés par le même angle dans le diagramme de Fresnel), la fidélité vaut alors

$$\frac{1}{1 + g^2} e^{-\alpha_1^2 \frac{(1 - g)^2}{4(1 + g^2)}}$$

le gain g_m pour lequel cette fidélité est maximale, pour un état cohérent d'amplitude α est donné par la solution de l'équation

$$g_m^3(1 + \alpha^2/2) - \alpha^2 g_m^2/4 + g_m - \alpha^2/4 = 0$$

La fidélité maximale obtenue avec cette mémoire classique est tracée figure 2.67 (a) en fonction de la valeur de l'amplitude α de l'état à stocker, ainsi que le gain optimum correspondant. Pour les états cohérents de grande amplitude, ce gain est égal à 1, et la fidélité maximale égale à 1/2, car le facteur exponentiel dans l'expression de la fidélité (Eq. 2.38) devient très pénalisant pour les gains différents de 1.

La fidélité classique tracée figure 2.67 a été optimisée pour chaque valeur de l'amplitude α . Mais en pratique, on souhaite stocker un état a priori inconnu, et le gain doit donc être fixé une fois pour toute.

Si l'état à stocker peut être tiré aléatoirement parmi n'importe quel état cohérent, le gain qui sera optimum en moyenne est $g = 1$ (à cause du poids des "grands" états cohérents), et la fidélité maximale moyenne correspondante est 1/2. Si l'état à stocker est tiré aléatoirement parmi n'importe quel état cohérent, avec une densité de probabilité

$$P(\alpha) = \frac{1}{4\pi n_{max}} e^{-\alpha^2/(4n_{max})}$$

le gain qui permet de maximiser la fidélité obtenue en moyenne pour cet ensemble d'états cohérents vaut $n_{max}/(1 + n_{max})$ et la fidélité correspondante $\frac{1 + n_{max}}{1 + 2n_{max}}$. Cette distribution d'états cohérents correspond, dans le diagramme de Fresnel, à un disque centré sur l'origine (sur un état vide), et de rayon environ égale à $2\sqrt{n_{max}}$ dans lequel

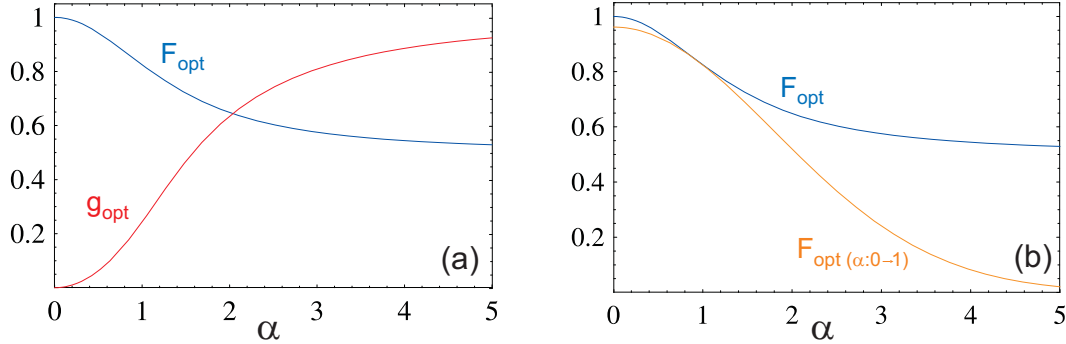


FIG. 2.67 – (a) : fidélité maximale de la mémoire classique représentée figure 2.66. Pour chaque valeur de l'amplitude α de l'état cohérent à stocker, le gain g de la mémoire est choisi de sorte à maximiser la fidélité. (b) : fidélité correspondant à un gain optimisé pour chaque valeur de l'amplitude α , et fidélité $F_{\text{opt}, \alpha:0 \rightarrow 1}$ correspondant à un gain fixe, choisi de manière à maximiser la fidélité moyenne pour des états cohérents d'amplitude comprise entre 0 et 1 (soit un nombre moyen de photon compris entre 0 et 0.25).

sont tirés les états cohérents à stocker. n_{max} est le nombre moyen de photons pour cette distribution d'états cohérents. Pour un ensemble tel que $n_{\text{max}} = 1$, par exemple, $g_{\text{opt}} = 0.5$ et la fidélité moyenne vaut 0.66. La fidélité de stockage est tracée figure 2.67 (b) pour cette valeur du gain, en fonction de l'amplitude α .

Jusqu'ici nous avons évalué les performances maximales d'une mémoire classique en nous basant sur le dispositif représenté figure 2.66. Les fidélités classiques maximales, dont les bornes sont rappelées ici, semblent donc dépendantes de ce choix de système modèle de mémoire classique. Il existe en fait une démonstration [Hammerer *et al.*, 2005] du caractère optimal d'une telle stratégie : la fidélité maximale qui peut être obtenue en moyenne pour un ensemble d'états cohérents, utilisés avec une densité de probabilité $P(\alpha) = \frac{1}{4\pi n_{\text{max}}} e^{-\alpha^2/(4n_{\text{max}})}$, est bien $\frac{1 + n_{\text{max}}}{1 + 2n_{\text{max}}}$ pour une mémoire basée sur une mesure puis reconstruction de l'état à stocker.

Qu'en est-il de la fidélité de notre mémoire? Pour un champ de contrôle coupé progressivement, nous avons vu que les variances des quadratures de l'impulsion relue sont égales à ce qu'on aurait obtenu pour du vide, c'est à dire qu'elles sont "au shot" : $\Delta^2 x_2 = \Delta^2 y_2 = 1$. La dispersion des valeurs mesurées pour la variance, telles qu'on peut les voir figure 2.53 par exemple, est inférieure à 0.02 (le bruit sur le bruit). Ces fluctuations résiduelles de la variance sont en bon accord avec ce l'on attend pour une moyenne de $x^2 - \langle x \rangle^2$ calculée à partir de 2000 répétitions de l'expérience ($1/\sqrt{2000} \sim 2\%$). L'incertitude sur les variances des quadratures de l'impulsion relue est en fait un peu plus grande, à cause des pertes subies par le faisceau à mesurer et de l'efficacité de

mesure limitée. Le bilan de ces pertes est : 15% de pertes dues à la transmission limitée des éléments optiques (face de sortie de la cellule comprise), 10% de pertes à cause de l'efficacité quantique limitée des photodiodes, 60% du fait de la visibilité limitée des interférences entre le signal et l'oscillateur local (le profil spatial des faisceaux est fortement déformé lorsqu'ils traversent la cellule). Le matching temporel est quant à lui considéré comme parfaitement efficace. La procédure de soustraction et la caractéristique "bande latérale unique" ne modifie pas l'incertitude relative sur les variances. Celle-ci est finalement estimée à $\pm 6\%$.

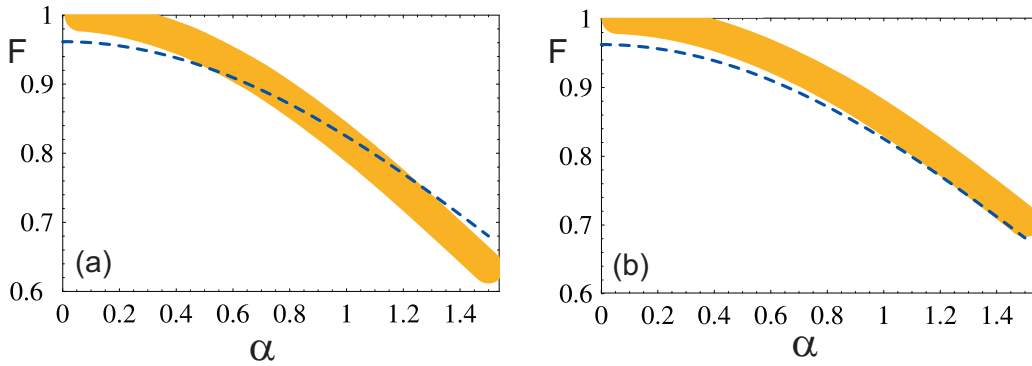


FIG. 2.68 – (a) : fidélité d'une mémoire classique, optimisée pour une distribution d'états cohérents caractérisée par $n_{max} = 0.25$ (tirets). La fidélité d'une mémoire de gain 0.10 et telle que les quadratures de l'impulsion restituée aient une variance de 1, avec une incertitude de $\pm 5\%$, correspond à la zone orangée. (b) : tirets : idem, zone orangée : fidélité d'une mémoire de gain 0.21 et telle que les quadratures de l'impulsion restituée aient une variance de 1 à $\pm 5\%$ près.

La fidélité d'une mémoire de gain g , et telle que les variances des quadratures valent $1 \pm \epsilon$ en sortie, est donnée par

$$\frac{1}{1 \pm \epsilon/2} e^{-\frac{\alpha^2(1-g)^2}{4}}$$

Le gain le plus élevé obtenu lorsque le champ de contrôle est coupé progressivement vaut 10%. La fidélité de stockage pour ces conditions expérimentales est tracée figure 2.68 (a), ainsi que la fidélité classique maximale, pour une distribution d'états cohérents caractérisée par $n_{max} = 0.25$. Moyennée sur cette gamme d'états cohérents, la fidélité classique maximale vaut 0.83, et la fidélité expérimentale 0.83 ± 0.02 . Dans le cas d'un gain égal à 0.21 ± 0.01 , comme celui qui a été obtenu en éteignant abruptement le champ de contrôle, il existe une gamme d'états cohérents pour lesquels la fidélité de

stockage est supérieure à celle d'une mémoire classique (voir figure 2.68 (b)). La fidélité correspondante vaut 0.86 ± 0.02 , et la fidélité maximale classique vaut toujours 0.83. Mais dans les conditions pour lesquelles nous avons obtenu une efficacité de stockage élevée, les variances des quadratures de l'impulsion relue n'étaient plus égales à celles qui auraient été obtenues pour du vide (présence d'excès de bruit; voir figure 2.62). Nous n'avons pour l'instant pas trouvé de point de fonctionnement pour lequel la fidélité de stockage mesurée pour cette mémoire soit supérieure, barres d'erreur comprises, à celle qui pourrait être obtenue avec une mémoire classique. Ces performances sont à la frontière entre celles d'une mémoire quantique et celles d'une mémoire classique. Elles sont en cours d'amélioration.

À titre de comparaison, nous avons tracé figure 2.69 la fidélité d'une mémoire de gain 0.7²⁵. Comme on peut le voir, même pour ces performances, les états cohérents comportant en moyenne plus d'une dizaine de photons sont mieux stockés par une mémoire classique.

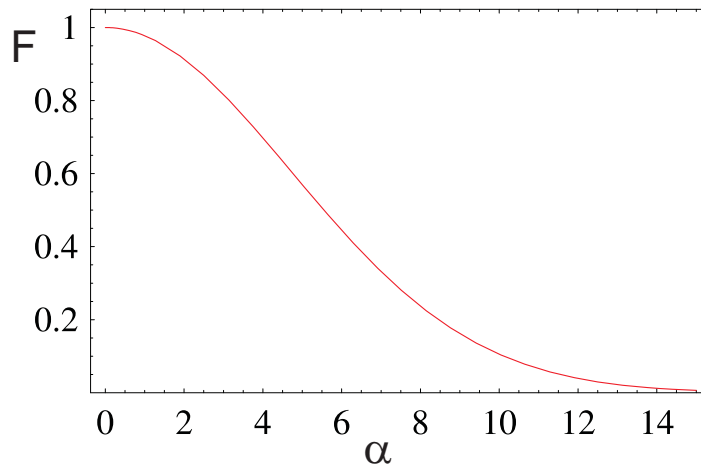


FIG. 2.69 – Fidélité d'une mémoire de gain 0.7 et telle que les quadratures de l'impulsion restituée aient une variance de 1.

La confrontation avec les performances d'une mémoire classique, sur la base des fidélités obtenues au mieux pour chacune, est délicate et dépend des états considérés. Il existe un autre critère qui est lui indépendant des états stockés. Il est basé sur l'évaluation de la variance conditionnelle V des quadratures de l'état avant et après stockage et du coefficient de transmission T des rapports signal à bruit entre l'entrée et la sortie.

²⁵Il n'existe pas, à notre connaissance, d'expérience ayant permis de stocker, par EIT, plus de 40% de l'énergie de l'impulsion initiale [Novikova *et al.*, 2007], soit un gain $g = 0.63$. Il s'agit d'une mémoire classique. Pour cette mémoire, l'effet du stockage sur les variances reste inconnu.

La représentation d'un point de fonctionnement dans le diagramme $T - V$ a été très utilisée pour caractériser des mesures quantiques non-destructives [Roch *et al.*, 1997] ou des opérations de téléportation [Ralph et Lam, 1998], et a récemment été discutée [Hetet *et al.*, 2008] dans le cadre des mémoires quantiques.

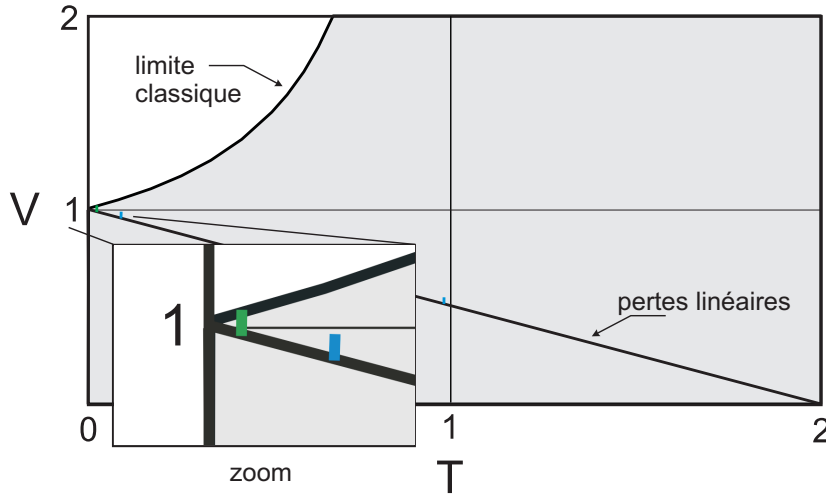


FIG. 2.70 – Représentation du point de fonctionnement de différents types de mémoires dans le diagramme T - V (voir le texte pour plus de détails). La mémoire classique schématisée figure 2.66 est repérée par la courbe hyperbolique (chaque point de la courbe est associé à une valeur du gain g). Une mémoire se comportant comme une lame séparatrice (avec délai réglable !) transmettant une fraction $T/2$ de la puissance incidente, est décrite par la diagonale du bas. Les barres représentent (de la gauche vers la droite) une mémoire de gain 0.1, 0.21 et 0.7, telle que les quadratures de l'impulsion restituée aient une variance de $1 \pm 5\%$ près. La zone grisée ne peut être atteinte avec une mémoire classique, même en traitant les quadratures de phase et d'amplitude de manière dissymétrique ou en utilisant un champ squeezé annexe pour mesurer l'une des quadratures.

Ce diagramme comporte en abscisse la somme des coefficients de transmission T_X et T_Y des rapports signal à bruit entre l'entrée et la sortie :

$$T_X = RSB_X^{out} / RSB_X^{in}$$

où le rapport signal à bruit vaut

$$RSB_X^{in/out} = 4(\alpha_X^{in/out})^2 / V_X^{in/out}$$

(et de même pour Y).

V est la moyenne géométrique des variances conditionnelles des quadratures X et Y entre l'entrée et la sortie de la mémoire. Ces variances conditionnelles, qui traduisent

l'information sur l'état initial qui peut être déduite de la mesure de l'état relu, s'expriment comme

$$V_X^{cond} = V_X^{out} - \frac{|\langle \hat{X}^{in} \hat{X}^{out} \rangle|^2}{V_X^{in}}$$

et de même pour Y .

Les points de fonctionnement du diagramme $T - V$ ne pouvant être atteints avec une mémoire classique [Hetet *et al.*, 2008] sont grisés sur la figure 2.70. L'exemple de mémoire classique présentée plus haut est repérée par une hyperbole d'équation $V = 1/2 + \frac{1}{2(1-T)}$, chaque point de cette courbe correspondant à une valeur différente du gain g . Une mémoire se comportant comme une lame séparatrice transmettant, avec un délai contrôlable, une fraction $T/2$ de l'intensité, est repérée par la droite $V = 1 - T/2$.

Une mémoire de gain 0.1 telle que les quadratures de l'impulsion restituée aient une variance de 1 à $\pm 5\%$ est représentée par un point de cette droite, assorti d'une barre d'erreur. Il s'agit de la barre de gauche visible figure 2.70. Ce point de fonctionnement correspond à celui obtenu expérimentalement lorsque le champ de contrôle est coupé progressivement. Comme on le voit, du fait de la valeur limitée du gain de la mémoire dans ce cas, la petite incertitude sur les variances fait que ce point de fonctionnement est à la frontière classique-quantique. Pour une mémoire de gain 0.21 telle que les quadratures de l'impulsion restituée aient une variance de 1 à $\pm 5\%$ près, le point de fonctionnement est franchement dans le domaine quantique. Là encore, l'excès de bruit observé à l'heure actuelle ne permet pas d'obtenir un point représentatif dans le domaine quantique. Les deux critères conduisent à des conclusions compatibles. L'utilisation des coefficients $T - V$, moins sensibles aux états dont on part, permet une comparaison plus directe des performances de différentes mémoires.

G Conclusion

En résumé, nous avons mis en oeuvre les outils nécessaires à la préparation et à la caractérisation d'un système à trois niveaux en Lambda sur la transition D_2 du césium. Nous avons mesuré les fluctuations de la cohérence Zeeman et avons montré qu'elles étaient, dans cette expérience, limitées par leurs fluctuations intrinsèques. Un environnement magnétique bien contrôlé a été mis en place, permettant d'obtenir, pour une fréquence de Larmor de 625 kHz, une durée de vie de la cohérence Zeeman supérieure à 300 μs . Un dispositif de pompage optique utilisant un faisceau de pompage et un faisceau de repompage a été construit. Les orientations obtenues ainsi dans le niveau fondamental $F = 3$ sont supérieures à 90%. Un dispositif original de génération de bandes latérales uniques dans le domaine optique a été construit. Une procédure

de mesure de l'état quantique d'une impulsion lumineuse, en variables continues, a été mise au point pour des impulsions de durée comprise entre une μs et une centaine de μs . Une efficacité de mesure supérieure à 90% a été obtenue en adaptant le mode temporel de l'oscillateur local à celui de l'impulsion à mesurer.

L'ensemble de ces outils a été utilisé pour transférer, par transparence induite électromagnétiquement, un état cohérent du champ à une cohérence Zeeman de grande durée de vie. Deux quadratures du champ qui ne commutent pas ont ainsi été stockées puis relues simultanément sans leur ajouter de bruit. La phase de l'état relu est contrôlée très précisément par le champ magnétique appliqué, et le caractère cohérent du stockage a été démontré. L'efficacité de stockage a été étudiée en fonction des paramètres de contrôle de l'expérience. Elle atteint 20% pour un temps de stockage de 4 μs , 2.5 fois plus long que l'impulsion enregistrée. Celle-ci est composée d'une bande latérale unique, décalée par rapport à la fréquence centrale du laser. Dans cette configuration, la réponse optimale du milieu peut être adaptée à la fréquence à stocker en ajustant la valeur du champ magnétique. Nous avons comparé cette situation à celle dans laquelle deux bandes de fréquences symétriques sont stockées dans la même fenêtre de transparence. Le stockage est moins efficace dans ce cas, limité par la largeur finie de la fenêtre d'EIT et par la valeur plus grande du produit durée-bande passante de l'impulsion à stocker. Le stockage indépendant de deux bandes latérales dans deux ensembles atomiques séparés est une méthode prometteuse pour une mémoire quantique de fréquence ajustable. Elle ouvre également la voie au stockage de signaux quantiques multiplexés. Les performances de cette mémoire sont comparées à celles d'une mémoire classique sur la base des coefficients de transmission $T - V$ et de la fidélité entre les états avant et après stockage. Cette comparaison montre que ces performances, barres d'erreur comprises, sont à la frontière entre les domaines classiques et quantiques. Cette mémoire est en cours de perfectionnement. Des cellules dont les fenêtres ont une très bonne qualité optique ont été acquises. La phase de préparation précédant le stockage est en cours d'optimisation et des écarts de fréquence plus grands entre la porteuse et le signal sont utilisés. Une fois qu'un point de fonctionnement plus franchement dans le domaine quantique aura été obtenu, les expériences de stockage seront réalisées avec des états squeezés du champ, produits par l'O.P.A. à 852 nm qui a été mis au point dans l'équipe.

Réduction des fluctuations du spin collectif d'un ensemble d'atomes par effet Faraday non-linéaire

Les effets de cohérence atomique entre niveaux fondamentaux sont à l'origine de phénomènes spectaculaires en physique atomique et ont été mis à profit dans plusieurs applications. Le piégeage cohérent de population [Arimondo et Orriols, 1976] est utilisé dans les magnétomètres atomiques de précision [Budker *et al.*, 2002]. La transparence induite électromagnétiquement [Fleischhauer *et al.*, 2005] a permis de réaliser des expériences de lumière lente [Budker *et al.*, 1999]. Des travaux dans le domaine de l'optique non-linéaire ont aussi tiré parti de ces effets [Fleischhauer *et al.*, 1992, Schmidt et Imamoglu, 1996]. Ils sont enfin exploités dans certains protocoles de génération d'états squeezés atomiques [Dantan *et al.*, 2003].

Lorsque deux champs de même puissance interagissent de manière résonnante avec des atomes à trois niveaux en Λ – situation appelée piégeage cohérent de population (CPT) – les atomes sont pompés dans une superposition des sous-niveaux de l'état fondamental qui est un état de cohérence maximale. Autour de la résonance de CPT (ou résonance noire), le milieu présente une forte dispersion, une faible absorption, et une non-linéarité d'ordre 3 [Fleischhauer *et al.*, 2005, Wang *et al.*, 2001]. Plusieurs schémas exploitant cette non-linéarité dans des situations d'EIT ou de CPT ont été proposés pour générer des corrélations quantiques ou des états comprimés [Fleischhauer et Richter, 1995, Lukin *et al.*, 1999, Barberis-Blostein et Zagury, 2004, Sinatra *et al.*, 1999].

Dans la continuité des expériences de génération d'états squeezés et intriqués avec

des atomes froids réalisées dans l'équipe [Josse *et al.*, 2003, Josse *et al.*, 2004], nous étudions l'interaction d'atomes avec deux champs résonnants dans une cavité optique, dans une situation proche du piégeage cohérent de population.

Nous montrons dans la première partie de ce chapitre que la cavité devient multistable au voisinage de la résonance de CPT, à cause d'un effet non-linéaire de rotation de la polarisation du champ intra-cavité. Cet effet Faraday non linéaire est différent de celui responsable des bascules de polarisation présentées dans le chapitre 1. Les bascules observées lors de l'interaction du faisceau avec les atomes froids en cavité étaient attribuées à des effets de pompage optique. Nous nous intéressons ici à une transition $1 \rightarrow 0$ pour laquelle il n'y a pas de "self-rotation" par pompage optique [Rochester *et al.*, 2001, Matsko *et al.*, 2003] et la non linéarité responsable du comportement multistable du système a une autre origine.

Le spectre des fluctuations du champ est calculé ensuite. Ce calcul prévoit de fortes corrélations quantiques entre les champs sortant de la cavité lorsqu'on s'approche du seuil de bascule. Ces corrélations sont observées sur une large gamme de paramètres. Par rapport aux expériences décrites dans les références [Josse *et al.*, 2003, Josse *et al.*, 2004, Hsu *et al.*, 2006b], la compression de bruit et l'intrication ne sont pas ici détériorées par un excès de bruit associé aux processus de pompage optique.

Enfin, nous montrons que la cavité permet de contre-agir optiquement sur le moment angulaire collectif des atomes et de réduire efficacement ses fluctuations. Celles-ci peuvent ensuite être mesurées grâce aux techniques de transfert linéaire atomes-champ développées pour les mémoires quantiques [Dantan *et al.*, 2006b]. Cette étude théorique a été réalisée dans l'équipe à la fin du doctorat d'Aurélien Dantan ([Dantan, 2005], chapitre 2 partie B) et au début de mon travail de thèse. Elle est résumée dans l'article [Dantan *et al.*, 2006a].

A Piégeage cohérent de population en cavité

Le système considéré est constitué d'un ensemble de N atomes à trois niveaux en Λ interagissant avec deux champs A_1 et A_2 polarisés circulairement et se propageant le long de l'axe z (voir figure 3.1).

La population du niveau i est notée Π_i , la cohérence entre niveaux fondamentaux $|2\rangle\langle 1|$ est notée P_r , et les cohérence optiques, dans le référentiel tournant à la fréquence du laser correspondant sont notées $P_1 = e^{i\omega_1 t}|1\rangle\langle 3|$ et $P_2 = e^{i\omega_2 t}|2\rangle\langle 3|$

Les équations de Bloch correspondant à ce système sont [Dantan, 2005] :

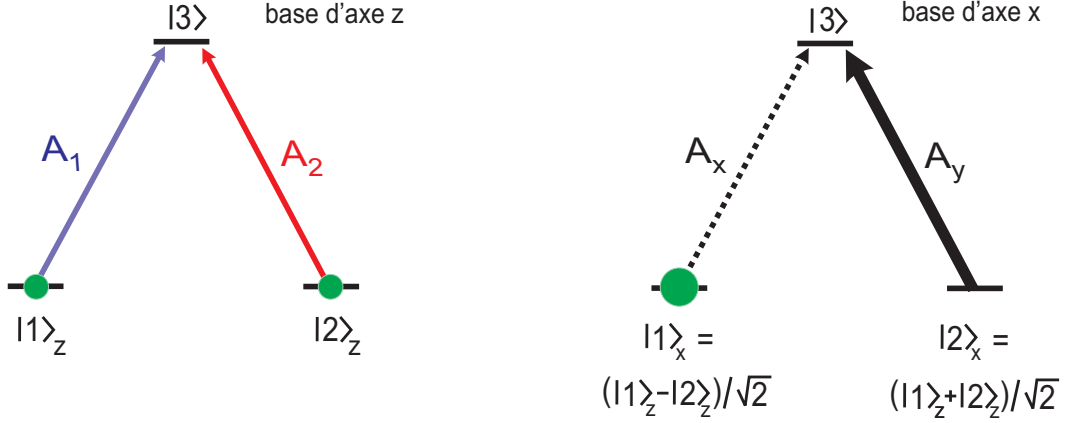


FIG. 3.1 – Schéma atomique considéré, et représentation du phénomène de piégeage cohérent de population. Dans cette situation, le milieu est transparent et ni les champs ni les atomes ne sont modifiés par l'interaction. La situation est différente lorsqu'on s'écarte légèrement de la résonance noire.

$$\dot{\Pi}_1 = igA_1^\dagger P_1 - igA_1 P_1^\dagger + \gamma\Pi_3 - \gamma_0\Pi_1 \quad (3.1)$$

$$\dot{\Pi}_2 = igA_2^\dagger P_2 - igA_2 P_2^\dagger + \gamma\Pi_3 - \gamma_0\Pi_2 \quad (3.2)$$

$$\dot{\Pi}_3 = -(igA_1^\dagger P_1 - igA_1 P_1^\dagger) - (igA_2^\dagger P_2 - igA_2 P_2^\dagger) - 2\gamma\Pi_3 \quad (3.3)$$

$$\dot{P}_1 = -(\gamma + i\Delta_1)P_1 + igA_1(\Pi_1 - \Pi_3) + igA_2 P_r^\dagger \quad (3.4)$$

$$\dot{P}_2 = -(\gamma + i\Delta_2)P_2 + igA_2(\Pi_2 - \Pi_3) + igA_1 P_r \quad (3.5)$$

$$\dot{P}_r = -(\gamma_0 - i\delta_0)P_r + igA_1^\dagger P_2 - igA_2 P_1^\dagger \quad (3.6)$$

notations Dans les chapitres 2,4 et 5, nous avons préféré utiliser la convention

- $\hbar\Omega = dE$ pour la pulsation de Rabi, où E est l'amplitude du champ électrique ¹,
- $\Delta = \omega_{laser} - \omega_{transition}$ pour le désaccord à un photon,
- et $\delta = \Delta_2 - \Delta_1$ pour le désaccord à deux photons.

Dans ce chapitre, par continuité avec la thèse d'Aurélien Dantan et de Laurent Vernac, nous utilisons les conventions suivantes :

- $\hbar\Omega = dE$,
- $\Delta = \omega_{transition} - \omega_{laser}$,
- et $\delta_0 = \Delta_1 - \Delta_2$.

Pour le reste, on a noté comme précédemment :

¹Avec cette notation, l'expression du light-shift est $\Omega^2/4\Delta$

- γ_0 le taux de relaxation de la cohérence entre niveaux fondamentaux,
- γ le taux de relaxation des cohérences optiques ; la contribution de γ_0 à cette relaxation est négligée.
- $g = d\varepsilon_0/\hbar = d\sqrt{\frac{\omega}{\hbar^2 A \varepsilon_0 c}}$ la constante de couplage atomes-champ, avec A l'aire de la section du faisceau.

Enfin, les opérateurs atomiques ne sont pas normalisés : ils sont proportionnels au nombre N d'atomes.

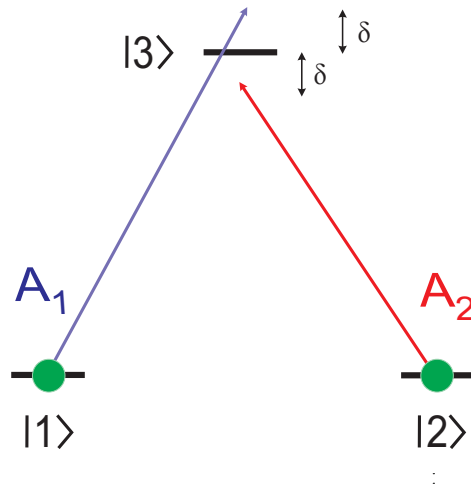


FIG. 3.2 – Configuration étudiée dans ce chapitre. Les champs sont légèrement écartés de la résonance noire, de manière symétrique.

Pour simplifier, nous ne nous intéressons qu'aux situations de piégeage cohérent de population symétriques, pour lesquelles les fréquences de Rabi des deux champs sont égales : $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$. Ω est choisie réelle. Dans cette situation, les atomes sont pompés dans une superposition $(|1\rangle - |2\rangle)/\sqrt{2}$ des niveaux 1 et 2 appelée *état noir* qui est découplée des champs [Arimondo et Orriols, 1976]. Nous considérerons que les niveaux 1 et 2 sont deux sous-niveaux Zeeman de même énergie. Dans ce cas, le champ est polarisé linéairement. Ce choix n'a pas d'incidence sur les résultats mais facilite la discussion physique et permet de se faire une image des phénomènes en terme de rotation de la polarisation du faisceau ou du moment angulaire des atomes.

A partir de cette situation, pour laquelle le milieu atomique est simplement transparent (et non-dispersif), nous supposerons que les champs sont légèrement écartés de résonance, toujours de manière symétrique : $\Delta_2 = -\Delta_1 = \delta = \delta_0/2$. Cela peut être obtenu en pratique en appliquant un petit champ magnétique le long de l'axe z de propagation des faisceaux. Une légère absorption et dispersion apparaissent alors, comme

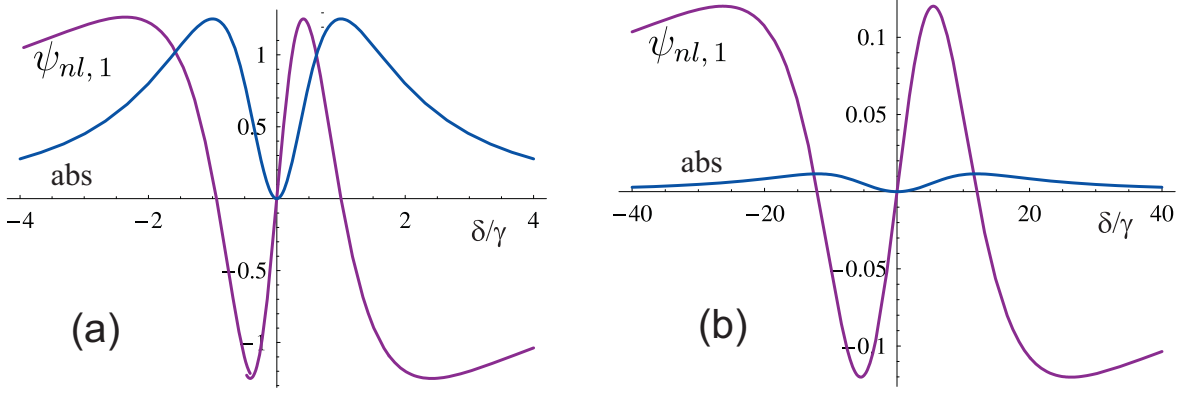


FIG. 3.3 – Absorption et déphasage sur un tour de cavité, pour une valeur de $\frac{Ng^2}{\gamma} = 5$ similaire à ce qui est obtenu expérimentalement dans l'expérience d'atomes froids de l'équipe. En (a), l'intensité normalisée I est égale à 1. En (b), elle est égale à 144 (il s'agit d'une valeur pour laquelle un squeezing important est prévu, *C.f.* : figure 3.7). Les courbes d'absorption et de dispersion dépendent fortement de l'intensité des faisceaux. Lorsqu'elle augmente, ces courbes s'élargissent et s'écrasent. De plus, ce qui est crucial pour la génération d'états comprimés, le rapport entre le déphasage (non-linéaire) et l'absorption augmente fortement avec l'intensité I .

cela est illustré figure 3.3.

Le calcul des valeurs moyennes de P_1 et P_2 à l'état stationnaire, à partir des équations de Bloch (3.1-3.6), donne :

$$\langle P_1 \rangle = -\langle P_2^\dagger \rangle = \frac{N}{2} \frac{\Omega \delta (-\Omega^2 + \delta^2 + i\delta\gamma)}{\Omega^4 + \delta^2 \gamma^2 + \Omega^2 \delta^2 + \delta^4} \quad (3.7)$$

dont on déduit l'absorption $abs_{1,2} = g^2 \text{Im}(\langle P_1 \rangle / \Omega)$ et le déphasage $\psi_{1,2} = g^2 \text{Re}(\langle P_1 \rangle / \Omega)$ à la traversée du milieu :

$$abs_1 = abs_2 = \frac{N}{2} \frac{g^2}{\gamma} \frac{\bar{\delta}^2}{I^2 + \bar{\delta}^2 + I\bar{\delta}^2 + \bar{\delta}^4} \quad (3.8)$$

$$\psi_{nl,1} = -\psi_{nl,2} = -\frac{N}{2} \frac{g^2}{\gamma} \frac{\bar{\delta}(I - \bar{\delta}^2)}{I^2 + \bar{\delta}^2 + I\bar{\delta}^2 + \bar{\delta}^4} \quad (3.9)$$

où I et $\bar{\delta}$ sont l'intensité et le désaccord normalisés : $I = \Omega^2 / \gamma^2$ et $\bar{\delta} = \delta / \gamma$. Pour une intensité I grande devant le désaccord $\bar{\delta}$,

$$\psi_{nl} \simeq \frac{Ng^2 \bar{\delta}}{2\gamma I}, \quad \text{et} \quad abs \simeq \frac{Ng^2 \bar{\delta}^2}{2\gamma I^2}$$

Cette variation de l'absorption et de la dispersion avec l'intensité du champ est partiellement analogue aux non-linéarités associées à la saturation d'une transition optique

décrites au chapitre 1 (Eq. 1.7-1.8). Nous avons vu qu'une telle non-linéarité, à condition que l'absorption reste suffisamment faible, permet de générer des états comprimés du champ. Pour la non-linéarité de type Kerr due à la saturation d'une transition, le rapport entre le déphasage non-linéaire et l'absorption vaut

$$\left(\frac{\psi_{nl}}{abs}\right)_{2\text{ niveaux}} = \frac{2\Omega^2}{\Delta\gamma} \quad (3.10)$$

Pour une intensité I grande devant le désaccord normalisé $\bar{\delta}$, le rapport entre le déphasage non-linéaire et l'absorption prend ici une forme similaire

$$\left(\frac{\psi_{nl}}{abs}\right)_{CPT} = \frac{\Omega^2}{\delta\gamma} = \frac{I}{\bar{\delta}} \quad (3.11)$$

dans laquelle l'écart à la résonance noire δ a remplacé le désaccord avec la transition optique Δ . De l'équation 3.11, il apparaît que l'intensité I doit être grande devant le désaccord normalisé $\bar{\delta}$ pour que les conditions soient propices à la production d'états comprimés. Dans la suite, nous nous placerons dans cette situation.

Intéressons-nous maintenant aux résonances de la cavité. Les équations d'évolution des champs A_1 et A_2 sont

$$\frac{1}{\kappa} \frac{dA_1}{dt} = -(1 + i\varphi_1)A_1 + igP_1 \frac{2}{T} + A_1^{in} 2/\sqrt{T} \quad (3.12)$$

$$\frac{1}{\kappa} \frac{dA_2}{dt} = -(1 + i\varphi_2)A_2 + igP_2 \frac{2}{T} + A_2^{in} 2/\sqrt{T} \quad (3.13)$$

où T est le coefficient de transmission en intensité du miroir du couplage et $\kappa = \frac{Tc}{2L}$ la bande passante de la cavité. $\varphi = -2\psi_{cav}/T$, où ψ_{cav} est le déphasage subi par le champ lors d'un tour de cavité vide. Comme les champs A_1 et A_2 ont même fréquence, ils subissent le même déphasage lors de leur propagation dans la cavité. Leurs déphasages atomiques sont en revanche opposés. La situation devient donc dissymétrique. Pour simplifier la suite des calculs, nous supposons qu'on a introduit un rotateur de Faraday qui permet déphaser de manière opposée les composantes de polarisation σ_+ et σ_- , et de maintenir un fonctionnement symétrique : $\varphi_1 = -\varphi_2 = \varphi$. Cette situation un peu artificielle a été choisie pour simplifier l'étude de stabilité de la cavité, qui est sinon très compliquée [Arecchi *et al.*, 1983]. Nous allons voir que ce choix de configuration mène à des résultats intéressants. Dans l'optique ultérieure d'une réalisation expérimentale des protocoles proposés ci-dessous, il serait intéressant d'étendre cette étude au cas d'une cavité "normale" pour laquelle $\psi_{cav,1} = \psi_{cav,2}$.

Pour les conditions choisies ici, en régime stationnaire, l'intensité intracavité I est la même pour les deux modes. A partir des équations 3.12-3.13, on montre qu'elle vaut :

$$I^{in} = \frac{T}{4} I [(1 + A)^2 + (\varphi + \phi_{nl})^2] \quad (3.14)$$

$$\text{avec } A = \frac{2}{T} abs = C \frac{\bar{\delta}^2}{I^2 + \bar{\delta}^2 + I\bar{\delta}^2 + \bar{\delta}^4} \quad (3.15)$$

$$\text{et } \phi_{nl} = \frac{2}{T} \psi_{nl} = C \frac{\bar{\delta}(I - \bar{\delta}^2)}{I^2 + \bar{\delta}^2 + I\bar{\delta}^2 + \bar{\delta}^4} \quad (3.16)$$

T est le coefficient de transmission en intensité du miroir de couplage, $C = g^2 N / T \gamma$ est le paramètre de coopérativité.

Dans la situation de CPT ($\delta = 0$), la courbe de résonance de la cavité est tout simplement celle d'une cavité vide, et la polarisation linéaire (d'axe y) imposée depuis le début de ce calcul est toujours stable. En revanche, pour $\delta \neq 0$, l'équation 3.14 reliant l'intensité incidente et l'intensité intracavité devient non-linéaire. Pour une même valeur de l'intensité incidente I_{in} , plusieurs valeurs différentes pour l'intensité intracavité peuvent alors être observées, de même que dans le cas bien connu d'une cavité rendue bistable lorsqu'on y introduit un milieu Kerr. Ici, deux modes sont impliqués et les multistabilités décrites par l'équation 3.14 sont associés à des bascules de polarisation.

Le lien entre l'intensité incidente et l'intensité intracavité est tracé figure 3.4 pour un choix de paramètres $\bar{\delta} = 1$, $\varphi = 1$ correspondant clairement à un comportement multistable. Les coordonnées du point tournant \mathbf{P} représenté figure 3.4, sont données, pour $I \gg \bar{\delta}$ par la solution de l'équation

$$\left[1 + C \left(\frac{\bar{\delta}}{I} \right)^2 \right] \left[1 - 3C \left(\frac{\bar{\delta}}{I} \right)^2 \right] = C^2 \left(\frac{\bar{\delta}}{I} \right)^2 - \varphi^2$$

Pour $C \gg 1$, le terme $C \left(\frac{\bar{\delta}}{I} \right)^2$ est négligeable devant $C^2 \left(\frac{\bar{\delta}}{I} \right)^2$ et la solution est donnée par :

$$I_s = \frac{C\bar{\delta}}{\sqrt{1 + \varphi^2}}$$

L'étude de stabilité faite ci-dessous montre qu'une polarisation linéaire n'est stable que pour des intensités *supérieures* à ce seuil I_s , ou, pour une intensité donnée, que si l'écart avec la résonance atomique $\bar{\delta}$ vérifie la condition

$$\bar{\delta} \leq \bar{\delta}_s = \sqrt{1 + \varphi^2} \frac{I}{C} \quad (3.17)$$

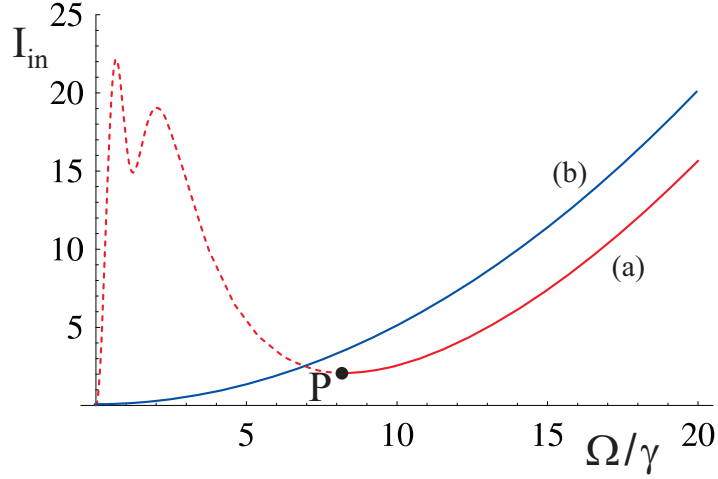


FIG. 3.4 – (a) Intensité incidente (en rouge) en fonction de la pulsation de Rabi intracavité, dans l’hypothèse d’une polarisation intracavité linéaire. $\bar{\delta} = 1$, $\varphi = 1$. L’analyse de stabilité menée dans le texte montre que seule la branche des hautes intensités (en trait plein) est stable : dès que $\delta \neq 0$, une polarisation linéaire n’est stable que si l’intensité est suffisamment forte. (b) Intensité incidente (en bleu) tracée en fonction de la pulsation de Rabi intracavité, pour $\delta = 0$ (ce qui est équivalent à avoir une cavité vide), et $\varphi = 1$

Nous procédons maintenant à une analyse de stabilité des deux modes de polarisation circulaire A_1 (σ_+) et A_2 (σ_-). Comme nous cherchons les solutions stationnaires stables, celle-ci est effectuée à fréquence nulle. On montre, à partir d’un développement limité des équations de Bloch (3.1-3.6) autour de la situation stationnaire, qu’une petite fluctuation du mode 1 modifie légèrement la valeur du dipole P_1 , selon

$$\delta P_1 \simeq \frac{gN\delta}{2\Omega^2} \delta A_1^* \quad (3.18)$$

et pour P_2 :

$$\delta P_2 \simeq -\frac{gN\delta}{2\Omega^2} \delta A_2^* \quad (3.19)$$

L’équation d’évolution de petites perturbations autour de la situation d’équilibre est donc, pour le mode A_1 :

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d\delta A_1}{dt} = -(1 + i\varphi)\delta A_1 + iC \frac{\bar{\delta}}{I} \delta A_1^* + \delta A_1^{in} 2/\sqrt{T} \quad (3.20)$$

On trouve de même pour le mode A_2 :

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d\delta A_2}{dt} = -(1 - i\varphi)\delta A_2 - iC \frac{\bar{\delta}}{I} \delta A_2^* + \delta A_2^{in} 2/\sqrt{T} \quad (3.21)$$

La situation est stable tant que les parties réelles des deux valeurs propres de la matrice d'évolution M sont négatives, où M est définie par

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \delta A_1 \\ \delta A_1^* \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \delta A_1 \\ \delta A_1^* \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad M = \begin{bmatrix} -(1+i\varphi) & iC\bar{\delta}/I \\ -iC\bar{\delta}/I & -1+i\varphi \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

Les deux valeurs propres de M sont

$$\lambda_{\pm} = -1 \pm \sqrt{(C\bar{\delta}/I)^2 - \varphi^2}$$

λ_+ devient positive, et donc la situation devient instable, dès que

$$C \frac{\bar{\delta}}{I} > \sqrt{1 + \varphi^2}$$

On retrouve l'expression de la frontière de stabilité établie précédemment (Eq. 3.17), avec en plus ici l'information que seuls les désaccords inférieurs à $\bar{\delta}_s = \sqrt{1 + \varphi^2} I / C$ permettent d'observer une polarisation linéaire stable dans la cavité. la condition de stabilité pour le mode 2 est la même. Si l'on augmente le désaccord au delà de $\bar{\delta}_s$, la polarisation bascule.

Dans la situation de CPT ($\delta = 0$), les populations des niveaux 1 et 2 sont égales, et le moment angulaire est orienté le long de l'axe x : $\langle J_x \rangle = -N/2$ et $\langle J_y \rangle = 0$. Lorsque l'on s'éloigne de la résonance noire, ce qui est fait ici en appliquant un champ magnétique longitudinal, l'interaction atomes-champ a pour effet de faire tourner la polarisation de la lumière et le moment angulaire des atomes. L'effet du champ magnétique orienté selon z est de faire précesser le moment angulaire, avec une vitesse angulaire 2δ . On montre par ailleurs, en éliminant adiabatiquement les cohérences et populations associées aux niveaux excités dans les équations de Bloch (3.1-3.6), que la cohérence P_r entre niveaux fondamentaux est créée avec un taux $2\Omega^2/\gamma$. L'effet du champ, polarisé linéairement selon y , est donc d'orienter et de maintenir le spin le long de l'axe x , avec un taux $2\Omega^2/\gamma$:

$$\frac{d}{dt} J_x = -\frac{2\Omega^2}{\gamma} (N/2 + J_x) + 2\delta J_y \quad (3.23)$$

$$\frac{d}{dt} J_y = -\frac{2\Omega^2}{\gamma} J_y - 2\delta J_x \quad (3.24)$$

L'équilibre entre la précession du spin (termes $\propto \delta$), et son pompage par les champs qui tend à le maintenir orienté selon x (termes $\propto \Omega^2/\gamma$), conduit, à l'ordre 1 en δ , à :

$$\langle J_x \rangle \simeq -\frac{N}{2}, \quad \langle J_y \rangle \simeq \frac{N}{2} \frac{\delta\gamma}{\Omega^2} \quad (3.25)$$

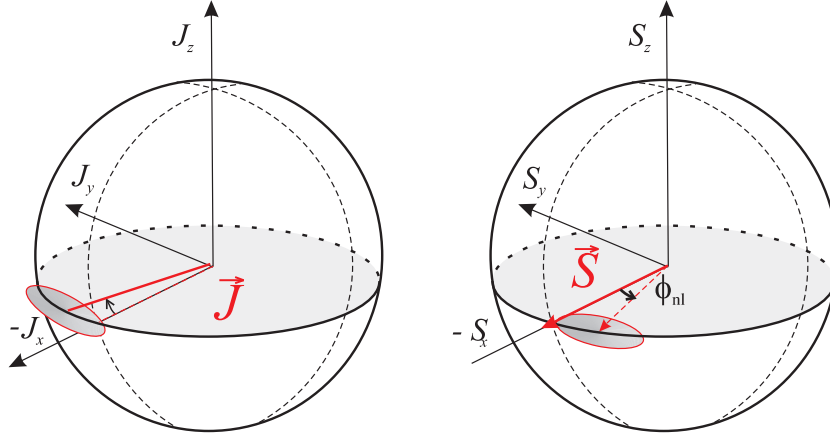


FIG. 3.5 – Rotation du moment angulaire et de la polarisation du champ, au voisinage de la situation de CPT. Le moment angulaire tourne d'un angle $-\delta\gamma/\Omega^2$, et le vecteur de Stokes d'un angle $C\delta\gamma/\Omega^2$. Les ellipsoïdes représentent les fluctuations quantiques du moment angulaire et du vecteur de Stokes, étudiées plus loin.

Sous l'effet du champ magnétique, le spin a donc légèrement tourné dans le plan transverse, d'un angle $-\delta\gamma/\Omega^2$, comme cela est illustré figure 3.5.

Pour ce qui est du champ, l'écart à résonance δ induit un déphasage opposé pour A_1 et A_2 et entraîne donc une rotation de la polarisation du champ. Le vecteur de Stokes, initialement parallèle à x , tourne alors dans le plan équatorial de la sphère de Stokes. La combinaison des rotations de polarisation du champ et des atomes, auxquels s'ajoutent une contre-réaction par la cavité, peut conduire à des situations instables, comme nous l'avons vu plus haut. Un champ intense (par rapport au désaccord) permet de rétablir un fonctionnement stable parce qu'il force le moment angulaire à rester aligné le long de l'axe x , malgré la précession induite par le champ magnétique.

En résumé, l'interaction atomes-champ autour d'une situation de CPT, non-linéaire, conduit à un comportement multistable. Le seuil de bascule a été calculé et interprété. Pour les calculs de fluctuations quantiques présentés dans les parties suivantes, nous nous placerons près de ce seuil. L'intensité sera choisie grande par rapport au désaccord pour réduire l'influence de l'absorption du milieu : $I \gg \bar{\delta}$.

B Génération de faisceaux intriqués

Nous nous intéressons maintenant à la modification des spectres de fluctuation des champs, après interaction en cavité avec les atomes, au voisinage de la résonance noire. Après linéarisation des équations d'évolution autour des valeurs moyennes classiques,

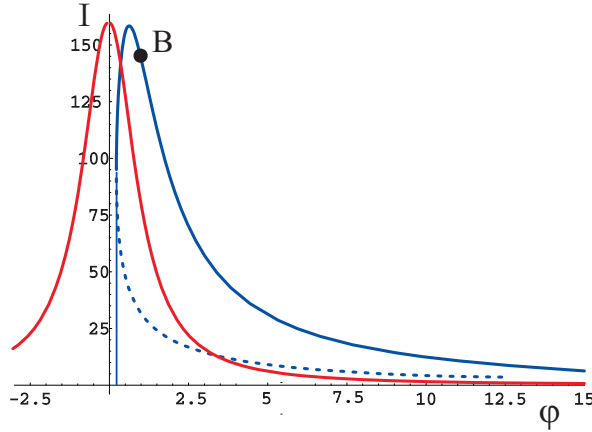


FIG. 3.6 – Intensité intracavité, en fonction du désaccord φ de la cavité, opposé pour les deux champs A_1 et A_2 . La courbe rouge est obtenue dans la situation de CPT ($\delta = 0$), et est la même que pour une cavité vide. La courbe bleue est obtenue pour un désaccord atomique $\bar{\delta} = 1$. Seule la partie en trait plein correspond à une polarisation linéaire stable (voir partie A). Les spectres de bruit de la figure 3.7 sont calculés pour $\varphi = 1$. Ce point de fonctionnement est repéré par le point B. Paramètres : $C = 100$, $I^{in}/T = 39$.

pour un point de fonctionnement stable bien choisi, la matrice de covariance du système couplé atomes-champ est calculée numériquement en utilisant la méthode décrite dans la référence [Hilico *et al.*, 1992], et dans la thèse de Laurent Vernac [Vernac, 2001]. Le point de fonctionnement pour lequel sont calculés les spectres de bruit des figures 3.7 et 3.8, est représenté figure 3.6. Il est choisi proche du point de bascule de la cavité.

Le spectre de bruit minimal $S^*(\omega) = \min_{\theta} S_{X_{\theta}}(\omega)$ de la quadrature comprimée ² est tracé figure 3.7 pour le choix suivant de paramètres : $C = 100$, $I = 144$, $\bar{\delta} = 1$, $\varphi = 1$ et une bande passante $\kappa = 2\gamma$ pour la cavité. Une bonne compression de bruit ($\simeq 3$ dB) est prévue pour les modes de polarisation circulaire A_1 et A_2 , ainsi que pour les modes "sombre" et "brillant", de polarisation linéaire, définis par

$$A_x = (A_2 - A_1)/\sqrt{2}, \quad A_y = -i(A_1 + A_2)/\sqrt{2} \quad (3.26)$$

La valeur moyenne du champ est nulle pour le mode "sombre", qui est dans un état de type vide comprimé en sortant de la cavité. La polarisation du faisceau est donc squeezée [Korolkova *et al.*, 2002], puisque les fluctuations quantiques du mode de polarisation orthogonale à celle du champ moyen sont réduites sous le bruit quantique standard.

²L'angle repérant la quadrature comprimée peut être différent selon la valeur de la pulsation d'analyse ω .

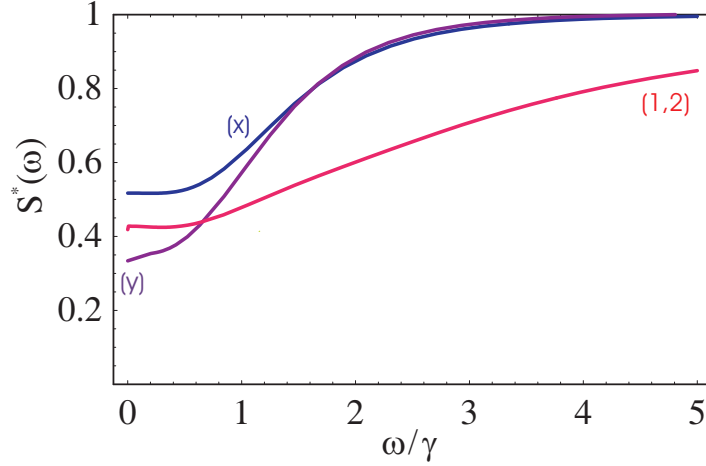


FIG. 3.7 – Spectre des fluctuations de la quadrature comprimée, pour les modes de polarisation circulaire A_1 et A_2 et de polarisation linéaire A_x et A_y (définis par l'équation (3.26)). Paramètres : $C = 100$, $\kappa = 2\gamma$, $\bar{\delta} = 1$, $\varphi = 1$, $I = 144$.

Le fait que deux modes de polarisations orthogonales soient dans un état comprimé en sortant de la cavité est la signature de l'existence, dans une autre base, de corrélations quantiques (d'intrication) entre deux modes. Une méthode générale pour trouver la base dans laquelle les corrélations de type EPR entre les deux modes sont maximales est décrite dans [Josse *et al.*, 2004]. Cette méthode consiste à minimiser la quantité

$$\mathcal{E}_{a,b} = [\Delta(X_a - X_b)^2 + \Delta(Y_a + Y_b)^2] / 2 \quad (3.27)$$

par des changements de la base de polarisation. $X = X_{\theta=0}$ et $Y = X_{\theta=\pi/2}$ sont les quadratures de phase et d'amplitude. Les modes de polarisations orthogonales a et b sont dans un état dit non séparable si $\mathcal{E}_{a,b} < 2$ [Duan *et al.*, 2000b]. La base pour laquelle $\mathcal{E}_{a,b}$ est minimale est celle dans laquelle les corrélations quantiques entre les modes a et b sont les plus fortes. La valeur prévue pour $\mathcal{E}^* = \min_{a,b} \mathcal{E}_{a,b}$, pour le choix de paramètres donnés plus haut, est tracée figure 3.8 en fonction de la fréquence d'analyse. Une réduction des fluctuations relatives entre les modes a et b d'environ 3 dB est prévue pour ces paramètres, accessibles expérimentalement.

L'exploration des paramètres montre que la bande passante dans laquelle une compression de bruit ou de l'intrication sont prévues dépend à la fois de la bande passante κ de la cavité et du désaccord atomique δ . Pour des désaccords inférieurs à la bande passante κ et proches du seuil, la bande passante pour laquelle de l'intrication est prévue est donnée par la largeur δ_s de la zone de stabilité. On constate que l'intrication est maximale à fréquence nulle et que, dans ce cas, elle est d'autant plus forte que la

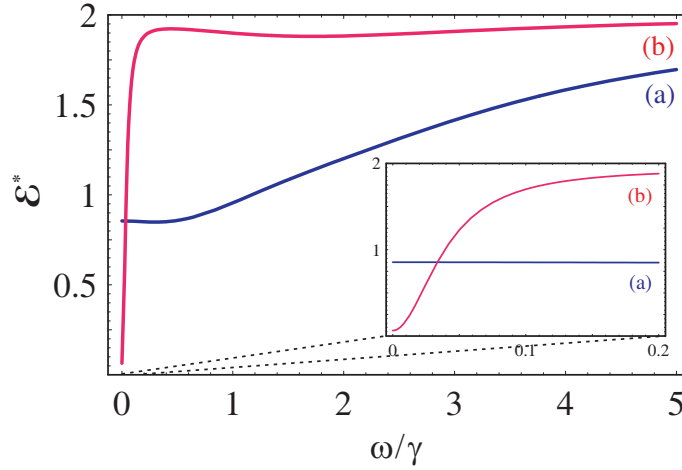


FIG. 3.8 – Intrication maximale \mathcal{E}^* obtenue en mélangeant de manière appropriée les champs sortant de la cavité, en fonction de la fréquence d'analyse ω/γ . (a) paramètres identiques à ceux de la figure 3.7 (b) $C = 1000$, $\kappa = 2\gamma$, $\bar{\delta} = 0.1$, $\varphi = 2$, $I = 49$.

coopérativité C est grande. Des réductions de bruit de l'ordre de 15 dB sont atteintes pour $C \sim 1000$ et $\delta \ll \gamma$ (encart de la figure 3.8). Elles correspondent à des taux de squeezing importants sur les modes A_1 et A_2 , non représentés figure 3.7. Mais, dans ce cas, la bande passante dans laquelle le champ est squeezé est beaucoup plus faible, et correspond à des fréquences d'analyse pour lesquelles il est difficile d'éliminer les différentes sources de bruit technique parasite.

Pour finir, remarquons que la rotation Faraday non-linéaire étudiée ici est très différente de celle décrite dans les références [Josse *et al.*, 2003, Hsu *et al.*, 2006b]. Elle est due à des effets de saturation, et non de pompage optique. Ces derniers ajoutent un excès de bruit élevé à basse fréquence et dégradent le squeezing. Cette différence explique probablement que les valeurs de compression prévues ici soient meilleures que celle calculées en présence de self rotation par pompage optique [Josse, 2003], pour une même valeur de la coopérativité. Notons cependant que la relaxation des observables atomiques des niveaux fondamentaux a ici été négligée ($\gamma_0 = 0$ dans les équations de Bloch 3.1-3.5). Lorsqu'on prend en compte cette relaxation, on constate numériquement qu'un excès de bruit à basse fréquence se superpose aux spectres précédents. Lorsque l'état noir relaxe, certains atomes passent dans l'état brillant, à partir duquel ils sont repompés dans l'état noir, ce qui ajoute un bruit de pompage optique à basse fréquence. Pour un taux de relaxation $\gamma_0 = 2\text{ kHz}$, une compression de bruit de 3.5 dB , est obtenue. Elle est très proche de celle obtenue $\gamma_0 = 0$, représentée figure 3.7. Pour un taux de relaxation $\gamma_0 = 20\text{ kHz}$, on obtient toujours, dans les mêmes conditions, une

compression des fluctuations de 2 dB, ce qui montre que le bruit de pompage induit par la relaxation de l'état noir reste modéré.

C Réduction des fluctuations atomiques

Nous présentons maintenant le résultat du calcul numérique des fluctuations du moment angulaire, et montrons que ce schéma d'interaction permet, dans certaines conditions, de réduire les fluctuations quantiques atomiques.

Le moment angulaire moyen est orienté le long de l'axe x , et ses composantes transverses satisfont la relation de commutation $\Delta J_y \Delta J_z \geq |\langle J_x \rangle|/2$. Il est dans un état squeezé, correspondant à l'apparition de corrélations quantiques entre atomes individuels, lorsque la variance d'une des composantes J_y ou J_z est inférieure à $N/4$. Le calcul numérique de cette variance s'appuie sur la même méthode que celui des fluctuations du champs. Elle est détaillée dans les chapitres 2 et 3 de la référence [Vernac, 2001] et dans le chapitre 2 de [Dantan, 2005]. Dans des conditions proches du seuil de bascule, de fortes réductions des fluctuations de $J_z = (\Pi_2 - \Pi_1)/2$ sont prévues. Une interprétation qualitative en est donnée ci-dessous.

L'équation d'évolution des fluctuations de J_z peut, à partir des équations de Bloch (3.1-3.6) être mise sous la forme :

$$\frac{d \delta J_z}{dt} = i\Omega (\delta P_x - \delta P_x^\dagger) - a (\delta A_y + \delta A_y^\dagger) \quad (3.28)$$

avec $a = gN\delta/2\sqrt{2}\Omega$. Le premier terme contribuant aux fluctuations de J_z correspond au transfert des fluctuations de la cohérence optique $P_x = (P_2 - P_1)/2$ vers le moment angulaire des atomes, par l'intermédiaire du champ brillant. Il s'agit du terme de transfert utilisé dans les protocoles de mémoire quantique, le champ brillant jouant ici le rôle de champ de contrôle (C.f. figure 3.1). Le deuxième terme, proportionnel à δ est causé par le décalage d'énergie introduit entre les niveaux fondamentaux. Il est proportionnel aux fluctuations du mode brillant A_y , que nous allons maintenant évaluer. Après avoir éliminé adiabatiquement l'évolution du champ dans les équations

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d A_1}{dt} = -(1 + i\varphi)A_1 + igP_1 \frac{2}{T} + A_1^{in} \frac{2}{\sqrt{T}} \quad (3.29)$$

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d A_2}{dt} = -(1 - i\varphi)A_2 + igP_2 \frac{2}{T} + A_2^{in} \frac{2}{\sqrt{T}} \quad (3.30)$$

on montre que les fluctuations du champ A_y reflètent, *pour une cavité très désaccordée*

($\varphi \gg 1$), celles du dipole P_x et du champ incident A_x^{in} ³ :

$$\delta A_y = ib \delta P_x + c \delta A_x^{in}, \quad (3.31)$$

avec $b = 2\sqrt{2}g/T\varphi$ et $c = 2/\varphi\sqrt{T}$. Dans cette situation, les fluctuations du champ A_y et du dipole P_x sont corrélées, ce qui permet, par contre-réaction optique, de réduire celles de J_z (C.f. : équation 3.28) :

$$\frac{d \delta J_z}{dt} = i(\Omega - ab) (\delta P_x - \delta P_x^\dagger) - ac (\delta A_x + \delta A_x^\dagger) \quad (3.32)$$

Une compensation optimale des fluctuations de J_z est obtenue par ce mécanisme si $\Omega \simeq ab$, c'est à dire si $C\delta\gamma/(\Omega^2\varphi) \simeq 1$. Cette dernière condition est en fait la condition de stabilité 3.17, dans le cas où φ est très grand devant 1. Ce raisonnement qualitatif suggère que, près du seuil, les fluctuations de J_z seront d'autant mieux amorties par la cavité que celle-ci est désaccordée, d'une part pour que le processus de contre-réaction décrit qualitativement ci-dessus soit efficace, et d'autre part parce que c est proportionnel à $1/\varphi$

La variance normalisée $\Delta \bar{J}_z^2$ de J_z , calculée numériquement, est tracée figure 3.9 en fonction du désaccord φ de la cavité. Le désaccord à deux photons 2δ vaut 0.01γ . Pour chaque valeur de φ , l'intensité I est choisie de sorte que le point de fonctionnement soit proche du seuil de bascule, tout en respectant la condition de stabilité $\bar{\delta}_s = \sqrt{1 + \varphi^2 I/C} > \bar{\delta}$. Cette réduction, effectivement d'autant plus grande que la cavité est désaccordée, atteint 6 dB pour une coopérativité réaliste $C = 100$. L'état non classique dans lequel est préparé le moment angulaire peut ensuite, pour être caractérisé, être relu optiquement grâce à l'un des mécanismes de transfert linéaire atomes-champ mis au point pour des mémoires [Hetet *et al.*, 2008, Dantan *et al.*, 2006b].

Dans la perspective d'une réalisation expérimentale, un certain nombre de remarques doivent être faites. Tout d'abord, nous avons supposé que le déphasage lié à la propagation dans la cavité est opposé pour les deux champs A_1 et A_2 polarisés circulairement. Cela est réalisable en principe en introduisant un rotateur de Faraday dans la cavité. Mais celui-ci entraînerait des pertes supplémentaires, et surtout, perturberait le champ magnétique au niveau des atomes. Il serait donc intéressant d'étendre cette étude au cas d'une cavité usuelle, pour laquelle les deux champs sont déphasés de la même manière par la cavité.

Nous avons supposé par ailleurs que les observables associées aux niveaux fondamentaux ne relaxent pas ($\gamma_0 = 0$ dans les équations de Bloch 3.1-3.5), c'est à dire que

³Dans ce cas, les deux champs A_1^{in} et A_2^{in} sont situés de part et d'autre de la résonance de la cavité, et subissent donc un déphasage de π l'un par rapport à l'autre. Cela explique que le champ A_y soit couplé au mode incident A_x^{in} . Remarquons que si A_x est vide, A_x^{in} ne l'est pas.

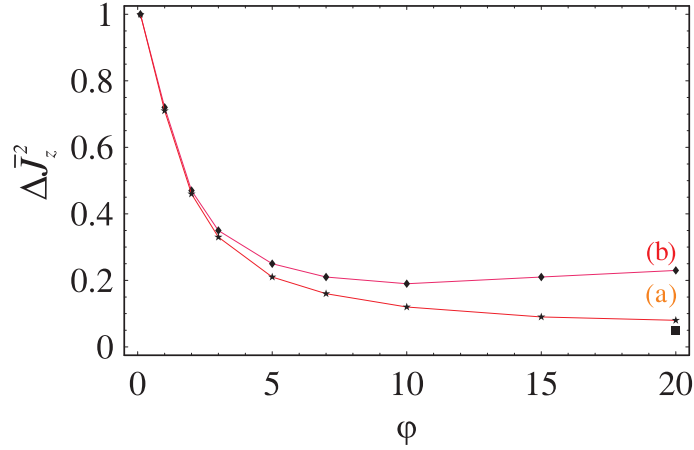


FIG. 3.9 – Variance normalisée $\Delta\bar{J}_z^2$ de J_z , en fonction du désaccord de la cavité φ , pour $2\delta = 0.01\gamma$. (a) $C = 1000$, (b) $C = 100$. Pour chaque valeur de φ , l'intensité est ajustée de sorte à rester près du seuil de bascule.

cette relaxation est beaucoup plus lente que tous les autres phénomènes. L'écart à la résonance noire δ pour lequel du spin-squeezing est prévu est très faible : $\delta = 0.005\gamma$ soit environ 10 kHz pour une valeur typique de γ de 2 MHz . Pour que cette résonance soit définie à mieux que 10 kHz , la durée de vie des observables dans la fondamental doit donc être supérieure à environ 1 ms . Cette condition restrictive peut être relaxée pour la génération de faisceaux intriqués. Nous avons vu que les conditions propices pour la génération d'états non classiques du champ correspondent à une intensité intracavité I grande. Dans ce cas, la résonance noire est plus large (*C.f.* : figure 3.3), des désaccords atomiques δ plus importants peuvent être utilisés, et la situation est moins sensible à la relaxation entre niveaux fondamentaux (*C.f.* : partie C).

Enfin, remarquons que pour caractériser l'état non classique du moment angulaire produit par cette méthode, il faut ensuite le sonder. Il s'agit donc de combiner des conditions propices à la fois à l'obtention d'effets non-linéaires en cavité et à un transfert linéaire atomes-champ de type mémoire.

D Conclusion

En conclusion, nous avons étudié l'interaction en cavité de deux champs avec un ensemble d'atomes à trois niveaux en Λ , dans une situation proche du piégeage cohérent de population. Au voisinage de cette résonance noire, le milieu présente à la fois une bonne transparence et une forte dispersion. Le déphasage subi par chacun des champs

dépend de leur intensité et conduit, en cavité, à un comportement multistable. Celui-ci a été analysé et interprété de manière à déterminer les points de fonctionnement stables pour une polarisation linéaire. Les spectres de bruit des champ réfléchis par la cavité ont ensuite été calculés, au voisinage du seuil de bascule. Des compressions de bruit significatives ($\sim 3 \text{ dB}$), et robustes vis à vis de la relaxation des niveaux fondamentaux sont prévues dans cette situation.

Dans ce schéma d'interaction, les corrélations entre la lumière et les variables atomiques permettent, par contre-réaction optique, de réduire les fluctuations quantiques du moment angulaire. Ce mécanisme de compression des fluctuations du spin est assez différent de celui décrit dans les références [Kuzmich *et al.*, 2000, Julsgaard *et al.*, 2001, Geremia *et al.*, 2004], qui s'appuie sur la rotation Faraday linéaire d'un faisceau sonde interagissant avec des atomes à quatre niveaux en X^4 . Un parallèle peut néanmoins être fait entre le protocole proposé ici et celui de l'expérience [Geremia *et al.*, 2004], dans lequel une contre-réaction magnétique permet de réduire les fluctuations d'une composante du spin, préalablement mesurée via la rotation de polarisation d'un faisceau sonde.

⁴Ce protocole de mesure QND d'une orientation atomique est décrit dans la partie B du chapitre 4

Mesure Quantique Non Destructive d'alignements atomiques

Sommaire

A	Hamiltonien d'interaction	168
B	Rappels sur les mesures QND d'orientation atomique . .	170
B.1	Équations d'évolution	172
B.2	Squeezing conditionnel d'orientation	174
C	Mesure QND d'alignement atomique	176
C.1	Interaction en simple passage	177
C.2	Interaction en double passage.	179
C.3	Interaction avec deux ensembles atomiques	181
D	Bruit associé à l'émission spontanée et aspects pratiques	182
D.1	Cas d'une polarisabilité vectorielle non nulle, mesures à fré- quence non nulle	182
D.2	Bruit associé à l'émission spontanée	184
D.3	Valeurs expérimentales pour le ^{87}Rb	190
E	Conclusion	192

Une grande variété de protocoles ont été proposés pour réduire les fluctuations quantiques intrinsèques du moment angulaire d'un ensemble d'atomes.

Une partie de ces protocoles sont basés sur une interaction *non-linéaire* entre un ou deux faisceaux lumineux et l'ensemble atomique considéré. Un des premiers mécanismes proposés pour réduire les fluctuations d'un spin exploite les non-linéarités Kerr

associées à la saturation d'une transition atomique. Celle-ci permet non seulement de réduire les fluctuations quantiques du faisceau lumineux interagissant en cavité avec les atomes [Hilico *et al.*, 1992], mais également de réduire les fluctuations du spin associé à ces deux niveaux [Vernac *et al.*, 2000]. Pour pouvoir exploiter la plus grande durée de vie d'une cohérence associée à deux niveaux fondamentaux, un protocole utilisant un système à trois niveaux en Λ a été proposé dans [Dantan *et al.*, 2003]. Le couplage par effet Raman de deux faisceaux avec ce système atomique conduit à une dynamique proche de celle d'un atome à deux niveaux couplé à un seul champ. Cette dynamique permet alors, par un mécanisme similaire à celui décrit dans [Vernac *et al.*, 2000], de réduire les fluctuations de la cohérence entre les deux niveaux fondamentaux du système atomique en Λ . Enfin, comme cela est montré au chapitre 3, la rotation Faraday non-linéaire d'un faisceau polarisé linéairement traversant un ensemble atomique dans une situation proche du piégeage cohérent de population, lorsqu'elle est associée à une contre-réaction optique (aller-retour ou cavité), permet en principe de produire des faisceaux lumineux intriqués tout en réduisant très efficacement les fluctuations quantiques de l'ensemble atomique [Dantan *et al.*, 2006a, Sherson et Mølmer, 2006].

Il est également possible de produire du spin-squeezing en couplant *linéairement* un faisceau laser avec un ensemble atomique. L'interaction d'un ensemble d'atomes à trois niveaux en Λ avec un champ de contrôle et un champ signal permet en effet, soit par effet Raman, soit par un mécanisme de transparence électromagnétique induite, de transférer l'état du champ au spin atomique, et vice-versa [Dantan et Pinard, 2004, Gorshkov *et al.*, 2007]. Si le champ est initialement dans un état squeezé, le transfert de son état à une cohérence atomique permettra de préparer cette dernière dans un état lui aussi squeezé [Dantan *et al.*, 2003, Dantan et Pinard, 2004, Dantan *et al.*, 2005, Dantan *et al.*, 2006a, Hetet *et al.*, 2008]. L'intérêt d'un tel transfert pour l'information quantique va au delà de la production de spin-squeezing, puisqu'il permet de réaliser une mémoire quantique pour un état arbitraire du champ.

Pour préparer le spin d'un ensemble d'atomes dans un état squeezé, une autre approche consiste à sonder l'une de ses composantes avec un faisceau laser, sans la perturber (mesure quantique non destructive, ou QND). L'état de la sonde est ensuite mesuré, ce qui projette le spin sur un état pour lequel la valeur de cette composante est bien déterminée. Après cette mesure, la variance de cette composante du spin est donc fortement réduite. Ce protocole, proposé initialement dans [Kuzmich *et al.*, 1998], a été mis en oeuvre expérimentalement dans les équipes d'E. Polzik et d'H. Mabuchi. Une composante de l'orientation atomique est mesurée via la rotation Faraday qu'elle induit sur une sonde polarisée linéairement. Dans ces expériences, l'écart type ΔJ_z de cette composante a été réduit respectivement de 15% [Julsgaard *et al.*, 2001] et

70% [Geremia *et al.*, 2004] par rapport à un celle d'un coherent spin state.

De même que le transfert de deux quadratures qui ne commutent du champ vers un ensemble d'atomes, les mesures QND de spins atomiques présentent un intérêt allant au-delà du spin-squeezing : elles permettent, en sondant un état atomique arbitraire, d'intriquer un faisceau lumineux avec le spin collectif.

Les expériences de réduction du bruit quantique d'un spin ont jusqu'à présent été menées avec des alcalins (césium ou rubidium). Leur moment angulaire dans le niveau fondamental est supérieur à $1/2$, si bien qu'une description complète de l'état atomique dans le niveau fondamental nécessite de prendre en compte non seulement les trois composantes du moment angulaire, mais également des composantes tensorielles d'ordre supérieur. Plus précisément, il faut ajouter à l'Hamiltonien effectif $F_z S_z$ permettant de réaliser les mesures QND d'orientation trois des cinq composantes de l'alignement atomique. Il est cependant possible de choisir le désaccord entre la sonde et les niveaux excités pour que les contributions tensorielles correspondant à chacun de ces niveaux s'annulent [Kuzmich *et al.*, 1999, Geremia *et al.*, 2006], ce qui permet de retrouver le caractère QND de la mesure.

Dans ce chapitre nous nous intéresserons au contraire à une situation dans laquelle l'Hamiltonien n'est pas purement vectoriel, et montrerons qu'il est possible de réaliser une mesure QND d'une composante de l'alignement atomique. Une telle mesure permet de réduire les fluctuations de l'alignement atomique en dessous du bruit quantique standard, et cela sans qu'il soit nécessaire de disposer au préalable d'un faisceau lumineux squeezé. L'échange d'information atomes-champs utilisant l'E.I.T. ou l'effet Raman s'appuie sur un ensemble d'atomes à trois niveaux en Λ . Il en est de même pour le protocole Duan-Lukin-Cirac-Zoller [Duan *et al.*, 2001] (DLCZ) permettant de créer des excitations uniques délocalisées sur un ensemble atomique.

*En fait, l'observable atomique couplée à la lumière dans ces situations est le plus souvent un alignement, et non une orientation atomique (c'est à dire, en simplifiant, une cohérence entre deux sous-niveau Zeeman tels que $|\Delta m_F| = 2$). La possibilité de réaliser une mesure quantique non destructive d'alignement atomique s'ajoute ainsi à ces outils d'optique quantique avec des ensembles atomiques. L'utilisation combinée de ces techniques ouvre de nouvelles possibilités. Par exemple, en préparant par une de ces techniques l'alignement d'un ensemble de spins dans un état squeezé, puis en lui retirant une excitation unique en utilisant le protocole DLCZ, on obtient en principe un ensemble de spin dans un état exotique de fonction de Wigner négative, semblable aux états non-gaussiens obtenus dans le domaine optique [Ourjoumtsev *et al.*, 2006, Neergaard-Nielsen *et al.*, 2006] ("chatons de Schrödinger"). Remarquons enfin qu'il est possible, même si ce cas est moins fréquent, d'utiliser un système en Λ s'appuyant sur*

deux sous-niveaux Zeeman successifs (tels que $|\Delta m_F| = 1$). Pour cela, le faisceau de contrôle doit être polarisé linéairement selon l'axe de propagation du champ signal (qui est quant à lui polarisé circulairement) et donc se propager perpendiculairement à celui-ci. Dans cette configuration, l'observable atomique mise en jeu est bien l'orientation et non l'alignement, mais la dynamique est semblable à celle décrite dans la suite de ce chapitre pour un alignement. Le protocole DLCZ a été implémenté avec cette géométrie [Thompson *et al.*, 2006] par l'équipe de V. Vuletic.

L'Hamiltonien décrivant l'interaction d'un faisceau sonde avec un ensemble atomique est donné dans la première partie de ce chapitre. Dans la seconde partie, nous rappelons comment réaliser des mesures quantiques non destructives lorsque cet Hamiltonien se réduit à un Hamiltonien purement vectoriel. La partie suivante est consacrée aux mesures quantiques non destructives d'alignements atomiques. Les effets parasites associés à l'émission spontanée, négligés dans un premier temps, sont calculés explicitement dans la quatrième partie, dans laquelle les questions de faisabilité expérimentale sont également discutées.

A Hamiltonien d'interaction

Nous considérons dans ce chapitre l'interaction d'un champ électromagnétique se propageant selon un axe noté z , et interagissant avec un ensemble de N atomes. Le faisceau laser est désaccordé par rapport aux transitions atomiques, et son intensité est supposée suffisamment faible pour pouvoir négliger la saturation des transitions optiques. Plus précisément, on considère que le taux de pompage $\Gamma \frac{\Omega^2}{\Delta^2}$ est négligeable devant le taux de relaxation Γ des populations des niveaux excités. Dans ce cas, ces populations peuvent être négligées, et les dipôles optiques évoluent beaucoup plus rapidement que les observables associées aux niveaux fondamentaux. Ils peuvent donc être éliminés adiabatiquement. Le couplage des observables atomiques avec celles décrivant le faisceau lumineux est alors décrit par un Hamiltonien effectif dont on peut trouver l'expression dans [Happer et Mathur, 1967], et qui a aussi été utilisé dans [Kuzmich *et al.*, 1999, Kuprianov *et al.*, 2005] :

$$\begin{aligned}
H_{int} = & \sum_{F'} \hbar \frac{\sigma_{F'}}{2A} \frac{\Gamma/2}{\Delta_{F'} + i\Gamma/2} \int_0^L dz \left\{ \frac{\alpha_V^{F'}}{2} F_z(z, t) S_z(z, t) \right. \\
& - \frac{\alpha_T^{F'}}{2(F+1)} \left[F_z^2(z, t) - \frac{F(F+1)}{3} \right] S_0(z, t) \\
& + \frac{\alpha_T^{F'}}{2(F+1)} (F_x^2 - F_y^2)(z, t) S_x(z, t) \\
& \left. + \frac{\alpha_T^{F'}}{2(F+1)} (F_x F_y + F_y F_x)(z, t) S_y(z, t) \right\} \quad (4.1)
\end{aligned}$$

où :

- F (F') est le moment angulaire total dans l'état fondamental (dans un des états excités), et ses composantes cartésiennes sont notées $F_{x,y,z}$,
- $\sigma_{F'}$ est la section efficace de la transition $F \rightarrow F'$ lorsque le fondamental est peuplé de manière isotrope. Son expression est donnée dans l'appendice B,
- $\Delta_{F'}$ est le désaccord entre le laser et la transition $F \rightarrow F'$ (> 0 si le faisceau est décalé dans le bleu de la transition),
- A est la section du faisceau et L la longueur du milieu atomique,
- $\alpha_V^{F'}$ et $\alpha_T^{F'}$ sont les polarisabilités vectorielles et tensorielles dont les expressions sont données dans l'annexe B,

La définition des opérateurs de Stokes utilisée ici est :

$$S_x = a_x^\dagger a_x - a_y^\dagger a_y \quad (4.2)$$

$$S_y = a_x^\dagger a_y + a_y^\dagger a_x \quad (4.3)$$

$$S_z = i (a_y^\dagger a_x - a_x^\dagger a_y) \quad (4.4)$$

$$S_0 = a_x^\dagger a_x + a_y^\dagger a_y \quad (4.5)$$

où le champ a de fréquence ω est défini par $E(t) = \mathcal{E}_0(ae^{-i\omega t} + a^\dagger e^{i\omega t})$ et $\mathcal{E}_0 = \sqrt{\hbar\omega/2\epsilon_0 A c}$. Ainsi normalisés, les opérateurs de Stokes ont la dimension d'un nombre de photons par seconde.

Nous nous intéressons dans la suite au cas d'un moment angulaire $F = 1$ dans l'état fondamental, qui est le cas le plus simple permettant de comparer les contributions vectorielles et tensorielles de cet Hamiltonien. Pour $F = 1$, l'expression des opérateurs

tensoriels irréductibles T_q^k est donnée par [Omont, 1979]

$$T_0^1 = F_z/\sqrt{2} \quad (4.6)$$

$$T_{\pm}^1 = \pm F_{\pm}/2 \quad (4.7)$$

$$T_0^2 = (3F_z^2 - 2)/\sqrt{6} \quad (4.8)$$

$$T_{\pm 1}^2 = \pm(F_z F_{\pm} + F_{\pm} F_z)/2 \quad (4.9)$$

$$T_{\pm 2}^2 = (F_{\pm}^2)/2 \quad (4.10)$$

avec $F_{\pm} = F_x \pm iF_y$. Le Hamiltonien effectif s'écrit, en fonction de ces opérateurs,

$$\begin{aligned} H_{int} = & \sum_{F'} \hbar \frac{\sigma_{F'}}{2A} \frac{\Gamma/2}{\Delta_{F'} + i\Gamma/2} \int_0^L dz \left\{ \frac{\alpha_V^{F'}}{\sqrt{2}} T_0^1(z, t) S_z(z, t) \right. \\ & - \frac{\alpha_T^{F'}}{2\sqrt{6}} T_0^2(z, t) S_0(z, t) \\ & + \frac{\alpha_T^{F'}}{4} (T_2^2 + T_{-2}^2)(z, t) S_x(z, t) \\ & \left. + \frac{\alpha_T^{F'}}{4i} (T_2^2 - T_{-2}^2)(z, t) S_y(z, t) \right\} \quad (4.11) \end{aligned}$$

Les termes anti-hermitiques de H_{int} , correspondant au terme $i\Gamma/2$ du préfacteur, décrivent les effets de pompage optique. Comme le désaccord entre le laser et les transitions atomiques est grand, ils seront négligés dans un premier temps. Ces termes étant négligés, l'équation d'évolution d'une observable \hat{A} est déduite du Hamiltonien H_{int} via la relation $\frac{d}{dt}\hat{A} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{A}, H_{int}]$. L'émission spontanée depuis les niveaux excités, à laquelle sont associés les termes anti-hermitiques, perturbe l'échange d'information entre la lumière et les atomes. Il est donc important de calculer précisément la contribution de l'émission spontanée, ce qui sera fait dans un deuxième temps, section D.

B Rappels sur les mesures QND d'orientation atomique

Rappelons pour commencer une définition des mesures Quantiques Non-Destructives (QND) adaptée aux situations concrètes expérimentales [Vignerot, 1998] : Une observable O peut être mesurée de manière quantique non destructive, c'est à dire "sans la perturber", si :

- le couplage avec la sonde, qui permet ultérieurement de mesurer O sans la détruire, ne la fait pas évoluer,
- une fois que le couplage avec la sonde a eut lieu, O n'évolue pas. Notamment, O n'est pas couplée à sa variable conjuguée qui a nécessairement été perturbée lors du couplage.

Dans notre cas, en l'absence de champ magnétique, il n'y a pas d'évolution libre, et la deuxième condition est remplie. Lorsque $\alpha_T = 0$ ¹, le Hamiltonien H_{int} se réduit à $\hbar \frac{\sigma_T}{4A\Delta} \frac{\alpha_V}{2} S_z F_z \propto S_z F_z$. Il est alors possible de réaliser une mesure quantique non-destructive de F_z ($[H_{int}, F_z] = 0$) via une mesure de la rotation Faraday du faisceau (c'est à dire via une mesure de S_y), comme cela est décrit dans les références [Duan *et al.*, 2000a, Julsgaard *et al.*, 2001, Geremia *et al.*, 2004]. Nous rappelons ici rapidement comment cette mesure permet de réduire de manière conditionnelle la variance de F_z . Nous reprenons ici les calculs des références [Duan *et al.*, 2000a, Julsgaard *et al.*, 2001] avant de les étendre au cas d'un Hamiltonien tensoriel.

La situation physique considérée est celle d'un ensemble d'atomes préparés dans l'état $|+1\rangle_x$ par pompage optique (*C.f.* : figure 4.1). Une impulsion de durée τ permet de sonder le milieu. Elle est polarisée linéairement selon l'axe x ou y et se propage le long de l'axe z .

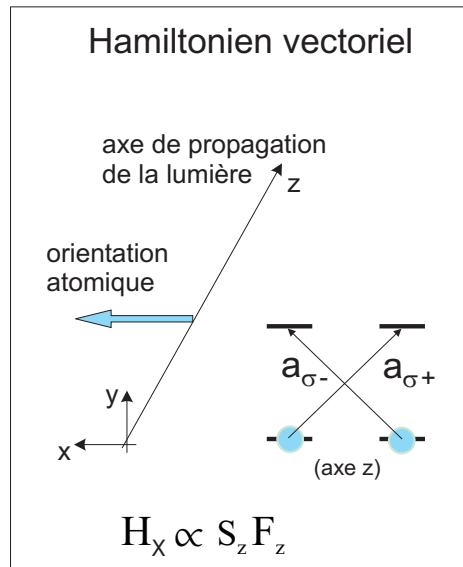


FIG. 4.1 – Géométrie d'une expérience de mesure QND d'orientation atomique.

¹Cette situation est obtenue soit pour $F = 1/2$, pour lequel les contributions tensorielles sont bien sûr nulles, soit pour un désaccord tel que $\sum_{F'} \sigma_{F'} \alpha_T^{F'} \frac{\Gamma}{\Delta_{F'}} \simeq 0$

B.1 Équations d'évolution

L'équation d'évolution d'une observable \hat{A} est déduite du Hamiltonien H_{int} via la relation $\frac{d}{dt}\hat{A} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{A}, H_{int}]$.

Nous avons adopté une description continue des opérateurs atomiques [Fleischhauer et Richter, 1995, Deutsch et Garrison, 1991, Dantan, 2005], pour laquelle les relations de commutation sont

$$\begin{aligned} [F_x(z), F_y(z')] &= iF_z(z) \delta(z - z'), \quad [F_y(z), F_z(z')] = iF_x(z) \delta(z - z') \\ \text{et} \quad [F_z(z), F_x(z')] &= iF_y(z) \delta(z - z') \end{aligned} \quad (4.12)$$

On obtient ainsi pour les observables atomiques, dans le cas où $\alpha_T = 0$:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix} = \frac{\sigma_{F'}\Gamma}{8A\Delta_{F'}} \alpha_V^{F'} \begin{bmatrix} -F_y S_z \\ F_x S_z \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

La quantification choisie pour les opérateurs du champ conduit, par exemple, à $[S_x(z/c - t), S_y(z'/c - t')] = i2S_z(z/c - t) \delta(t - t' + (z - z')/c)$. Dans le cadre de l'approximation paraxiale et de l'enveloppe lentement variable [Dantan, 2005], les équations d'évolution du champ sont alors :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \frac{\sigma_{F'}\Gamma}{4A\Delta_{F'}} \alpha_V^{F'} \begin{bmatrix} -F_z S_y \\ F_z S_x \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.14)$$

qui, par le changement de variables $(z, t - z/c) \rightarrow (z, t)$ se ramènent à :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \right) \begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \frac{\sigma_{F'}\Gamma}{4A\Delta_{F'}} \alpha_V^{F'} \begin{bmatrix} -F_z S_y \\ F_z S_x \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

Comme les valeurs moyennes $\langle F_y \rangle$ et $\langle F_z \rangle$ ($\langle S_z \rangle$ et $\langle S_y \rangle$) sont nulles, ou négligeables devant $\langle F_x \rangle$ ($\langle S_x \rangle$), on peut considérer S_x et F_x comme constants au cours de l'interaction. Les équations 4.13-4.15 s'intègrent alors sur la durée de l'impulsion pour donner :

$$F_x^{out} = F_x^{in} \quad (4.16)$$

$$F_y^{out} = F_y^{in} + \frac{\sigma_{F'}\Gamma}{8A\Delta_{F'}}\alpha_V^{F'}\langle F_x \rangle \int_0^\tau S_z(z) dz \quad (4.17)$$

$$= F_y^{in} + \frac{\sigma_{F'}\Gamma}{8A\Delta_{F'}}\alpha_V^{F'}\langle F_x \rangle \mathbf{S}_z \quad (4.18)$$

$$F_z^{out} = F_z^{in} \quad (4.19)$$

$$S_x^{out} = S_x^{in} \quad (4.20)$$

$$S_y^{out} = S_y^{in} + \frac{\sigma_{F'}\Gamma}{4A\Delta_{F'}}\alpha_V^{F'}\langle S_x \rangle \int_0^L F_z(z) dz \quad (4.21)$$

$$= S_y^{in} + \frac{\sigma_{F'}\Gamma}{4A\Delta_{F'}}\alpha_V^{F'}\langle S_x \rangle \mathbf{F}_z \quad (4.22)$$

$$S_z^{out} = S_z^{in} \quad (4.23)$$

où $F_{x,y,z}^{in} = F_{x,y,z}(z, t = 0)$ et $F_{x,y,z}^{out} = F_{x,y,z}(z, t = \tau)$ sont les opérateurs atomiques avant (in) et après (out) l'interaction avec le pulse lumineux. $S_{x,y,z}^{in} = S_{x,y,z}(z = 0, t)$ et $S_{x,y,z}^{out} = S_{x,y,z}(z = L, t)$ sont les opérateurs de Stokes avant et après l'interaction avec l'ensemble atomique de longueur L . $\mathbf{F}_z = \int_0^L F_z(z) dz$ et $\mathbf{S}_z = \int_0^\tau S_z(t) dt$ sont les opérateurs collectifs correspondant à l'intégralité de l'impulsion lumineuse ou de l'ensemble atomique.

Les résultats utilisés dans la partie A du chapitre 2, sont ainsi établis : il est possible, par rotation Faraday, de réaliser une mesure "Quantique non-Destructive" de la composante \mathbf{F}_z du moment angulaire atomique collectif, puisque $\mathbf{F}_z^{out} = \mathbf{F}_z^{in}$. La mesure de \mathbf{F}_z est réalisée via celle de S_y :

$$S_y^{out} = S_y^{in} + \frac{\sigma_{F'}\Gamma}{4A\Delta_{F'}}\alpha_V^{F'} S_x \mathbf{F}_z = S_y^{in} + \frac{\sigma_{F'}\Gamma}{4A\Delta_{F'}}\alpha_V^{F'} \sqrt{I} \mathbf{F}_z \quad (4.24)$$

où I est le flux de photons (nombre de photons par seconde) du faisceau sonde (il s'agit de l'équation 2.4 utilisée dans la partie A du chapitre 2).

Nous nous intéressons à la façon dont sont transformées les grandeurs collectives \mathbf{S} et \mathbf{F} correspondant à l'intégralité de l'impulsion lumineuse ou de l'ensemble atomique lors de l'interaction. Pour cela, il faut intégrer les équations 4.16-4.23 sur la durée du

pulse ou la longueur de la cellule. Elles s'écrivent alors :

$$x^{out} = x^{in} + \kappa_V s_z^{in} \quad (4.25)$$

$$p^{out} = p^{in} \quad (4.26)$$

$$s_y^{out} = s_y^{in} + \kappa_V p^{in} \quad (4.27)$$

$$s_z^{out} = s_z^{in} \quad (4.28)$$

où les opérateurs ont été normalisés de manière à avoir une variance de 1 pour des états cohérents : $x, p = \int_0^L dz F_{y,z} / \sqrt{N/2} = \mathbf{F}_{y,z} / \sqrt{N/2}$ et $s_{y,z} = \int_0^\tau dt S_{y,z} / \sqrt{n} = \mathbf{S}_{y,z} / \sqrt{n}$. N est le nombre d'atomes et n le nombre de photons. En effet, dans notre cas, le moment angulaire du niveau fondamental est $F = 1$, et les atomes ont été préalablement pompés le long de l'axe x si bien que $\langle \mathbf{F}_x \rangle = N$. La relation de commutation $[\mathbf{F}_y, \mathbf{F}_z] = i\mathbf{F}_x = iN$ entre les composantes du spin orthogonales au spin moyen implique que leurs écarts-type satisfont $\Delta\mathbf{F}_y \Delta\mathbf{F}_z \geq N/2$. Pour un ensemble préparé par pompage optique, les directions y et z sont équivalentes, et $\Delta\mathbf{F}_y = \Delta\mathbf{F}_z = \sqrt{N/2}$ (Coherent Spin State).

La mesure de $p = \mathbf{F}_z / \sqrt{N/2}$ via s_y sera d'autant plus précise que le coefficient de couplage κ_V donné par

$$\kappa_V = \alpha_V \frac{\sigma\Gamma}{4A\Delta} \sqrt{\frac{Nn}{2}} \quad (4.29)$$

est grand.

B.2 Squeezing conditionnel d'orientation

Les relations 4.25-4.28 traduisent l'intrication de la sonde avec l'ensemble atomique, après qu'ils aient interagit. L'état décrivant l'ensemble atomique et la sonde étant un état intriqué, une mesure de la sonde permettra de déterminer l'état atomique, et ainsi d'en réduire les fluctuations.

La mesure de l'opérateur s_y^{out} projette le système sur un état tel que sa valeur soit parfaitement déterminé (et donc que sa variance soit nulle). Mais la valeur initiale de s_y^{in} étant inconnue, la variance de p n'est pas complètement réduite à 0 (*C.f.* : eq. 4.27). On peut montrer [Poizat *et al.*, 1994, Grangier *et al.*, 1998] que les variances des composantes transverses du spin après la mesure de s_y sont :

$$V[p^{out}|s_y^{out}] = V[p^{out}] \left(1 - \frac{(\langle p^{out} s_y^{out} \rangle)^2}{V[p^{out}]V[s_y^{out}]} \right) = \frac{1}{1 + \kappa_V^2} \quad (4.30)$$

$$\text{et} \quad V[x^{out}|s_y^{out}] = 1 + \kappa_V^2 \quad (4.31)$$

La variance de p étant réduite, celle de x augmente, afin de satisfaire l'inégalité de Heisenberg. Cette "back-action" s'explique ainsi : dans la base de quantification d'axe z , les ondes σ_+ et σ_- induisent des déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman. La cohérence entre ces niveaux accumule alors un déphasage proportionnel à la différence des intensités I_+ et I_- (*C.f.* : eq. 4.25). Cette différence d'intensité présente des fluctuations quantiques (fluctuations de s_z) qui s'ajoutent donc à celles de $F_y = x\sqrt{N/2}$ et en augmentent la variance d'autant plus que la mesure de F_z a été précise.

Pour mettre en évidence expérimentalement ce squeezing conditionné par la mesure, il faut réaliser l'expérience plusieurs fois, chaque réalisation comportant *deux* mesures. La première projette le spin dans un état tel que la valeur de p est bien déterminée : sa variance vaut alors $\frac{1}{1+\kappa_V^2} < 1$. Cela peut être vérifié en envoyant un second pulse dont le résultat *mes2* doit être le même que pour le premier pulse (*mes1*). Si ces deux mesures successives sont corrélées quantiquement, le spin a bien été squeezé. Plus précisément, la variance de p après la mesure peut être déduite expérimentalement de l'ensemble des mesures en calculant la variance de la deuxième mesure conditionnée par la première, corrigée du bruit propre de la lumière :

$$V[p^{out}|s_y^{out}] = \frac{V(mes2 - a \times mes1) - V(s_y^{in})}{V(mes1) - V(s_y^{in})}$$

où le coefficient de corrélation $a = \frac{mes2 \times mes1}{mes1^2}$ entre les séries de mesures *mes2* et *mes1* doit préalablement être calculé ².

Remarquons enfin que le squeezing induit par la mesure permet effectivement de réduire la variance d'une composante du spin, mais autour d'une valeur arbitraire non déterminable à l'avance. En d'autres termes, on obtient par la méthode ci-dessus un spin dans état squeezé, mais pas dans un état du type "vide squeezé". Un état du type vide squeezé est plus intéressant : non seulement il est bien déterminé, mais il permet ensuite de produire des états de fonction de Wigner négative par retournement d'un spin. Pour obtenir un tel état, il faut combiner une mesure QND avec une rétroaction classique par un champ magnétique statique [Geremia *et al.*, 2004] permettant de ramener la valeur moyenne du spin à 0.

²Dans la référence [Geremia *et al.*, 2004], la quantité $V(mes2 - mes1)/V(mes1)$ est donnée comme correspondant à $(\Delta F_z)^2$, ce qui est erroné, et conduit les auteurs à conclure que $\Delta F_y \Delta F_z = 2$, alors que leurs données donnent en fait $\Delta F_y \Delta F_z = 1$

C Mesure QND d'alignement atomique

Tournons-nous maintenant vers le cas général pour lequel la polarisabilité tensorielle n'est plus négligeable devant la polarisabilité vectorielle. Parmi les 9 opérateurs tensoriels irréductibles décrivant le niveau fondamental de moment angulaire $F = 1$, nous limiterons aux trois suivants : T_0^1 , $T_2^2 + T_{-2}^2$ et $T_2^2 - T_{-2}^2$. En effet, nous verrons qu'ils constituent un ensemble fermé vis à vis de l'évolution sous \hat{H}_{int} , et qu'il est possible de réduire les fluctuations intrinsèques de $T_2^2 + T_{-2}^2$ ou $T_2^2 - T_{-2}^2$. T_0^1 est proportionnel à F_z et est associé à la cohérence entre sous-niveaux Zeeman tels que $|\Delta m_F| = 1$, tandis que $T_2^2 + T_{-2}^2$ ou $T_2^2 - T_{-2}^2$ sont associés à la cohérence entre sous-niveaux Zeeman tels que $|\Delta m_F| = 2$. Dans la base de quantification d'axe z , l'expression de ces opérateurs est :

$$T_0^1 = \sqrt{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}_z, \quad T_2^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}_z, \quad T_{-2}^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}_z$$

Leur évolution sous H_{int} est donnée par :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} T_0^1 \\ (T_2^2 + T_{-2}^2) / \sqrt{2} \\ (T_2^2 - T_{-2}^2) / (i\sqrt{2}) \end{bmatrix} = \sum_{F'} \frac{\sigma_{F'} \Gamma}{4A\Delta_{F'}} \begin{bmatrix} 0 & -\alpha_T^{F'} S_y / 2 & \alpha_T^{F'} S_x / 2 \\ \alpha_T^{F'} S_y / 2 & 0 & -\alpha_V^{F'} S_z \\ -\alpha_T^{F'} S_x / 2 & \alpha_V^{F'} S_z & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} T_0^1 \\ (T_2^2 + T_{-2}^2) / \sqrt{2} \\ (T_2^2 - T_{-2}^2) / (i\sqrt{2}) \end{bmatrix} \quad (4.32)$$

tandis que pour le champ on obtient :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \sum_{F'} \frac{\sigma_{F'} \Gamma}{4A\Delta_{F'}} \begin{bmatrix} 0 & -\sqrt{2} \alpha_V^{F'} T_0^1 & \frac{\alpha_T^{F'} T_2^2 - T_{-2}^2}{\sqrt{2} i\sqrt{2}} \\ \sqrt{2} \alpha_V^{F'} T_0^1 & 0 & -\frac{\alpha_T^{F'} T_2^2 + T_{-2}^2}{\sqrt{2} \sqrt{2}} \\ -\frac{\alpha_T^{F'} T_2^2 - T_{-2}^2}{\sqrt{2} i\sqrt{2}} & \frac{\alpha_T^{F'} T_2^2 + T_{-2}^2}{\sqrt{2} \sqrt{2}} & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} \quad (4.33)$$

Les termes proportionnels à α_V correspondent à des déplacements lumineux pour les atomes, et à des effets d'indice pour le champ (effet Faraday). Les termes proportionnels

à α_T décrivent quant à eux des processus Raman entre les composantes de polarisations orthogonales du champ incident. Ils créent des cohérences atomiques et modifient la polarisation de la sonde.

C.1 Interaction en simple passage

Nous nous tournons maintenant vers la situation symétrique de celle étudiée dans la partie précédente, c'est à dire celle d'un Hamiltonien purement tensoriel au lieu d'être purement vectoriel. En pratique, plusieurs niveaux hyperfins excités F' interviennent, et il est possible de choisir le désaccord de sorte que les contributions vectorielles s'annulent, c'est à dire que $\sum_{F'} \sigma_{F'} \alpha_V^{F'} \frac{\Gamma}{\Delta_{F'}} \simeq 0$. En d'autres termes, le désaccord est choisi de façon à ce que les déplacements lumineux associés aux différentes transitions se compensent.

Nous considérons un ensemble d'atomes préparés dans le sous-niveau Zeeman $|+1\rangle_z$ par pompage optique. Les observables conjuguées mises en jeu ici sont les composantes transverses de l'alignement atomique $\frac{\mathbf{T}_2^2 + \mathbf{T}_{-2}^2}{\sqrt{2}}$ et $\frac{\mathbf{T}_2^2 - \mathbf{T}_{-2}^2}{i\sqrt{2}}$. Pour le coherent-spin state d'axe z considéré ici, leur valeur moyenne dans l'état initial est nulle. Leur relation de commutation est quant à elle $[\frac{\mathbf{T}_2^2 + \mathbf{T}_{-2}^2}{\sqrt{2}}, \frac{\mathbf{T}_2^2 - \mathbf{T}_{-2}^2}{i\sqrt{2}}] = i\sqrt{2}T_0^1 = iN$ en valeur moyenne. Nous normalisons ces opérateurs comme précédemment : $x = (\mathbf{T}_2^2 + \mathbf{T}_{-2}^2)/\sqrt{N}$ et $p = (\mathbf{T}_2^2 - \mathbf{T}_{-2}^2)/(i\sqrt{N})$. La sonde interagissant avec les atomes est polarisée circulairement et se propage le long de l'axe z (*C.f.* : figure 4.2).

Le mécanisme de couplage atome-champ utilisé est le même dans les mémoires atomiques avec des atomes à trois niveaux en Λ . Nous nous intéressons ici à d'autres situations, qui permettent de réaliser des mesures QND. Le couplage atome-champ par effet Raman en régime pulsé et son application aux mémoires seront traités dans une partie suivante de ce chapitre. Le résultat de l'intégration des équations d'évolution couplées 4.32-4.33 est donné dans la référence [Mishina *et al.*, 2007], et est établi au début du chapitre 5. Ces équations étant complexes, nous supposons dans cette partie que le milieu est mince. Elles se simplifient alors pour donner :

$$x^{out} = x^{in} + \kappa_T s_y^{in} \quad (4.34)$$

$$p^{out} = p^{in} - \kappa_T s_x^{in} \quad (4.35)$$

$$s_x^{out} = s_x^{in} + \kappa_T p^{in} \quad (4.36)$$

$$s_y^{out} = s_y^{in} - \kappa_T x^{in} \quad (4.37)$$

où la force du couplage est donnée par

$$\kappa_T = \alpha_T \frac{\sigma \Gamma}{8A\Delta} \sqrt{Nn} \quad (4.38)$$

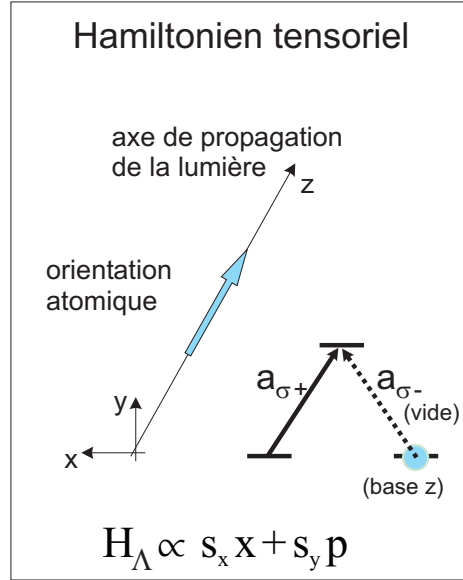


FIG. 4.2 – Géométrie d'une expérience de mesure d'alignement.

et

$$\kappa_T = \sum_{F'} \alpha_T^{F'} \frac{\sigma_{F'} \Gamma}{8A\Delta_{F'}} \sqrt{Nn}$$

dans la cas où plusieurs niveaux excités sont impliqués. Nous supposons ici que la valeur de valeur de κ_T reste modérée (milieu mince). L'orientation et la polarisation moyennes F_z et S_z restent constantes au cours de l'interaction, dans la mesure où $\langle S_{x,y} \rangle \ll \langle S_z \rangle$

Les relations 4.34-4.37 correspondent à une sonde de polarisation σ_+ . Pour une sonde de polarisation σ_- , il faut remplacer κ_T par $-\kappa_T$ dans les équations 4.36-4.37. Si l'orientation moyenne vaut $\langle F_z \rangle = -N$ et non plus $\langle F_z \rangle = N$, il faut remplacer κ_T par $-\kappa_T$ dans les équations 4.34 et 4.35.

Cette configuration ne permet manifestement pas de réaliser une mesure QND, puisque les deux composantes de l'alignement sont modifiées par le champ, et vice-versa. Cela vient de la forme de l'Hamiltonien effectif $H_{\Lambda} \propto s_x x + s_y p$ qui met en jeu deux quadratures, à la différence de l'Hamiltonien vectoriel précédent $H_X \propto s_z x$. De plus il n'existe pas d'observable $\alpha x + \beta p$ laissée inchangée par l'interaction (il n'existe pas de base dans laquelle le Hamiltonien puisse prendre la forme $\hat{X}_{spin} \hat{X}_{sonde}$).

Il est cependant possible de réaliser une mesure QND d'alignement atomique en utilisant deux ensembles atomiques a et b (ou un même ensemble traversé deux fois par la sonde, successivement) dont les orientations moyennes \mathbf{F}_z^a et \mathbf{F}_z^b sont opposées. Le Hamiltonien prend alors la forme $H_{int} \propto (x_a + x_b)s_x + (p_a + p_b)s_y$ avec $[x_a + x_b, p_a + p_b] =$

0 au lieu de $[x, p] = 2i$. Comme cela sera détaillé dans la section suivante, cette situation permet de rétablir le caractère QND de l'interaction. L'interprétation physique de ce processus est que les deux quadratures du champ sont écrites sur chacun des ensembles atomiques. Mais, les orientations des deux ensembles étant opposées, ces contributions se compensent et les composantes transverses du spin total $\vec{F}_a + \vec{F}_b$ restent inchangées. L'état des deux composantes de l'alignement est en revanche toujours transféré au champ, permettant ultérieurement de les mesurer.

C.2 Interaction en double passage.

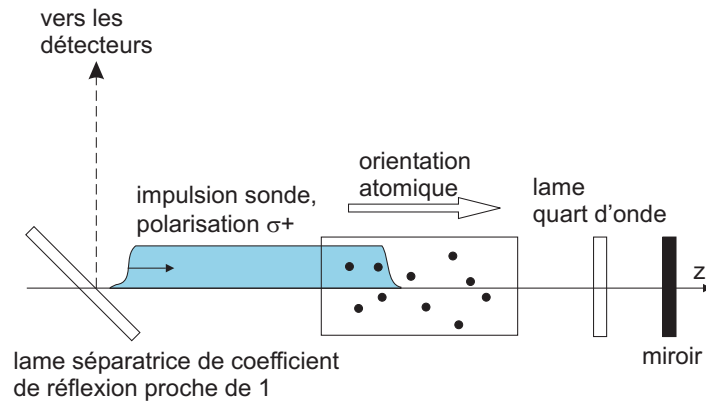


FIG. 4.3 – Schéma de la configuration en double passage proposée pour réaliser une mesure QND d'alignement atomique.

Nous considérons tout d'abord la géométrie en double passage représentée figure 4.3. Une lame quart d'onde est insérée entre la cellule et le miroir, son axe neutre aligné le long de l'axe x . Nous supposons que la même impulsion traverse *successivement* la cellule dans un sens puis dans l'autre, sans se superposer à elle-même. Cette situation est différente de celle décrite dans les articles [Takeuchi *et al.*, 2005, Sherson et Mølmer, 2006] dans laquelle l'impulsion interagit avec elle-même dans le milieu atomique, ce couplage non-linéaire réduisant les fluctuations du spin (sans être conditionné par une mesure ultérieure). Remarquons que l'idée d'un double passage a été proposée dans [Muschik *et al.*, 2006] pour réaliser une mémoire quantique ou générer du squeezing. Dans cet article, le deuxième passage sert à coupler une deuxième quadrature du champ avec les atomes. Notre situation est là encore assez différente, puisque les deux quadratures du champ sont directement couplées aux atomes. Cependant, du fait de la forme $s_x x + s_y p$ de l'Hamiltonien, il faut, pour réaliser une

mesure QND, compenser des termes de précession supplémentaires, ce qui obtenu par un double passage.

Entre l'aller et le retour, la polarisation de la sonde est transformée selon :

$$S'_x = S_x, \quad S'_y = S_y, \quad S'_z = S_z$$

où la base choisie pour le trajet retour est $(\vec{x}', \vec{y}', \vec{z}')$ avec $\vec{x}' = \vec{x}$, $\vec{y}' = -\vec{y}$ et $\vec{z}' = -\vec{z}$ (Pour une réflexion sur un miroir, on aurait eu : $S'_x = S_x$, $S'_y = -S_y$, $S'_z = -S_z$). Par ce changement de base, les variables atomiques sont transformées selon

$$(T_0^1)' = -T_0^1, \quad (T_2^2 + T_{-2}^2)' = T_2^2 + T_{-2}^2, \quad (T_2^2 - T_{-2}^2)' = -(T_2^2 - T_{-2}^2)$$

En combinant ces transformations avec les relations d'entrée-sortie en simple passage (4.34-4.37), on obtient pour l'aller-retour, à l'ordre 1 en κ_T :

$$x^{out'} = x^{in} \tag{4.39}$$

$$p^{out'} = -p^{in} + 2\kappa_T s_x^{in} \tag{4.40}$$

$$s_x^{out'} = s_x^{in} \tag{4.41}$$

$$s_y^{out'} = s_y^{in} - 2\kappa_T x^{in} \tag{4.42}$$

La mesure de $s_y^{out'}$ projette $x^{out'}$ sur un état de variance réduite

$$V[x^{out'} | s_y^{out'}] = 1 - 4\kappa_T^2$$

De même, la mesure de $s_x^{out'}$ projette $p^{out'}$ sur un état de variance réduite

$$V[p^{out'} | s_x^{out'}] = 1 - 4\kappa_T^2$$

La démonstration de ce résultat nécessite un calcul plus détaillé des variances conditionnelles incluant les termes d'ordre 2 en κ dans les relations d'entrée-sortie. Il est mené dans l'annexe D.

La mesure de x effectuée de cette manière n'est exactement QND que pour des valeurs de κ_T petites devant 1, ce qui limite le squeezing correspondant. La compression des fluctuations d'alignement induites par ces mesures est néanmoins significative : pour une valeur modérée $\kappa_T = 1/3$, ces variances sont réduites de 50% par rapport à leur valeur pour un état cohérent (squeezing de -3 dB). Une mesure parfaitement QND de x et d'une précision arbitraire (menant donc à un squeezing arbitrairement élevé) peut être réalisée en principe en multipliant le nombre de passages dans la cellule, de manière analogue au double passage qui vient d'être discuté.

Nous avons traité le cas d'une impulsion interagissant avec un ensemble atomique, successivement à l'aller puis au retour, sans se superposer à elle même. Cette condition pouvant être restrictive d'un point de vue expérimental, nous allons maintenant étudier une configuration permettant, en simple passage, de réaliser des mesures QND d'alignement.

C.3 Interaction avec deux ensembles atomiques

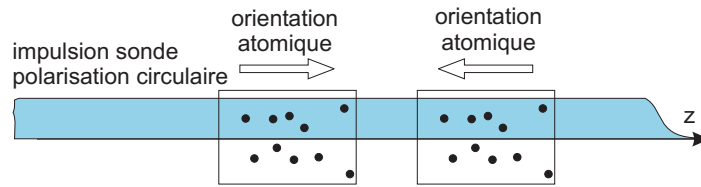


FIG. 4.4 – Schéma proposé pour réaliser une mesure QND d'alignement avec deux ensembles atomiques.

Nous traitons maintenant le cas d'une impulsion traversant deux ensembles atomiques distincts a et b dont les orientations atomiques moyennes $\langle F_z^a \rangle = N$ et $\langle F_z^b \rangle = -N$ sont opposées (voir figure 4.4). L'impulsion sonde qui traverse les deux cellules est polarisée circulairement (σ_+). Comme nous allons le montrer, la mesure des opérateurs de Stokes associés à l'impulsion sortante permet d'intriquer les composantes de l'alignement de l'ensemble a avec celles de l'ensemble b . L'état du système après l'interaction, à l'ordre 1 en κ_T est donné par les équations suivantes :

$$(x_a + x_b)^{out} = (x_a + x_b)^{in} \quad (4.43)$$

$$(p_a + p_b)^{out} = (p_a + p_b)^{in} \quad (4.44)$$

$$s_x^{out} = s_x^{in} + \kappa_T (p_a + p_b)^{in} \quad (4.45)$$

$$s_y^{out} = s_y^{in} - \kappa_T (x_a + x_b)^{in} \quad (4.46)$$

Comme précédemment, la mesure de s_y^{out} réduit la variance de $x_a + x_b$. Celle-ci, égale à deux dans l'état initial, vaut $2 - 4\kappa_T^2$ après la mesure. Remarquons que $[x_a + x_b, p_a + p_b] = i(F_{za} + F_{zb})2/N = 0$, puisque les deux ensembles ont des orientations opposées. Il est donc possible de réduire non seulement la variance de $x_a + x_b$, mais également celle de $p_a + p_b$. L'équation 4.45 montre qu'en envoyant une deuxième impulsion sonde dont on mesure la composante s_x^{out} en sortie, au lieu de s_y^{out} , on réduit les fluctuations quantiques de $p_a + p_b$. Le degrés d'intrication obtenue par cette méthode

est

$$\Delta_{EPR} = \Delta^2(x_a + x_b) + \Delta^2(p_a + p_b) = 4(1 - 2\kappa_T^2) < 4$$

Finalement, une mesure quantique non destructive efficace d'alignement peut donc être réalisée grâce à cet agencement simple, laissant les alignements des deux ensembles atomiques intriqués, sans pour autant avoir eut à utiliser une source de lumière non-classique. Cette configuration présente certaines analogies avec celle utilisée dans l'équipe de E. Polzik pour intriquer l'orientation atomique de deux ensembles atomiques, même si les opérateurs mesurés sont de natures différentes. La mesure de l'*orientation* d'un seul ensemble, par l'intermédiaire d'un couplage vectoriel, est QND. Cependant, pour s'affranchir du bruit technique élevé à basse fréquence, il est souhaitable d'appliquer un champ magnétique perpendiculaire au faisceau. Cela détruit le caractère QND de l'interaction (le champ magnétique couple F_z à son observable conjuguée F_y , qui a été perturbée, à cause de la mesure de F_z). Dans les expériences décrites dans [Julsgaard *et al.*, 2004a], celui-ci est rétabli en utilisant deux ensembles placés dans les champs magnétiques opposés.

Nous discutons maintenant les principaux aspects pratiques relatifs aux mesures d'alignement proposées dans cette section.

D Bruit associé à l'émission spontanée et aspects pratiques

D.1 Cas d'une polarisabilité vectorielle non nulle, mesures à fréquence non nulle

Nous avons supposé jusqu'ici la polarisabilité vectorielle α_V nulle, ce qui implique que la fréquence du laser est choisie de sorte que $\sum_{F'} \sigma_{F'} \alpha_V^{F'} \frac{\Gamma}{\Delta_{F'}} = 0$. Cette contrainte ne peut pas toujours être satisfaite, en particulier dans le cas d'une vapeur à température ambiante³. Comment les conclusions précédentes sont-elles modifiées si $\alpha_V \neq 0$?

En simple passage, au premier ordre en κ_V, κ_T , l'intégration des relations (4.32-4.33)

³Pour lequel il faut satisfaire $\sum_{F'} \sigma_{F'} \alpha_V^{F'} \int_{Doppler} df \frac{\Gamma}{\Delta_{F'} + f} P(f) = 0$.

conduit à :

$$x^{out} = x^{in} + \kappa_T s_y^{in} - \kappa_V \sqrt{2n/N} p^{in} \quad (4.47)$$

$$p^{out} = p^{in} - \kappa_T s_x^{in} + \kappa_V \sqrt{2n/N} x^{in} \quad (4.48)$$

$$s_x^{out} = s_x^{in} + \kappa_T p^{in} - \kappa_V \sqrt{2N/n} s_y^{in} \quad (4.49)$$

$$s_y^{out} = s_y^{in} - \kappa_T x^{in} + \kappa_V \sqrt{2N/n} s_x^{in} \quad (4.50)$$

Pour la géométrie en double passage de la section C.3, les contributions vectorielles s'annulent lors de l'aller-retour et les équations (4.39-4.42) restent inchangées. Ce n'est plus le cas pour la configuration à deux cellules : pour le champ, les contributions vectorielles s'annulent (les deux effets Faraday se compensent), mais pas pour les atomes (les déplacements lumineux sont identiques). Ces déplacements lumineux peuvent néanmoins être compensés en appliquant un champ magnétique orienté le long de l'axe de propagation z , décalant l'énergie les sous-niveaux Zeeman de $\hbar\Omega_L = \mu B_z = -\frac{\sigma\Gamma}{8A\Delta}\alpha_V S_z$ (μ est le moment magnétique dans le niveau fondamental et B_z la valeur du champ magnétique). Les géométries proposées pour réaliser une mesure QND d'alignement peuvent donc être utilisées même dans le cas d'une polarisabilité vectorielle non nulle, laissant une grande liberté sur le choix de la fréquence de la sonde.

Un autre problème pratique à considérer est celui de la mesure des opérateurs de Stokes. Le bruit technique n'est en général négligeable devant les fluctuations quantiques de la lumière que pour les composantes à haute fréquence de ces fluctuations (typiquement au dessus de 0.1-1 MHz). Il est donc important de se demander si les configurations proposées peuvent être étendues au cas de mesures à fréquence non-nulle. Pour la configuration à deux cellules, cela peut effectivement être réalisé en appliquant un champ magnétique constant d'axe z . La précession de Larmor couple alors X et P :

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= \frac{\kappa_T}{L} S_y + 2\Omega_L P \\ \frac{dP}{dt} &= -\frac{\kappa_T}{L} S_x - 2\Omega_L X \\ \frac{dS_x}{dz} &= \frac{\kappa_T}{\tau} P \\ \frac{dS_y}{dz} &= -\frac{\kappa_T}{\tau} X \end{aligned}$$

Les composantes X et P de l'alignement évoluent avec une pulsation $2\Omega_L$ car elles sont associées aux cohérences entre sous-niveaux Zeeman tels que $|\Delta m_F| = 2$. Dans le

référentiel tournant à $2\Omega_L$ défini par

$$\begin{aligned} X_{2\Omega_L} &= X \cos(2\Omega_L t) + P \sin(2\Omega_L t) \\ P_{2\Omega_L} &= P \cos(2\Omega_L t) - X \sin(2\Omega_L t) \\ (S_x)_{2\Omega_L} &= S_x \cos(2\Omega_L t) + S_y \sin(2\Omega_L t) \\ (S_y)_{2\Omega_L} &= S_x \sin(2\Omega_L t) - S_y \cos(2\Omega_L t) \end{aligned}$$

les dynamiques de X et P restent néanmoins indépendantes :

$$\begin{aligned} \frac{dX_{2\Omega_L}}{dt} &= \frac{\kappa_T}{L} (S_y)_{2\Omega_L} \\ \frac{dP_{2\Omega_L}}{dt} &= -\frac{\kappa_T}{L} (S_x)_{2\Omega_L} \\ \frac{d(S_x)_{2\Omega_L}}{dz} &= \frac{\kappa_T}{\tau} P_{2\Omega_L} \\ \frac{d(S_y)_{2\Omega_L}}{dz} &= -\frac{\kappa_T}{\tau} X_{2\Omega_L} \end{aligned}$$

La dynamique de $\{X_{2\Omega_L}, P_{2\Omega_L}, (S_x)_{2\Omega_L}, (S_y)_{2\Omega_L}\}$ est donc parfaitement semblable à celle de $\{X, P, S_x, S_y\}$ en l'absence de champ magnétique.

Pour la configuration à deux cellules il est donc possible, de manière tout à fait similaire, de réaliser une mesure QND de $x_{2\Omega}$ et $p_{2\Omega}$ par l'intermédiaire des composantes de S_x et S_y de pulsation $2\Omega_L$, et ainsi de s'affranchir des composantes à basse fréquence du bruit technique.

Cette technique ne peut en revanche pas être utilisée dans le cas d'un aller-retour dans une même cellule, à moins de retourner le sens du champ magnétique entre l'aller et le retour, ce qui n'est pas très réaliste d'un point de vue expérimental.

Avant de discuter sur un exemple pratique les valeurs prévues pour le squeezing, il est important de calculer la contribution de l'émission spontanée aux signaux mesurés.

D.2 Bruit associé à l'émission spontanée

L'influence de l'émission spontanée a jusqu'ici été négligée, le désaccord Δ entre le laser et les transitions atomiques étant supposé suffisamment grand devant la largeur naturelle Γ des niveaux excités. Ce phénomène ajoute des fluctuations parasites aux variables du champ et des atomes. Ces fluctuations supplémentaires limitent le squeezing qui peut être obtenu et doivent donc être soigneusement calculées. La relaxation des observables associées aux niveaux fondamentaux génère également un bruit supplémentaire. Mais si leur taux de relaxation γ_O est suffisamment faible par rapport au

taux de pompage optique ε_a/τ (ε_a est défini précisément un peu plus loin, et τ est la durée de l'impulsion), ce bruit supplémentaire est négligeable par rapport à celui de l'émission spontanée (*C.f.* : équations (4.9-4.12) et (4.32) de la thèse [Dantan, 2005]), aussi, nous ne le prendrons en compte.

Pour simplifier ce calcul, nous considérons les transitions $F = 1 \rightarrow F' = 0, 1$. Comme précédemment, les atomes sont orientés le long de l'axe z . Nous avons jusqu'ici développé les calculs à partir d'un Hamiltonien effectif permettant d'explorer plus efficacement la dynamique un peu compliquée du système. Une configuration propice ayant ainsi été identifiée, nous utilisons maintenant les équations de Heisenberg-Langevin ⁴ et le théorème de régression quantique [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1988] pour calculer le bruit associé à l'émission spontanée. Le résultat de ce calcul un peu long est résumé par les équations (4.79-??) données plus loin.

Nous ne développons le calcul que pour l'opérateur de Stokes S_x , et dans le cas d'une transition $F = 1 \rightarrow F' = 1$. Le calcul des relations d'entrée-sortie pour les autres observables, ou pour une transition $F = 1 \rightarrow F' = 0$, est similaire.

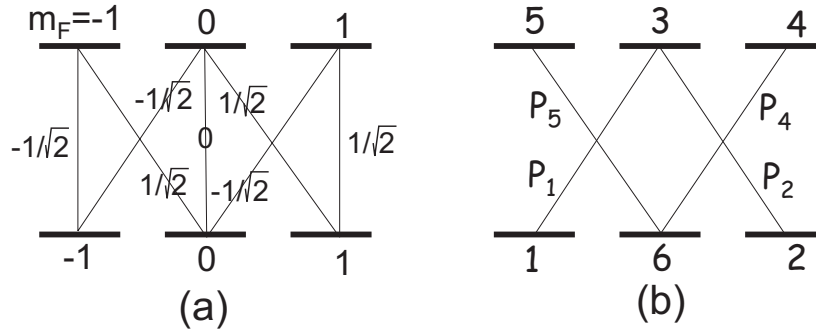


FIG. 4.5 – (a) : coefficients de Clebsch-Gordan pour une transition $F = 1 \rightarrow F' = 1$. (b) : définition des notations utilisées pour repérer les niveaux.

La population du niveau i est notée Π_i , et les cohérences entre niveaux sont notées :

$$P_{1,2} = e^{i\omega_L t} |1, 2 \rangle \langle 3|, \quad P_{4,5} = e^{i\omega_L t} |6 \rangle \langle 4, 5|$$

$$P_r = |2 \rangle \langle 1| \quad \text{et} \quad P_e = |4 \rangle \langle 5|$$

où l'on est passé dans le référentiel tournant à la fréquence du laser pour les cohérences optiques. Les équations de Heisenberg-Langevin pour ce système atomique sont :

⁴Ces équations, après élimination adiabatique des populations et cohérences associées aux niveaux excités sont équivalentes à celle déduites du Hamiltonien effectif utilisé, à condition de conserver les termes anti-hermitiques de celui-ci, et de lui ajouter, en plus des termes vectoriels et tensoriels, une contribution scalaire $\propto S_o N$.

$$\dot{P}_1 = -(\gamma - i\Delta)P_1 - igA_1(\Pi_1 - \Pi_3) + igA_2Pr^\dagger + F_{13} \quad (4.51)$$

$$\dot{P}_2 = -(\gamma - i\Delta)P_2 - igA_2(\Pi_2 - \Pi_3) + igA_1Pr + F_{23} \quad (4.52)$$

$$\dot{P}_4 = -(\gamma - i\Delta)P_4 - igA_1(\Pi_6 - \Pi_4) + igA_2Pe^\dagger + F_{64} \quad (4.53)$$

$$\dot{P}_5 = -(\gamma - i\Delta)P_5 + igA_2(\Pi_6 - \Pi_5) + igA_1Pe + F_{65} \quad (4.54)$$

$$\dot{\Pi}_1 = \gamma\Pi_3 + \gamma\Pi_5 - ig(A_1^\dagger P_1 - A_1 P_1^\dagger) + F_{11} \quad (4.55)$$

$$\dot{\Pi}_2 = \gamma\Pi_3 + \gamma\Pi_4 + ig(A_2^\dagger P_2 - A_2 P_2^\dagger) + F_{22} \quad (4.56)$$

$$\dot{\Pi}_3 = -2\gamma\Pi_3 + ig(A_1^\dagger P_1 - A_1 P_1^\dagger - A_2^\dagger P_2 + A_2 P_2^\dagger) + F_{33} \quad (4.57)$$

$$\dot{\Pi}_4 = -2\gamma\Pi_4 + ig(A_1^\dagger P_4 - A_1 P_4^\dagger) + F_{44} \quad (4.58)$$

$$\dot{\Pi}_5 = -2\gamma\Pi_5 - ig(A_2^\dagger P_5 - A_2 P_5^\dagger) + F_{55} \quad (4.59)$$

$$\dot{\Pi}_6 = \gamma\Pi_4 + \gamma\Pi_5 + ig(A_2^\dagger P_5 - A_2 P_5^\dagger - A_1^\dagger P_4 + A_1 P_4^\dagger) + F_{66} \quad (4.60)$$

$$\dot{P}_r = -igA_1^\dagger P_2 - igA_2 P_1^\dagger + F_{21} \quad (4.61)$$

$$\dot{P}_e = -2\gamma P_e + igA_1^\dagger P_5 + igA_2 P_4^\dagger + F_{45} \quad (4.62)$$

Le champ est décrit dans la base de polarisation $\{\sigma_+, \sigma_-\}$ par les opérateurs A_1 et A_2 . Ces opérateurs sont définis par $E(t) = \mathcal{E}_0(Ae^{-i\omega t} + A^\dagger e^{i\omega t})$ et $\mathcal{E}_0 = \sqrt{\hbar\omega/2\epsilon_0 A c}$, où ω est la pulsation du laser et A la section du faisceau. La constante de couplage g est donc donnée par $g = \mathcal{E}_0 d/\hbar$, où d est le dipole électrique de la transition considérée.

On en déduit $g^2 = \frac{\gamma}{2} \frac{3\lambda^2}{2\pi A} \frac{1}{2}$ où 2γ est le taux de relaxation des populations des niveaux excités (au lieu de $\frac{\gamma}{2} \frac{3\lambda^2}{2\pi A}$ pour un atome à deux niveaux). $\Delta = \omega_{laser} - \omega_{transition}$ est le désaccord entre le laser et les transitions atomiques.

Les cohérences et populations associées aux niveaux excités évoluant beaucoup plus vite que celles associées aux niveaux fondamentaux, elles peuvent être éliminées adiabatiquement :

$$P_1 = \frac{1}{\gamma - i\Delta} (igA_2 P_r^\dagger - igA_1 \Pi_1 + F_{13}) \quad (4.63)$$

$$P_2 = \frac{1}{\gamma - i\Delta} (-igA_1 P_r + igA_2 \Pi_2 + F_{23}) \quad (4.64)$$

$$P_4 = \frac{1}{\gamma - i\Delta} (-igA_1 \Pi_6 + F_{64}) \quad (4.65)$$

$$P_5 = \frac{1}{\gamma - i\Delta} (igA_2 \Pi_6 + F_{65}) \quad (4.66)$$

où l'on a, dans l'équation 4.65 par exemple, négligé gA_1P_e devant ΔP_5 car $\Omega^2/(\gamma\Delta) \ll 1$. Les opérateurs du champ après interaction sont donnés par :

$$A_1^{out} = A_1^{in} - ig(\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_4), \text{ et } A_2^{out} = A_2^{in} + ig(\mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_5)$$

Les expressions des opérateurs de Stokes et des opérateurs tensoriels décrivant l'état atomique dans les niveaux fondamentaux sont :

$$S_x = -(A_1^\dagger A_2 + A_2^\dagger A_1), \quad S_y = i(A_1^\dagger A_2 - A_2^\dagger A_1), \quad S_z = A_1^\dagger A_1 - A_2^\dagger A_2$$

et

$$T_0^1 = \frac{\Pi_2 - \Pi_1}{\sqrt{2}}, \quad T_2^2 + T_{-2}^2 = P_r + P_r^\dagger, \quad T_2^2 - T_{-2}^2 = P_r - P_r^\dagger$$

A partir des expressions de $P_{1,4}$ données ci-dessus, on déduit, pour S_x :

$$\begin{aligned} S_x^{out} &= S_x^{in} + \frac{\kappa}{\sqrt{nN}} (S_y^{in} N - iS_z^{in} (\mathbf{T}_2^2 - \mathbf{T}_{-2}^2)) \\ &- \frac{\kappa\gamma}{\sqrt{nN}\Delta} (S_x^{in} N + S_0^{in} (\mathbf{T}_2^2 + \mathbf{T}_{-2}^2) + S_x^{in} \mathbf{\Pi}_6) + \text{Bruit} \end{aligned} \quad (4.67)$$

où l'on a substitué $\kappa_T \equiv \kappa_1$ à $\frac{g^2}{\Delta} \sqrt{nN}$ ⁵. Les contributions des forces de Langevin sont regroupées dans le terme *Bruit*. En intégrant sur la durée de l'impulsion, et après avoir normalisé les opérateurs pour qu'ils aient une variance de 1 pour des états cohérents (*C.f.* paragraphe C.1 du chapitre 4), on obtient :

$$s_x^{out} = s_x^{in} \left(1 - \frac{\varepsilon_p}{2}\right) + \kappa_1 p^{in} + \kappa_1 \sqrt{\frac{N}{n}} s_y^{in} - \frac{\gamma}{\Delta} \kappa_1 x^{in} - \frac{\gamma}{\Delta} \kappa_1 s_x^{in} \frac{\mathbf{\Pi}_6}{\sqrt{nN}} + \text{bruit}$$

Les atomes sont initialement pompés dans le niveau 2, donc $\frac{\mathbf{\Pi}_6}{\sqrt{nN}} \ll 1$, et le terme $\frac{\gamma}{\Delta} \kappa_1 s_x^{in} \frac{\mathbf{\Pi}_6}{\sqrt{nN}}$ est négligeable devant $\frac{\gamma}{\Delta} \kappa_1 x^{in}$. Calculons maintenant la variance du *bruit* ajouté par émission spontanée.

$$\text{bruit} = -\frac{g}{\Delta\sqrt{n}} \int_{pulse} dt \left(A_2 F_{13}^\dagger + A_2 F_{64}^\dagger - A_1^\dagger F_{23} - A_1^\dagger F_{65} + h.c \right) \quad (4.68)$$

h.c désigne le conjugué hermitique. L'expression de la variance du *bruit*, en ne gardant que les termes non nuls, est :

$$\langle \text{bruit bruit} \rangle = \frac{g^2}{n\Delta^2} \int \int dt dt' A_1^\dagger(t) A_1(t') \left(\langle F_{23} F_{23}^\dagger \rangle + \langle F_{65} F_{65}^\dagger \rangle \right) \quad (4.69)$$

⁵Pour une transition $F = 1 \rightarrow F' = 1$, $\alpha_T = 3/2$ et $\sigma = 2/3\sigma_{2\text{niveaux}}$, donc $g^2 = \frac{\kappa_T \Delta}{\sqrt{nN}}$.

$$\langle F_{23}F_{23}^\dagger \rangle = 2D_{2323}\delta(t-t')$$

avec

$$2D_{2323} = -\langle \mathcal{D}(P_2)P_2^\dagger \rangle - \langle P_2\mathcal{D}(P_2^\dagger) \rangle$$

d'après le théorème de regression quantique [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1988]. La dérive $\mathcal{D}(P_2)$ de P_2 est donnée par l'équation 4.52. Les seuls termes non nuls de $\langle \mathcal{D}(P_2)P_2^\dagger + P_2\mathcal{D}(P_2^\dagger) \rangle$ sont

$$-2\gamma|2\rangle\langle 3|3\rangle\langle 2| = -2\gamma\Pi_2, \text{ et } ig(A_2|3\rangle\langle 3|3\rangle\langle 2| - A_2^\dagger|2\rangle\langle 3|3\rangle\langle 3|)$$

dont la valeur moyenne $\gamma\Pi_3 + \gamma\Pi_4$ est déduite de l'équation d'évolution de Π_2 (Eq. 4.56), en régime stationnaire. Ainsi $2D_{2323} = 2\gamma\Pi_2 + \gamma\Pi_3 + \gamma\Pi_4 = 2\gamma\Pi_2 = 2\gamma N$. On calcule de même $2D_{6565} = 2\gamma\Pi_6 + 2\gamma\Pi_5$, qui, vu l'état initial et la faible saturation des transitions, peut être considéré comme nul. Comme $\int \int dt dt' A_1^\dagger(t)A_1(t')\delta(t-t') = n$ on a finalement

$$\langle \text{bruit bruit} \rangle = \kappa_1 \frac{2\gamma}{\Delta} \sqrt{\frac{N}{n}} = \varepsilon_p$$

On note $\text{bruit} = \sqrt{\varepsilon_p} f_{s_x}$ où la variance de la force de Langevin f_{s_x} vaut 1.

Ainsi, tous calculs faits, on obtient :

$$s_x^{\text{out}} = s_x^{\text{in}} \sqrt{1 - \varepsilon_p} + \kappa_1 p^{\text{in}} + \kappa_1 \sqrt{\frac{N}{n}} s_y^{\text{in}} - \frac{\gamma}{\Delta} \kappa_1 x^{\text{in}} + \sqrt{\varepsilon_p} f_{s_x} \quad (4.70)$$

Le calcul des relations d'entrée-sortie pour les autres observables est similaire. Elles sont résumées par les équations ci-dessous :

$$x^{\text{out}} = x^{\text{in}} \sqrt{1 - \varepsilon_{at}} + \sqrt{\varepsilon_{at}} f_x + \kappa_1 s_y^{\text{in}} + \kappa_1 \sqrt{\frac{n}{N}} p^{\text{in}} + \frac{\gamma}{\sqrt{2}\Delta} \kappa_1 s_x^{\text{in}} \quad (4.71)$$

$$p^{\text{out}} = p^{\text{in}} \sqrt{1 - \varepsilon_{at}} + \sqrt{\varepsilon_{at}} f_p - \kappa_1 s_x^{\text{in}} - \kappa_1 \sqrt{\frac{n}{N}} x^{\text{in}} + \frac{\gamma}{\sqrt{2}\Delta} \kappa_1 s_y^{\text{in}} \quad (4.72)$$

$$s_x^{\text{out}} = s_x^{\text{in}} \sqrt{1 - \varepsilon_{ph}} + \sqrt{\varepsilon_{ph}} f_{s_x} + \kappa_1 p^{\text{in}} + \kappa_1 \sqrt{\frac{n}{N}} s_y^{\text{in}} + \frac{\gamma}{\Delta} \kappa_1 x^{\text{in}} \quad (4.73)$$

$$s_y^{\text{out}} = s_y^{\text{in}} \sqrt{1 - \varepsilon_{ph}} + \sqrt{\varepsilon_{ph}} f_{s_y} - \kappa_1 x^{\text{in}} - \kappa_1 \sqrt{\frac{n}{N}} s_x^{\text{in}} + \frac{\gamma}{\Delta} \kappa_1 p^{\text{in}} \quad (4.74)$$

où

$$\varepsilon_a = -\frac{\kappa_1 \Gamma}{\Delta} \sqrt{\frac{n}{N}} \text{ et } \varepsilon_p = -\frac{\kappa_1 \Gamma}{\Delta} \sqrt{\frac{N}{n}}$$

$f_{x,p}$ et f_{s_x,s_y} sont des opérateurs de variance 1 (et de valeur moyenne nulle) associés aux modes vides qui, par émission spontanée, se couplent à la sonde et aux atomes.

Pour une transition $1 \rightarrow 1$, on a $\alpha_V = -3/4$, $\alpha_T = 3/2$ et $\kappa_T = -\kappa_V\sqrt{2}$ que nous avons noté κ_1 . Pour la transition $1 \rightarrow 0$, $\alpha_V = -1/2$, $\alpha_T = -1$ et $\kappa_T = \kappa_V\sqrt{2} \equiv \kappa_0$. Par un calcul similaire au précédent, on obtient :

$$x^{out} = x^{in}\sqrt{1-\varepsilon_a} + \sqrt{\varepsilon_a}f_x + \kappa_0s_y^{in} - \kappa_0\sqrt{\frac{n}{N}}p^{in} - \frac{\gamma}{\Delta\sqrt{2}}\kappa_0s_x^{in} \quad (4.75)$$

$$p^{out} = p^{in}\sqrt{1-\varepsilon_a} + \sqrt{\varepsilon_a}f_p - \kappa_0s_x^{in} + \kappa_0\sqrt{\frac{n}{N}}x^{in} - \frac{\gamma}{\Delta\sqrt{2}}\kappa_0s_y^{in} \quad (4.76)$$

$$s_x^{out} = s_x^{in}\sqrt{1-\varepsilon_p} + \sqrt{\varepsilon_p}f_{s_x} + \kappa_0p^{in} - \kappa_0\sqrt{\frac{n}{N}}s_y^{in} - \frac{\gamma}{\Delta}\kappa_0x^{in} \quad (4.77)$$

$$s_y^{out} = s_y^{in}\sqrt{1-\varepsilon_p} + \sqrt{\varepsilon_p}f_{s_y} - \kappa_0x^{in} + \kappa_0\sqrt{\frac{n}{N}}s_x^{in} - \frac{\gamma}{\Delta}\kappa_0p^{in} \quad (4.78)$$

Les contributions des deux niveaux excités doivent maintenant être sommées. En choisissant le désaccord de sorte que $\kappa_0 = \kappa_1 \equiv \kappa/2$, les termes vectoriels s'annulent (le Hamiltonien effectif correspondant est purement tensoriel). Pour cela, il faut choisir le désaccord de sorte que $\frac{\sigma_{1 \rightarrow 0}}{\Delta_0} = -\frac{\sigma_{1 \rightarrow 1}}{\Delta_1} \frac{3}{2}$, où Δ_1 est le désaccord entre la sonde et la transition $1 \rightarrow 1$ et Δ_0 celui entre la sonde et la transition $1 \rightarrow 0$. Les relations d'entrée-sortie s'écrivent alors :

$$x^{out} = x^{in}\sqrt{1-\varepsilon_a} + \sqrt{\varepsilon_a}f_x + \kappa s_y^{in} + \frac{\varepsilon'}{\sqrt{2}}s_x^{in} \quad (4.79)$$

$$p^{out} = p^{in}\sqrt{1-\varepsilon_a} + \sqrt{\varepsilon_a}f_p - \kappa s_x^{in} + \frac{\varepsilon'}{\sqrt{2}}s_y^{in} \quad (4.80)$$

$$s_x^{out} = s_x^{in}\sqrt{1-\varepsilon_p} + \sqrt{\varepsilon_p}f_{s_x} + \kappa p^{in} + \varepsilon' x^{in} \quad (4.81)$$

$$s_y^{out} = s_y^{in}\sqrt{1-\varepsilon_p} + \sqrt{\varepsilon_p}f_{s_y} - \kappa x^{in} + \varepsilon' p^{in} \quad (4.82)$$

où

$$\varepsilon_a = \frac{\kappa\Gamma}{2}\sqrt{\frac{n}{N}}\left(\frac{1}{\Delta_1} - \frac{1}{\Delta_0}\right), \quad \varepsilon_p = \frac{\kappa\Gamma}{2}\sqrt{\frac{N}{n}}\left(\frac{1}{\Delta_1} - \frac{1}{\Delta_0}\right) \quad \text{et} \quad \varepsilon' = -\kappa\frac{\Gamma}{4}\left(\frac{1}{\Delta_1} + \frac{1}{\Delta_0}\right)$$

Le bruit du à l'émission spontanée s'apparente à celui qui s'ajouterait à la traversée d'une lame séparatrice. Ce résultat est semblable à celui obtenu pour un Hamiltonien purement vectoriel [Duan *et al.*, 2000a]. ε_p décrit simplement la diffusion de la sonde

par émission spontanée : le champ de la sonde est atténué d'un facteur $\sqrt{1 - \varepsilon_p}$ et en conséquence les fluctuations d'un mode vide incorrélié lui sont ajoutées, comme à la traversée d'une lame séparatrice de transmission $\sqrt{1 - \varepsilon_p}$. ε_a décrit un processus symétrique pour les atomes : la sonde, à cause de l'émission spontanée, induit un pompage optique des atomes vers un coherent-spin state (équivalent à un mode vide) d'axe z , ce qui est équivalent au mélange de la sonde et d'un mode vide sur une lame séparatrice. A la différence du cas vectoriel, des termes de couplage proportionnels à ε' apparaissent. Ils correspondent également à des processus de pompage optique qui tendent à aligner x et p le long de s_x et s_y . Enfin, la contribution totale de l'émission spontanée est obtenue, pour deux cellules ou en double passage, en multipliant par 2 ε_a , ε_p et ε' dans les équations établies ci-dessus.

D.3 Valeurs expérimentales pour le ^{87}Rb

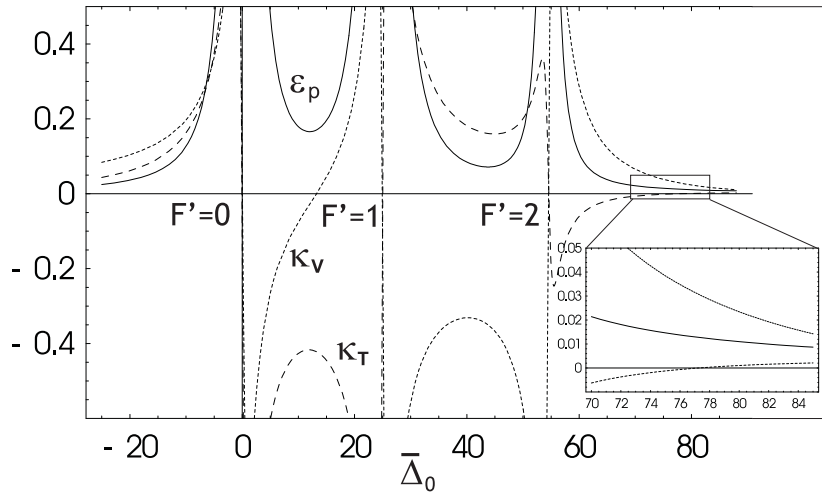


FIG. 4.6 – Constantes κ_V (pointillé) et κ_T (hachuré) associées au couplage vectoriel et tensoriel entre la sonde et les atomes, et amplitude ε_p du bruit ajouté à la sonde par émission spontanée (trait plein), en fonction du désaccord normalisé $\bar{\Delta}_0 = \Delta_0/(\Gamma/2)$ entre la sonde et la transition $F = 1 \rightarrow F' = 0$ de la raie D_2 du ^{87}Rb . La valeur des paramètres expérimentaux est détaillée dans le texte. En insert : détail autour du désaccord tel que le Hamiltonien est purement vectoriel.

Nous discutons maintenant sur un exemple pratique les valeurs prévues pour les constantes de couplage κ_V et κ_T , pour la contribution ε_a de l'émission spontanée, et donc, finalement, pour le squeezing d'alignement qui peut être obtenu. Dans cet exemple nous considérons un ensemble d'atomes froids de ^{87}Rb interagissant sur la raie D_2 avec

la sonde. Les atomes sont initialement préparés dans le sous-niveau hyperfin $F = 1$ du niveau fondamental. La constante de couplage vectorielle κ_V est nulle si la sonde est désaccordée de $\Delta_0 = 40$ MHz ($\overline{\Delta}_0 = 13.2$) dans le bleu de la transition $F = 1 \rightarrow F' = 0$ (32 MHz dans le rouge de la transition $F = 1 \rightarrow F' = 1$), comme cela est illustré figure 4.6. Les valeurs typiques de densité et de volume (10^{11} atomes par cm^3 et 0.5 mm^3) d'un nuage d'atomes froids obtenu dans un piège magnéto-optique (celui-ci étant éteint pendant les expériences) mènent à $N \sim 0.5 \times 10^8$. Une impulsion d'intensité 1 μW durant 0.5 μs contient $n \sim 0.5 \times 10^8$ photons (paramètre de saturation $\sim 10^{-3}$ pour une section $A = 1$ mm^2). Dans ces conditions, les calculs précédents prévoient $\kappa_T \sim -0.4$ et environ -5 dB de squeezing des fluctuations quantiques de $\mathbf{T}_2^2 + \mathbf{T}_{-2}^2$ ou $\mathbf{T}_2^2 - \mathbf{T}_{-2}^2$. Des valeurs plus élevées pour κ_T peuvent être obtenues pour des impulsions sonde plus longues, à condition toutefois qu'elles restent courtes par rapport au temps de relaxation des cohérences Zeeman, ou en utilisant un piège dipolaire pour augmenter l'épaisseur optique [de Echaniz *et al.*, 2005]. Pour ces paramètres, en double passage ou pour la traversée de deux ensembles, $\varepsilon_a = \varepsilon_p = 0.14$ et $\varepsilon' \lesssim 10^{-4}$ (la contribution du niveau hyperfin excité $F' = 2$ est environ 30 fois plus faible que celle des niveau $F' = 0, 1$ et n'est donc pas prise en compte). Le bruit ajouté par émission spontanée ramène alors le squeezing prévu à -4dB (C.f : Eqs 4.79-4.82).

Pour des vapeurs atomiques de température proche de la température ambiante, le désaccord doit être choisi plus grand que la largeur Doppler, pour limiter l'absorption de la sonde. Cela implique, si l'interaction a lieu sur la transition D_2 d'un alcalin, que le désaccord est également grand devant l'écart entre sous-niveaux hyperfins du niveau excité. Comme $\sum_{F'} \sigma_{F'} \alpha_T^{F'} = 0$ pour les alcalins [Kuzmich *et al.*, 1999], cela signifie que $\kappa_T \propto \sum_{F'} \sigma_{F'} \alpha_T^{F'} / \Delta'_F \sim 0$, c'est à dire que le Hamiltonien est presque purement vectoriel, ce qui est peu favorable aux mesures d'alignement.

Il n'en est pas de même lorsque l'élargissement Doppler est faible. Il est dans ce cas possible de réduire le désaccord tout en conservant une absorption faible. Comme cela est illustré figure 4.6, κ_T et κ_V (et donc le squeezing d'alignement et d'orientation) peuvent prendre des valeurs similaires. Pour comparer des valeurs, considérons le cas d'un Hamiltonien purement tensoriel (i.e $\kappa_V = 0$, obtenu pour $\Delta_0 = 40$ MHz, $\overline{\Delta}_0 = 13.2$), puis purement vectoriel (i.e $\kappa_T = 0$, obtenu pour $\Delta_0 = 233$ MHz, $\overline{\Delta}_0 = 77$). Dans le premier cas, pour les paramètres expérimentaux donnés ci-dessus, $\kappa_T = -0.42$, $\kappa_V = 0$ et $\varepsilon_p = \varepsilon_a = 0.14$ tandis que dans le second $\kappa_T = 0$, $\kappa_V = 0.03$ et $\varepsilon_p = \varepsilon_a = 0.01$. Cela illustre que l'idée commune d'une constante de couplage plus grande dans le cas vectoriel que tensoriel n'est pas nécessairement vraie, en particulier pour des atomes froids.

E Conclusion

Ce chapitre est consacré à l'étude du couplage d'un ensemble atomique avec un faisceau sonde désaccordé et saturant peu les transitions optiques. Dans ce cas, les opérateurs de Stokes caractérisant l'état de cette sonde sont couplés à deux catégories d'opérateurs décrivant l'état de l'ensemble atomique. Il s'agit d'une part des opérateurs vectoriels $F_{x,y,z}$ associés à l'orientation des atomes dans leur niveau fondamental, et d'autre part des opérateurs tensoriels d'ordre deux décrivant son alignement. Dans le cas d'un Hamiltonien purement vectoriel, c'est à dire dont les termes tensoriels peuvent être négligés, il est possible de réaliser des mesures quantiques non destructives d'orientation atomique [Duan *et al.*, 2000a] dont nous avons rappelé le principe. Malgré des différences importantes entre la situation vectorielle et tensorielle, il est également possible pour cette dernière de réaliser des mesures QND d'alignement. Pour cela, il faut interagir simultanément avec deux ensembles atomiques, ou avec un seul ensemble, mais en double passage. Le bon rapport signal à bruit de ces mesures permet de les utiliser pour réduire les fluctuations quantiques de l'alignement. Un squeezing conditionnel de -4 dB est prévu pour des paramètres expérimentaux réalistes, et en tenant compte du bruit ajouté par émission spontanée. Remarquons qu'il est aussi possible, en principe, de réduire les fluctuations de l'alignement de manière inconditionnelle par rétro-action, comme cela a été fait pour une orientation atomique [Geremia *et al.*, 2004] ⁶.

De telles mesures d'alignement atomique permettent donc de préparer celui-ci dans un état squeezé, sans avoir recours à un faisceau lumineux dans un état non-classique. Elles ajoutent un outil supplémentaire pour l'étude de l'interface atome-champ en optique quantique, et peuvent se combiner à de nombreux autres protocoles impliquant la manipulation d'un alignement atomique : transfert par E.I.T., génération d'excitations atomiques uniques grâce au protocole DLCZ, etc...

Ces mesures sont basées sur un couplage lumière-matière par effet Raman, dans le cas d'un milieu optiquement mince (ce qui se traduit ici par $\kappa \ll 1$). Le couplage par effet Raman pour un milieu épais ($\kappa \gtrsim 1$) est étudié dans le chapitre suivant.

⁶Dans le cas d'une orientation atomique, il est possible de rétro-agir grâce à un champ magnétique statique, tandis que pour un alignement il faudrait rétro-agir soit optiquement (par effet Raman), soit en utilisant un gradient de champ électrique, ce qui n'est pas très favorable d'un point de vue pratique.

Transfert atomes-champ par effet Raman

Sommaire

A	Equations d'évolution	194
B	Transfert d'un champ squeeze large bande	197
C	Profil temporel	199
D	Efficacité de stockage	203
E	Conclusion	208

Les mécanismes de mesure QND d'alignement atomique proposés dans le chapitre précédant s'appuient sur un couplage par effet Raman entre le faisceau sonde et le moment angulaire de l'ensemble atomique, dans le cas d'un milieu optiquement mince. Ce chapitre est consacré à l'étude théorique du transfert lumière-matière par effet Raman dans le cas d'un milieu optiquement épais, et des performances qui peuvent être attendues d'une telle mémoire atomique pour la lumière. Ce mécanisme de transfert met en jeu un ensemble d'atomes à trois niveaux en Λ et deux champs : un champ de contrôle intense et le champ signal à stocker. L'interaction a lieu pour des désaccords à un photon grands devant la largeur naturelle des niveaux excités, et autour de la résonance à deux photons (*C.f.* : figure 5.1).

Le transfert par effet Raman d'un état non-classique du champ a été étudié en détail dans l'équipe [Dantan *et al.*, 2003, Dantan *et al.*, 2005], dans une régime quasi-continu pour lequel le champ est dans un état stationnaire. Le transfert atomes-champ en régime impulsif a également été abordé [Dantan *et al.*, 2006b], mais dans le cas de la transparence électromagnétique induite et d'une interaction en cavité. La forme exacte d'une impulsion restituée par un ensemble atomique après y avoir été stockée par

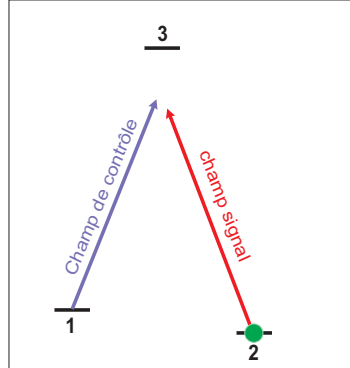


FIG. 5.1 – Configuration atomique pour le stockage par effet Raman.

EIT a été calculée dans le groupe de M. Lukin [Gorshkov *et al.*, 2007], ainsi que le profil temporel permettant, dans une situation donnée, d’optimiser l’efficacité de stockage d’une telle mémoire. Dans cette étude, il est montré que la dynamique du transfert par effet Raman est équivalente à celle du transfert par EIT après une remise en forme : du temps, du champ électrique du signal, et du champ électrique de l’impulsion relue. L’étude des profils temporels et l’optimisation des paramètres y est ensuite réalisée uniquement dans le cas de l’EIT. Pour comprendre plus en détail les caractéristiques du transfert par effet Raman, nous l’étudions ici directement, sur un exemple concret. Nous verrons que le transfert par effet Raman est en fait assez différent du transfert par EIT, bien qu’une analogie formelle puisse être faite entre les deux.

La première partie est consacrée à l’intégration des équations qui décrivent la propagation d’une impulsion lumineuse à travers un ensemble atomique en régime Raman. Elles sont ensuite utilisées pour étudier à partir de quelles valeurs de la constante de couplage κ un transfert efficace peut être obtenu, puis comment le profil temporel de l’impulsion est transformé lors du stockage. Enfin, l’efficacité de stockage est calculée, puis optimisée par un choix adapté du désaccord à deux photons.

A Equations d’évolution

Le transfert atome-champ par effet Raman est un des ingrédients des mesures QND d’alignement présentées dans le chapitre précédent. Mais dans ce cas, le milieu était considéré comme mince, ou plus précisément, la constante de couplage κ était supposée petite devant 1, si bien que les relations d’entrée-sortie prenaient une forme simple ne faisant intervenir que la moyenne spatiale du spin atomique $\int_0^L dz X(z)$ et la moyenne temporelle des opérateurs de Stokes $\int_0^\tau S_y(t) dt$. Mais pour copier efficacement l’état du

faisceau lumineux sur celui du spin atomique, et vice-versa, nous allons montrer qu'il faut au contraire que la valeur de la constante de couplage κ soit élevée.

Nous commençons, dans cette partie, par calculer la solution des équations d'évolution (4.32-4.33) qui décrivent la propagation d'une impulsion lumineuse à travers un ensemble atomique en régime Raman. Ces équations ont été établies dans la section A du chapitre précédent (chapitre 4). Nous donnons ci-dessous leur forme normalisée (Eq. 5.1-5.4). Leur solution, calculée ci-dessous, peut aussi être trouvée dans [Mishina *et al.*, 2007].

Après être passé dans le référentiel co-propageant de l'impulsion $(z, t) \leftarrow (z, t - z/c)$, et par un choix de variables sans dimension $(z, t) \leftarrow (\mathbf{z} = z/L, \mathbf{t} = t/T)$, $X = L(T_2^2 + T_{-2}^2)/\sqrt{N}$, $S \leftarrow \tau S/\sqrt{n}$, les équations d'évolution (4.32-4.33) s'écrivent :

$$\frac{\partial}{\partial t} X(z, t) = \kappa S_y(z, t) \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} S_y(z, t) = -\kappa X(z, t) \quad (5.2)$$

On a posé $\kappa_T = \kappa$. Les équations couplant les quadratures orthogonales P et S_x sont similaires :

$$\frac{\partial}{\partial t} P(z, t) = -\kappa S_x(z, t) \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} S_x(z, t) = \kappa P(z, t) \quad (5.4)$$

Les observables collectives moyennées sur la durée de l'impulsion ou la longueur du milieu atomique sont, avant (*in*) et après (*out*) interaction,

$$x^{in/out} = \int_0^1 dz X(z, t = 0/1) \quad (5.5)$$

$$s_y^{in/out} = \int_0^1 dt S_y(z = 0/1, t) \quad (5.6)$$

Une transformée de Laplace $f[p, s] = \mathcal{L}[f(z, t)]$ des équations (5.1-5.2), portant sur les variables spatiales et temporelles permet d'obtenir un système d'équations linéaires

$$sX[p, s] = \kappa S_y[p, s] + X(p, 0) \quad (5.7)$$

$$pS_y[p, s] = -\kappa X[p, s] + S_y(0, s) \quad (5.8)$$

qui s'inverse selon

$$S_y[p, s] = \frac{-\kappa}{ps + \kappa^2} X(p, 0) + \frac{s}{ps + \kappa^2} S_y(0, s) \quad (5.9)$$

$$X[p, s] = \frac{p}{ps + \kappa^2} X(p, 0) + \frac{\kappa}{ps + \kappa^2} S_y(0, s) \quad (5.10)$$

Pour la quadrature de phase du champ, la transformée de Laplace inverse, par rapport au temps, conduit à :

$$S_y[p, t] = \frac{1}{p} S_y(0, t) - \frac{\kappa^2}{p^2} \int_0^t dt' S_y(0, t') e^{-\kappa^2(t-t')/p} - \frac{\kappa}{p} e^{-\kappa^2 t/p} X(p, 0) \quad (5.11)$$

Les transformées de Laplace des fonctions de Bessel standard de première espèce J_0 et J_1 sont données par

$$\mathcal{L}_p^{-1} \left[\frac{e^{-a/p}}{p} \right] = J_0(2\sqrt{az}), \quad \mathcal{L}_p^{-1} \left[\frac{e^{-a/p}}{p^2} \right] = \sqrt{\frac{z}{a}} J_1(2\sqrt{az})$$

ce qui permet de calculer la transformée de Laplace inverse de l'équation 5.11 par rapport à la variable spatiale et d'obtenir

$$S_y(z, t) = S_y(0, t) - \kappa \int_0^t dt' S_y(0, t') \sqrt{\frac{z}{t-t'}} J_1(2\kappa\sqrt{z(t-t')}) - \kappa \int_0^z dz' X(z', 0) J_0(2\kappa\sqrt{t(z-z')}) \quad (5.12)$$

En intégrant cette relation sur la durée de l'impulsion, nous obtenons finalement l'expression de la quadrature de phase après l'interaction, moyennée sur la durée de l'impulsion :

$$s_y^{out} = s_y^{in} - \kappa \int_0^1 dt \int_0^t dt' S_y^{in}(t') \frac{J_1(2\kappa\sqrt{t-t'})}{\sqrt{t-t'}} - \kappa \int_0^1 dz X^{in}(z) \left(\int_0^1 dt J_0(2\kappa\sqrt{t(1-z)}) \right) \quad (5.13)$$

L'équation pour l'observable atomique est symétrique :

$$x^{out} = x^{in} - \kappa \int_0^1 dz \int_0^z dz' X^{in}(z') \frac{J_1(2\kappa\sqrt{z-z'})}{\sqrt{z-z'}} + \kappa \int_0^1 dt S_y(t) \left(\int_0^1 dz J_0(2\kappa\sqrt{z(1-t)}) \right) \quad (5.14)$$

Et l'on obtient, de manière similaire, pour les autres quadratures :

$$p^{out} = p^{in} - \kappa \int_0^1 dz \int_0^z dz' P^{in}(z') \frac{J_1(2\kappa\sqrt{z-z'})}{\sqrt{z-z'}} - \kappa \int_0^1 dt S_x^{in}(t) \left(\int_0^1 dz J_0(2\kappa\sqrt{z(1-t)}) \right) \quad (5.15)$$

$$s_x^{out} = s_x^{in} - \kappa \int_0^1 dt \int_0^t dt' S_x^{in}(t') \frac{J_1(2\kappa\sqrt{t-t'})}{\sqrt{t-t'}} + \kappa \int_0^1 dz P^{in}(z) \left(\int_0^1 dt J_0(2\kappa\sqrt{t(1-z)}) \right) \quad (5.16)$$

En ne gardant que les termes d'ordre 1 en κ :

$$J_0(2\kappa\sqrt{t(1-z)}) \simeq 1, \quad J_1(2\kappa\sqrt{t-t'})/\sqrt{t-t'} \simeq \kappa$$

et l'on retrouve les équations (4.34-4.37) intervenant dans l'étude des mesures QND d'alignement :

$$\begin{aligned} x^{out} &= x^{in} + \kappa_V s_z^{in} \\ p^{out} &= p^{in} \\ s_y^{out} &= s_y^{in} + \kappa_V p^{in} \\ s_z^{out} &= s_z^{in} \end{aligned}$$

$S_{x,y}$ est un opérateur de Stokes instantané dont la moyenne sur la durée de l'impulsion est $s_{x,y}$. Après l'interaction, ce dernier s'exprime en fonction de modes spatio-temporels complexes tels, $\int_0^1 dz X^{in}(z) \left(\int_0^1 dt J_0(2\kappa\sqrt{t(1-z)}) \right)$ et pas uniquement en fonction des moyennes spatiales ou temporelles $\int_0^1 dz X^{in}(z)$ et $\int_0^1 dt S_y^{in}(t)$. Le profil temporel de l'impulsion relue, et le profil spatial de l'onde de spin stockée sont étudiées dans la partie C de ce chapitre. Au préalable, pour identifier les valeurs de κ permettant d'obtenir un transfert efficace, nous calculons l'efficacité de transfert d'un champ comprimé large bande.

B Transfert d'un champ squeezé large bande

Nous considérons pour commencer le cas d'un champ incident dans un état de type vide squeezé large bande

$$\Delta^2 s_y^{in} = s, \quad \Delta^2 s_x^{in} = 1/s, \text{ et } \langle S_y^{in}(t) S_y^{in}(t') \rangle = s\delta(t-t')$$

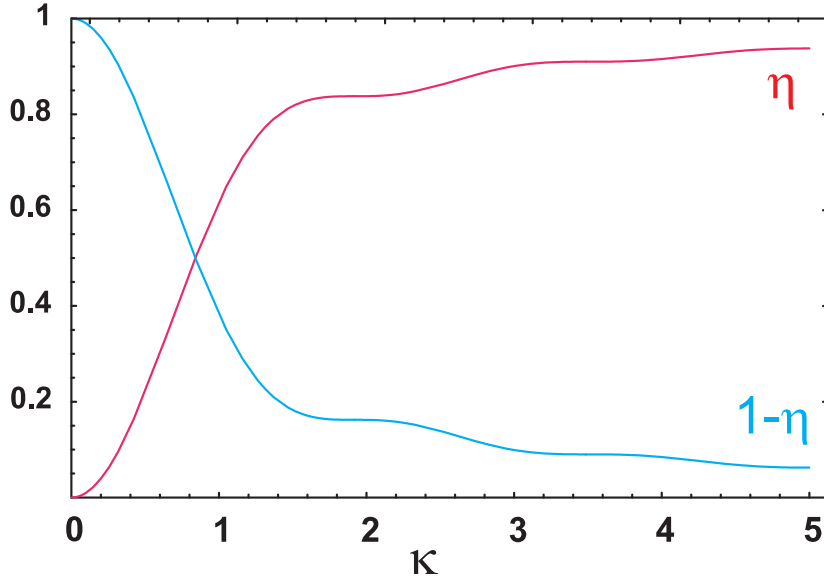


FIG. 5.2 – Fraction du squeezing transféré aux atomes η et restant dans le champ $1 - \eta$, lorsque l'on augmente la constante de couplage κ .

et d'un ensemble atomique dans un état cohérent

$$\Delta^2 x^{in} = \Delta^2 p^{in} = 1, \quad \langle X(z)X(z') \rangle = \delta(z - z')$$

A partir de la forme exacte des relations d'entrée-sortie (5.13-5.16), il est possible de calculer les variances après l'interaction :

$$\Delta^2 x^{out} = \eta s + 1 - \eta \quad (5.17)$$

$$\Delta^2 s_y^{out} = \eta + (1 - \eta)s \quad (5.18)$$

où η est la quantité de squeezing transférée aux atomes, et $1 - \eta$ celle restant dans le champ après l'interaction. Pour $\eta = 1$, le transfert est optimum : le champ sort au shot (il a "lu" l'état atomique, qui était dans un état cohérent) et le squeezing atomique est égal au squeezing initial du champ. La fonction

$$\eta = \int_0^1 dz \left(\kappa \int_0^1 dt J_0(2\kappa\sqrt{t(1-z)}) \right)^2$$

est tracée en fonction de κ figure 5.2. Un transfert presque parfait (η 0.9) est obtenu dès que κ est supérieur à 4 environ. Remarquons cependant que l'absorption du milieu, qui réduit l'efficacité de transfert, n'a pas encore été prise en compte à ce stade.

Quoi qu'il en soit, l'allure de l'efficacité de transfert η en fonction de la constante de couplage κ montre qu'un transfert efficace requiert une valeur de κ au moins de l'ordre de 1. Les relations d'entrée-sortie (5.13-5.16) font alors intervenir des modes spatio-temporels complexes, et il faut se demander quelle sera la forme de l'impulsion restituée, pour une impulsion incidente dont le profil temporel est, par exemple, gaussien. Nous nous limiterons dans la suite, pour l'étude de la forme des impulsions restituées, comme pour le calcul détaillé de l'efficacité de transfert, à une approche classique.

C Profil temporel

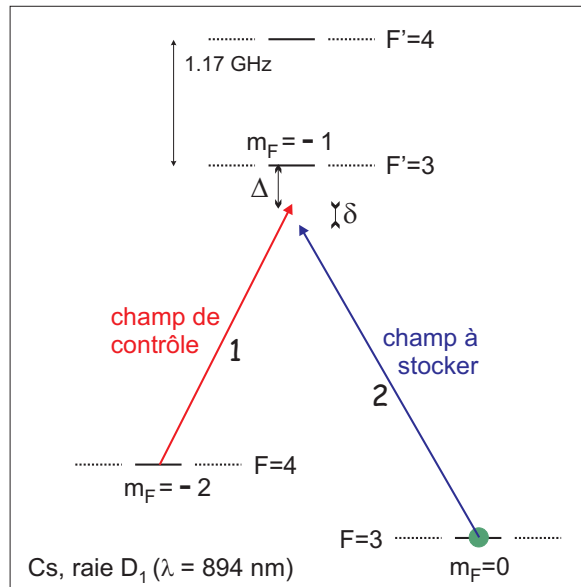


FIG. 5.3 – Système atomique en Λ choisi comme exemple.

Pour fixer les idées, choisissons un exemple concret de système en Λ . Il s'agit du système composé des transitions $F = 3, m_F = 0 \rightarrow F' = 3, m_F = -1$ (pour le champ signal) et $F = 4, m_F = -2 \rightarrow F' = 3, m_F = -1$ (pour le champ de contrôle) de la raie D_1 du Cs (voir figure 5.3). Les atomes sont initialement pompés dans le sous-niveau Zeeman $m_F = 0$ du niveau hyperfin $F = 3$. Ce choix est quelque peu arbitraire : il existe d'autres système atomique en Λ parmi les nombreuses transitions des raies D_1 ou D_2 du césium (ou du rubidium). Nous faisons ce choix essentiellement pour pouvoir comparer les résultats calculés ici à ceux obtenus par D. Kupriyanov pour le même système. Les équations d'évolution sont, pour ce système atomique, tout à fait

similaires à celle obtenues dans le cas où le système en Λ s'appuie sur deux sous-niveaux Zeeman d'un même niveau hyperfin. L'expression de κ est ici

$$g_1 g_2 \sqrt{nN} / \Delta$$

où $g_i^2 = d_i^2 \hbar \omega / (2\epsilon_0 S \hbar^2)$ (d_i est le dipole électrique de la transition i , et S la section du faisceau). L'expression de κ peut alors se mettre sous la forme :

$$\kappa^2 = \frac{\Omega_1^2}{\Delta^2} \Gamma \tau \rho L \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{r}{16}$$

où r est le rapport de branchement du niveau excité du Λ vers le niveau fondamental dans lequel les atomes sont pompés (1/8 dans l'exemple considéré). Les paramètres choisis dans la suite sont :

- un désaccord à un photon $\Delta = -50\Gamma$,
- une pulsation de Rabi $\Omega_1 = 15\Gamma$ pour le champ de contrôle, dont l'intensité est constante pendant les phases d'écriture ou de lecture (Ω est défini par $\hbar\Omega = dE$ où E est l'amplitude du champ électrique),
- une densité atomique élevée $\rho = 4.10^{11}$ at/cm³,
- une longueur d'interaction importante $L = 3$ mm
- une durée d'interaction $\tau = 50/\Gamma = 1.7\mu$ s ($\Gamma = 2\pi \times 4.56$ MHz pour la raie D_1 du césium).

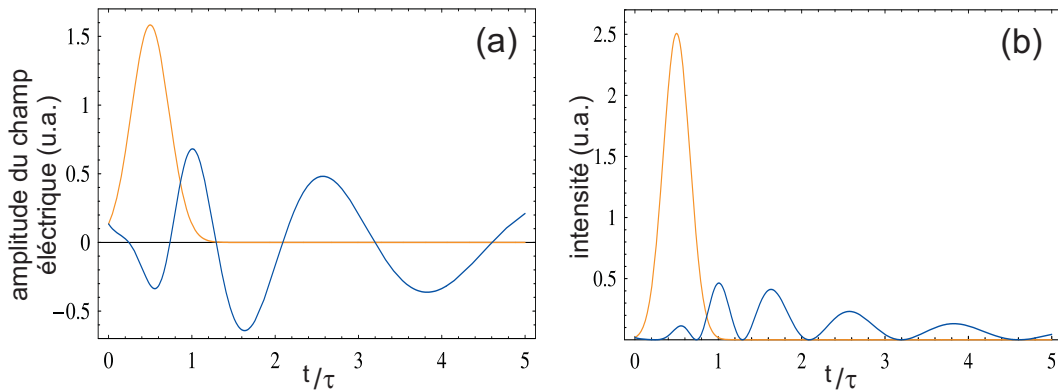


FIG. 5.4 – Profil temporel de l'amplitude (a) et de l'intensité (b) de l'impulsion signal transmise par un milieu atomique en présence d'effet Raman. L'intensité du champ de contrôle est constante. Le profil de l'impulsion initiale, gaussien, est tracé en jaune. La constante de couplage atome-champ κ est ici égale à 4.

Avec ces paramètres, $\kappa = 4$: le couplage lumière-matière est important et l'on s'attend à de bonnes efficacités de stockage. Si la section sur laquelle a lieu l'interaction

a une surface de 0.1 mm^2 , le nombre d'atomes N est $1,2 \cdot 10^8$, et le nombre n de photons de l'impulsion de contrôle $4 \cdot 10^9$.

Le champ à stocker, classique, est choisi en quadrature avec le champ de contrôle : $S_x^{in} = 0$, et son amplitude est donnée par

$$S_y^{in}(t) = \frac{1}{(2\pi)^{1/4}} e^{-\pi^2(t/\tau - 0.5)^2}$$

où $\tau = 50/\Gamma$. Le résultat du calcul du champ après interaction est présenté figure 5.4. Comme on peut le voir, l'impulsion transmise est très déformée. Cette distorsion est due aux fortes variations de la partie imaginaire de la susceptibilité du milieu, au voisinage de la résonance à deux photons. La susceptibilité pour le champ signal est tracée figure 5.5 en fonction du désaccord à deux photons δ . L'onde stockée dans le milieu

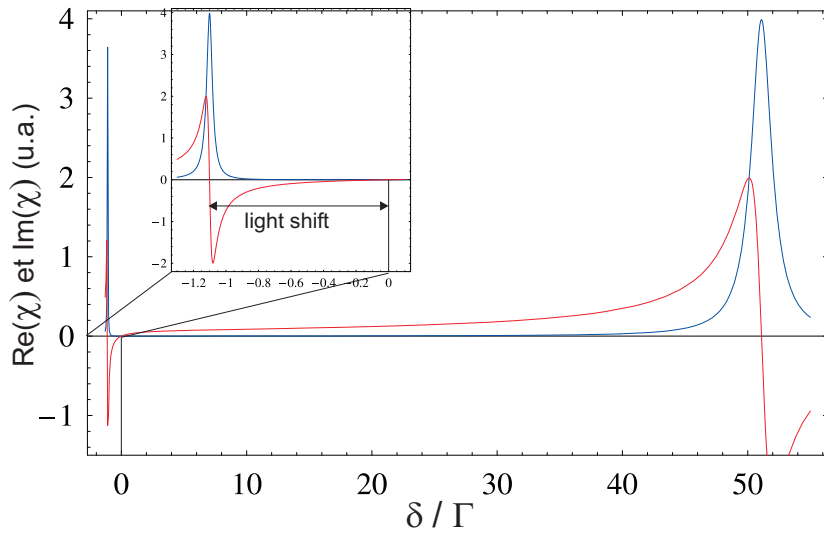


FIG. 5.5 – Partie réelle et imaginaire de la susceptibilité pour le champ signal, en fonction du désaccord à deux photons δ . Le désaccord à un photon Δ du champ de contrôle vaut 50Γ et sa pulsation de Rabi Ω_1 est égale à 15Γ .

atomique après la phase d'écriture a aussi une forme complexe, dont on peut voir un exemple figure 5.6, très différente de celle du pulse initial, à cause de la forte dispersion du milieu ¹. Cette dispersion, qui est responsable du ralentissement de l'impulsion à la traversée du milieu et permet le stockage, déforme en même temps le profil du champ électrique. La situation est donc assez différente du ralentissement par transparence électromagnétique induite, pour laquelle la vitesse de groupe est faible, mais à peu près

¹Nous supposons que les atomes ne se déplacent pas entre l'écriture et la lecture. Dans le cas contraire, il faudrait moyenner cette onde de spin avant de calculer la forme de l'impulsion relue

constante sur toute l'étendue du spectre de l'impulsion. La dynamique décrivant l'effet Raman est plutôt à rapprocher à celle d'un champ couplé à un système atomique à deux niveaux.

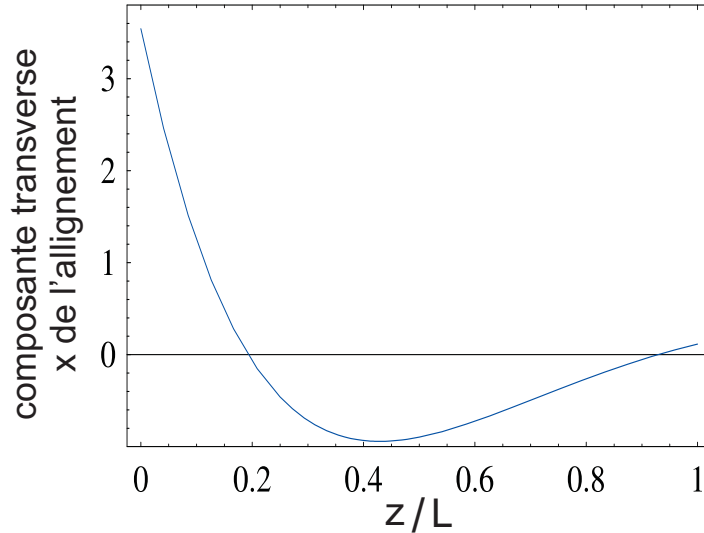


FIG. 5.6 – Profil spatial (longitudinal) de la composante x de l'alignement atomique, après écriture d'une impulsion lumineuse dont le profil initial est gaussien, en fonction de la position z dans un nuage atomique de longueur L . La constante de couplage κ vaut 4.

La déformation de l'impulsion est problématique, surtout si l'on envisage de stocker un faisceau dans un état multi-mode temporel (par exemple une impulsion composée de modes temporels orthogonaux intriqués). L'utilisation de techniques de renversement temporel, très utilisées en acoustique, par exemple, a récemment été proposée [Gorshkov *et al.*, 2007] pour des mémoires atomiques dans le but d'améliorer l'efficacité de lecture d'une impulsion lumineuse stockée par EIT. L'étape de renversement temporel revient ici à relire les variables atomiques en sens inverse de l'écriture. Cette technique permet aussi, en fait, de compenser la déformation du champ électrique. Celle-ci est faible pour l'EIT, mais forte pour l'effet Raman. Un exemple d'impulsion relue dans le même sens que celui d'écriture, et en sens inverse est présenté figure 5.7 pour une constante de couplage $\kappa = 4$, illustrant qu'une lecture contra-propagative permet de retrouver la forme initiale du pulse. Pour des valeurs plus élevées de κ , la déformation de l'impulsion est encore plus forte, comme on peut le voir figure 5.8 (a). Mais la fraction du pulse transférée aux atomes lorsqu'on éteint le champ de contrôle (en $t/\tau = 1$, pour l'exemple donné figure 5.4) est également plus importante. En plus d'être déformée, l'impulsion restituée est beaucoup plus longue que l'impulsion initiale, ce qui rend le processus de relecture beaucoup plus sensible à la relaxation du spin

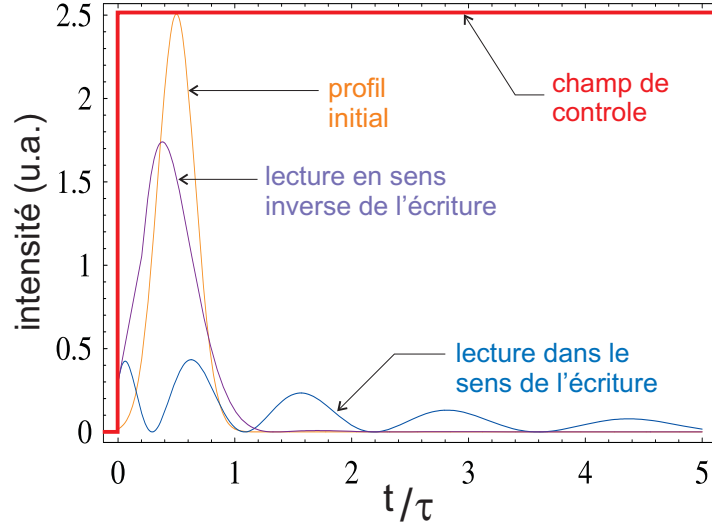


FIG. 5.7 – Profil temporel de l’impulsion restituée dans le cas d’une lecture dans le même sens que l’écriture, et dans le cas d’une lecture en sens inverse de l’écriture. L’impulsion initiale, gaussienne, est tracée en orange. $\kappa = 4$.

dans lequel est stockée l’information. Avec une relecture en sens contraire de l’écriture, on obtient en sortie une impulsion extrêmement proche de celle d’entrée, comme cela est illustré figure 5.8 (b) pour $\kappa = 10$.

Comme nous avons ici négligé les pertes par absorption, l’efficacité de lecture n’est pas affectée par le renversement temporel : l’intégralité des photons qui ont été transférés aux atomes dans la phase d’écriture est récupérée à la lecture, quelle que soit la technique utilisée. Pour les deux situations considérées ici ($\kappa = 4$ et $\kappa = 10$), l’efficacité de stockage, définie comme le rapport de l’énergie contenue dans le pulse réémis par celle contenue dans le pulse initial, vaut respectivement 85 et $\sim 100\%$.

D Efficacité de stockage

Ces efficacités sont sur-évaluées puisqu’elles ne prennent pas en compte l’absorption du milieu atomique : la forte dispersion du milieu s’accompagne aussi d’une forte absorption. Nous allons dans la suite calculer l’efficacité de stockage en tenant compte de ces pertes. Il n’existe pas, à notre connaissance, de solution analytique aux équations d’évolution couplant la lumière aux atomes, lorsque le pic d’absorption Raman n’est plus négligé. Aussi avons-nous choisi une approche phénoménologique pour calculer l’efficacité de stockage : nous supposons que la dispersion et l’absorption du milieu ato-

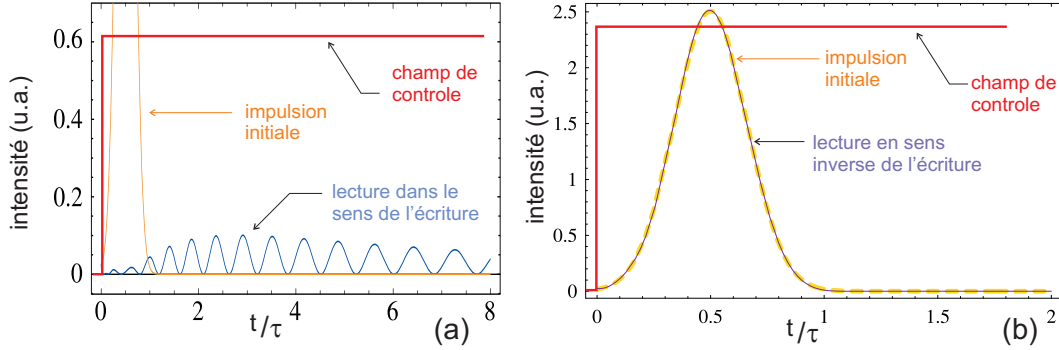


FIG. 5.8 – (a) : Profil temporel de l’impulsion restituée dans le cas d’une lecture dans le même sens que l’écriture, pour une constante de couplage $\kappa = 10$. (b) : Profil temporel de l’impulsion restituée dans le cas d’une lecture en sens inverse de l’écriture. L’impulsion restituée (en trait plein) est quasiment identique à l’impulsion initiale (en tirets).

mique agissent indépendamment. L’efficacité est alors égale au produit de l’efficacité de stockage, calculée sans prendre en compte les pertes, par la transmission du milieu : $e = e_{sans\ pertes} \times T$. Cette transmission est calculée dans l’espace de Fourier : la transformée de Fourier $E^{in}[\omega]$ du champ électrique $E^{in}(t)$ de l’impulsion initiale est multipliée par la transmission $e^{-\chi_{im}[\omega]}$ du milieu à la pulsation ω , pour obtenir le champ en sortie $E^{out}[\omega] = E^{in}[\omega]e^{-\chi_{im}[\omega]}$. Nous considérons alors que la transmission vaut

$$T = \frac{\int d\omega E^{out}[\omega]^* E^{out}[\omega]}{\int d\omega E^{in}[\omega]^* E^{in}[\omega]}$$

Cette méthode de calcul est empirique. Un calcul complet de l’efficacité de stockage, dans la situation considérée, a été réalisé par D. Kupriyanov, de l’université polytechnique d’état de St Petersburg, en intégrant numériquement les équations de Maxwell-Bloch. Les résultats obtenus avec le modèle simplifié utilisé ici sont très proches de ceux déduits du calcul direct (*C.f.* : figure 5.11 (b)). Cette approche simplifiée a l’intérêt de permettre des calculs assez rapides pour pouvoir explorer l’effet de différents paramètres. Ils peuvent en effet être réalisés en quelques minutes avec un logiciel de calcul formel, tandis que l’intégration exacte, pour une configuration donnée, demande plusieurs jours de calculs à un ordinateur.

Revenons maintenant sur l’efficacité calculée précédemment pour une constante de couplage $\kappa = 4$. Dans ce cas, on trouvait que 85% de l’énergie de l’impulsion initiale était restituée après stockage, en négligeant l’absorption. Mais dans cette configuration, la transmission du milieu atomique, pour les paramètres donnés ci-dessus, est de seulement 8%, soit au final, une efficacité réduite drastiquement à 6,5%. Dans cette

situation, la fréquence du champ signal correspond exactement à celle de la résonance Raman, c'est à dire que le désaccord à deux photons δ est nul, déplacement lumineux compris : $\delta = \delta_o \simeq \Omega_1^2/4\Delta$. C'est pour cette valeur du désaccord que l'absorption elle maximale (voir figure 5.5). Aussi est-il possible, en s'écartant légèrement de cette résonance, de réduire l'absorption subie par le signal.

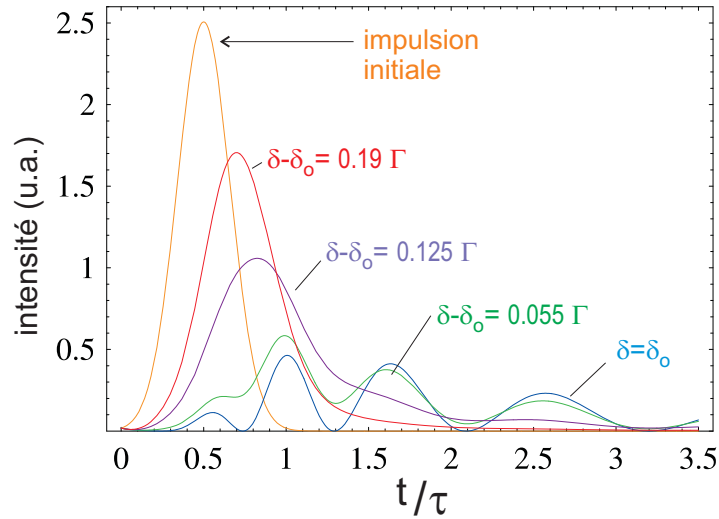


FIG. 5.9 – Profil temporel de l'impulsion signal transmise (le champ de contrôle reste allumé en permanence), lorsque l'on ne prend pas en compte l'absorption du milieu, pour différentes valeurs du désaccord à deux photons δ entre le champ de contrôle et le champ à stocker. Le délai le plus important, et donc l'efficacité de stockage la plus grande, sont obtenus lorsque la condition de résonance à deux photons est remplie, déplacement lumineux inclu, c'est à dire lorsque $\delta = \delta_o$ ($=-1.125\Gamma$ ici). Remarquons que l'efficacité de stockage est proportionnelle à l'intégrale, de $t/\tau = 1$ à l'infinie, de l'intensité du pulse signal transmis.

Mais la partie réelle de la susceptibilité diminuant alors également, le ralentissement de l'impulsion sera moindre, et l'efficacité de stockage "pertes non comprises" diminuera tandis que la transmission augmente. Il faut donc trouver un compromis entre un ralentissement important, et une absorption trop forte. L'absorption décroissant plus vite que la dispersion lorsqu'on s'éloigne de résonance, on peut compter sur une amélioration de l'efficacité de stockage en écartant légèrement la fréquence du champ de contrôle de la résonance Raman. Commençons par observer l'effet d'un écart à la résonance sur les impulsions transmises, sans nous intéresser pour l'instant aux pertes. L'intégration des équations décrivant la dynamique du système sont alors un peu différentes de celles utilisée jusqu'ici (Eq. (5.13-5.16)). Le fait que le déplacement lumineux δ_o ne soit pas

compensé par le désaccord à deux photons δ entraîne une precession des quadratures du champ S_x, S_y et des atomes x, p qui vient s'ajouter au couplage lumière-matière. Le déplacement lumineux correspond en fait aux contributions vectorielles discutées dans le chapitre 4. La correction à apporter dans ce cas aux relations d'entrée sortie est donnée par les équations (B1-B2) de la référence [Mishina *et al.*, 2007]. Le profil des impulsions ainsi calculées est tracé figure 5.9. On constate effectivement qu'en s'éloignant de la résonance Raman, l'impulsion est de moins en moins ralentie et que son profil tend vers celui de l'impulsion initiale : c'est comme si elle se propageait dans le vide.

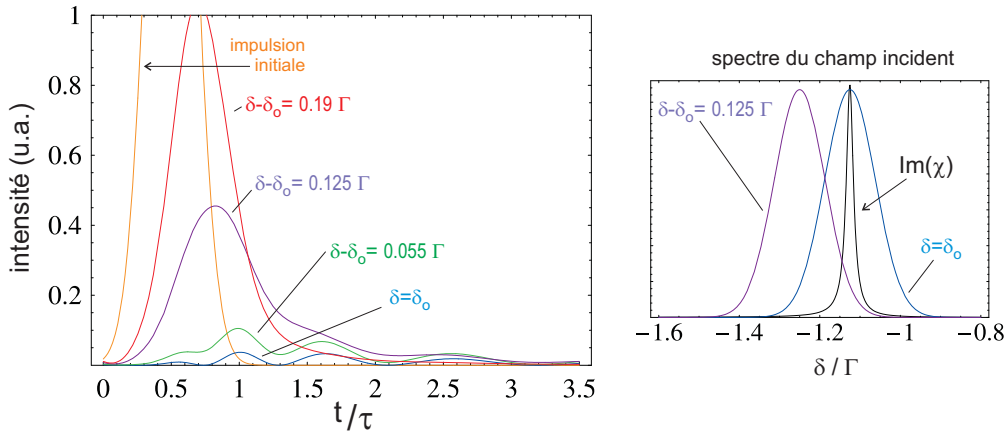


FIG. 5.10 – Profil temporel de l'impulsion transmise, pour différentes valeurs du désaccord à deux photons δ entre le champ de contrôle et le champ à stocker, en prenant en compte l'absorption. A la résonance Raman (pour $\delta = \delta_0$), le délai subi par l'impulsion à la traversée du milieu est maximale, mais l'absorption également. Le spectre de l'impulsion initiale est représenté à droite. Il est plus ou moins décalé par rapport au pic de résonance Raman en fonction de la différence entre le désaccord à deux photons δ et le déplacement lumineux δ_0 .

Incluons maintenant les pertes. Le profil des impulsions transmises est tracé figure 5.10 pour les mêmes désaccords que précédemment. Comme on peut le voir figure 5.10 et 5.11, les meilleures efficacités de stockage correspondent à des impulsions dont le spectre est décalé par rapport à la résonance Raman. L'optimum vaut environ 20%, et est obtenu pour un écart à résonance presque égal à la largeur spectrale de l'impulsion (la largeur à mi-hauteur du spectre de l'impulsion incidente est égale à 0.15Γ , tandis que la largeur à mi-hauteur de la partie imaginaire de la susceptibilité, $\Omega_1^2/(4\Delta^2)\Gamma$, est ici égale à 0.02Γ). Les meilleures efficacités obtenues pour cette configuration, d'environ 20%, sont comparables à celle obtenues dans des expériences

de lumière arrêtée par transparence électromagnétique induite. Remarquons cependant que nous avons supposé une densité atomique très élevée : pour nos paramètres, l'épaisseur optique sur la transition du champ de contrôle vaut $\rho L \lambda^2 3 / (8\pi) = 118$.

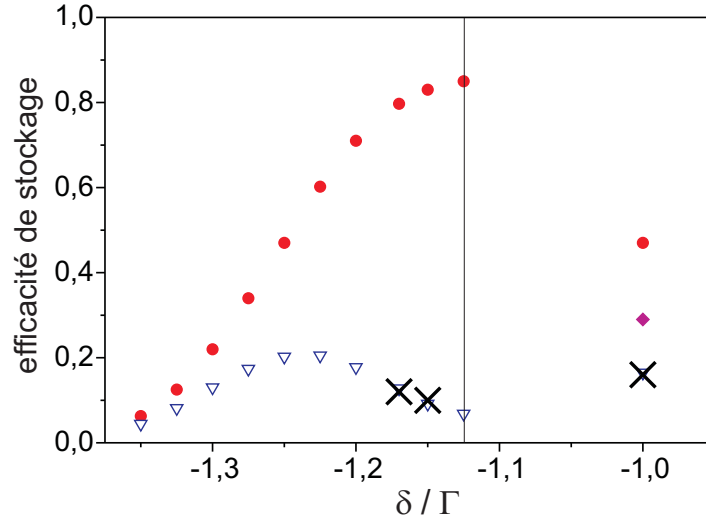


FIG. 5.11 – Efficacité de stockage en fonction du désaccord à deux photons δ/Γ . La résonance Raman a lieu pour $\delta = -1.125\Gamma$. ● : efficacité si l'on ne prend pas en compte l'absorption du milieu. ▽ : calcul phénoménologique de l'efficacité prenant en compte l'absorption. × : Calcul exact de l'efficacité, à partir des équations de Maxwell-Bloch, réalisé par D. Kupriyanov. ◆ : efficacité (calcul phénoménologique) pour un profil temporel plus adapté qu'une gaussienne, visible figure 5.12.

Dans la référence [Novikova *et al.*, 2007], il est montré, dans le cas de l'EIT, qu'un choix adapté de profil temporel pour l'impulsion lumineuse permet d'améliorer l'efficacité du transfert atome-champ. Pour une épaisseur optique de 9, la mise en forme de l'impulsion à stocker permet d'obtenir une efficacité de 40%, au lieu de 20% pour un profil gaussien tel que celui utilisé ici. Suivant cette idée, nous avons cherché à améliorer l'efficacité de stockage en modifiant la forme de l'impulsion. Pour cela, nous avons utilisé le protocole d'optimisation itératif décrit dans [Gorshkov *et al.*, 2007], simple à mettre en oeuvre. Il consiste, lorsque le profil du champ de contrôle est rectangulaire ², à utiliser comme impulsion à stocker à l'étape n celle qui a été restituée par la mémoire à l'étape $n - 1$, après l'avoir retournée temporellement. L'étape $n = 3$ est représentée figure 5.12. Nous avons obtenu à cette étape une forme d'impulsion réaliste, associée à une efficacité de stockage de 30% au lieu de 16.5% pour une impulsion de forme gaussienne.

²Sinon, le profil temporel du champ de contrôle doit être inversé d'une étape à l'autre.

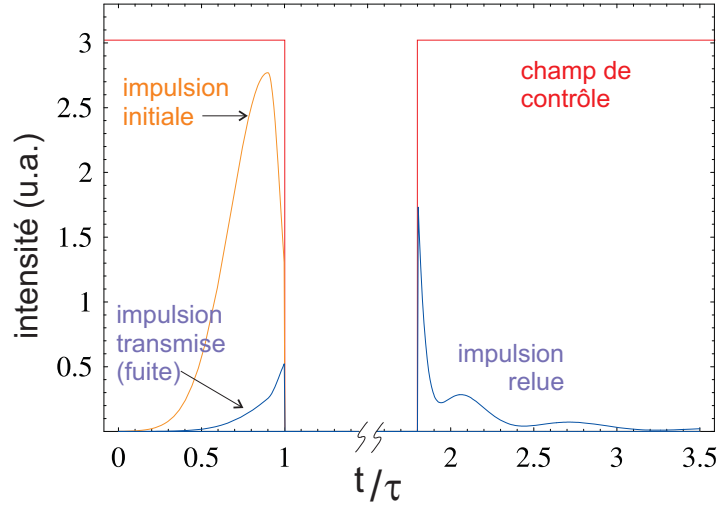


FIG. 5.12 – Exemple de profil permettant d’obtenir une efficacité de stockage meilleure qu’avec une impulsion de forme gaussienne : 30% au lieu de 16.5% . $\kappa = 4$, et le désaccord à deux photons δ vaut $1 \times \Gamma$.

E Conclusion

En conclusion, nous avons étudié dans cette section différentes caractéristiques d’une mémoire atomique pour la lumière, basée sur un transfert atome-champ par effet Raman. La forme des impulsions restituées après stockage, fortement distordue, a été interprétée, et nous avons montré qu’une lecture en sens inverse de l’écriture permet de compenser la forte dispersion du milieu, par ailleurs nécessaire au ralentissement de l’impulsion initiale. L’efficacité de stockage a été calculée pour des paramètres expérimentaux réalistes, mettant en évidence le caractère crucial d’un choix judicieux du désaccord entre le champ à stocker et la résonance Raman. Cette efficacité peut être notablement améliorée par une mise en forme adaptée de l’impulsion signal. A notre connaissance, il existe assez peu de travaux expérimentaux consacrés au stockage par effet Raman. On peut citer par exemple [Kozuma *et al.*, 2002] et [Mikhailov *et al.*, 2004]. Dans [Kozuma *et al.*, 2002], l’efficacité de stockage est assez faible (environ 4%) bien que la valeur de la constante de couplage κ soit assez élevée (2,5). Cela est probablement dû au choix d’un désaccord à deux photons égal à zéro, correspondant à une interaction ayant lieu assez loin de la résonance Raman (comme nous l’avons vu, l’efficacité de stockage dépend de ce désaccord δ).

Le mécanisme de transfert par effet Raman présente un certain nombre de différences avec celui intervenant en EIT, et s’apparente plus, selon nous, au couplage d’un

faisceau laser avec un système atomique effectif à deux niveaux. L'efficacité de stockage la plus élevée que nous ayons obtenue, pour les paramètres expérimentaux donnés ici, est de 30%. Cette valeur est encourageante, mais inférieure à ce qui serait obtenu par EIT pour la même épaisseur optique. Le stockage par effet Raman semble donc requérir des densités atomiques supérieures à l'EIT, ou alors une optimisation nettement plus poussée que ce qui a été fait ici. Le transfert par effet Raman présente en revanche, par rapport à l'EIT, l'avantage d'une bonne transparence pour toutes les bandes de fréquence autres que celle stockée.

Nous avons vu l'importance des effets propagatifs lors du couplage lumière-matière par effet Raman. On peut donc s'attendre, en régime impulsionnel, à des différences notoires entre une interaction en simple passage et une interaction en cavité pour laquelle ces effets disparaissent. La comparaison de ces deux cas s'avérerait sans doute intéressante.

Enfin, notons que la contribution d'éventuels niveaux hyperfins supplémentaires n'a pas été prise en compte. Cela semble justifié ici, vu l'écart entre niveaux hyperfins (200Γ , pour un désaccord à un photon $\Delta = 50\Gamma$). Mais pour certaines configurations expérimentales (raie D_2 , vapeur à température ambiante), plusieurs niveaux hyperfins interviennent et il serait utile de calculer leur influence.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce manuscrit une étude théorique et expérimentale du couplage des fluctuations quantiques d'un ensemble d'atomes avec celles d'un faisceau lumineux, ainsi que son application pour la réalisation de mémoires quantiques pour la lumière.

Dans un premier temps, nous avons reproduit les résultats obtenus pendant la thèse de Vincent Josse : des états comprimés du champ ont été générés par interaction non-linéaire avec un ensemble d'atomes froids placés en cavité. Une étude préliminaire du bruit atomique dans ce système nous a permis de déterminer les conditions nécessaires à la réalisation ultérieure d'une mémoire quantique à atomes froids.

Une expérience de stockage de l'état d'une impulsion lumineuse dans un ensemble atomique a ensuite été réalisée. Elle s'appuie sur des effets de transparence électromagnétique induite dans une vapeur de césium. L'état du champ est transféré à la cohérence entre les deux sous-niveaux Zeeman $m_F = 1$ et $m_F = 3$ du niveau fondamental $6S_{1/2}$, $F = 3$. Le caractère cohérent du stockage s'appuyant sur ce système physique a été mis évidence. Nous avons également montré que cette configuration permet d'enregistrer puis de relire deux quadratures du champ qui ne commutent pas, sans leur ajouter de bruit. Le contenu d'une bande latérale unique de fréquence a été stocké indépendamment. Cette situation a été comparée à celle dans laquelle le contenu de deux bandes symétriques est enregistré. L'efficacité de stockage est meilleure dans le premier cas, car la réponse de la mémoire peut alors être optimisée pour la fréquence du signal à stocker en ajustant la valeur du champ magnétique appliqué. Une méthode originale de production de bandes latérales uniques dans le domaine optique a été mise au point pour réaliser cette étude. Ce travail s'inscrit dans une perspective d'utilisation d'états quantiques multiplexés. L'efficacité de stockage de cette mémoire, dans des conditions pour lesquelles elle n'ajoute aucun bruit, est d'environ 10%³. On en déduit que ses performances sont à la frontière entre celles d'une mémoire quantique et

³Il s'agit du rapport entre l'amplitude de l'état cohérent restitué et celle de l'état initial

d'une mémoire classique. Ce résultat est en cours d'amélioration. Enfin, une technique efficace de mesure de l'état quantique d'une impulsion, basée sur l'adaptation du mode temporel de l'oscillateur local à celui de l'impulsion à mesurer, a été mise en place. Elle ouvre de nouvelles perspectives pour les études ultérieures de l'équipe, en régime impulsif.

Dans la continuité des expériences de génération d'états comprimés par interaction non-linéaire avec des atomes froids en cavité, nous avons étudié théoriquement une situation dans laquelle deux modes du champ interagissent avec un ensemble d'atomes à trois niveaux en Λ , dans une situation proche du piégeage cohérent de population. Des compressions de bruit sur deux faisceaux, significatives (~ 3 dB) et robustes vis à vis de la relaxation des niveaux fondamentaux, sont prévues dans cette situation. Cette réduction de bruit n'est pas dégradée par un excès de bruit de pompage optique, à la différence des configurations présentant une self-rotation de polarisation par pompage optique. Dans ce schéma d'interaction, les corrélations entre la lumière et les variables atomiques permettent également, par contre-réaction optique, de réduire efficacement les fluctuations quantiques du moment angulaire.

Un protocole permettant de coupler l'état d'un alignement atomique à celui d'une faisceau sonde, sans le perturber, a ensuite été proposé. Cette mesure quantique non destructive d'une composante de l'alignement permet, de manière conditionnée par la mesure de la sonde, de réduire ses fluctuations quantiques sans avoir recours à un faisceau lumineux dans un état non-classique. Des compressions de l'ordre de 3 dB sont prévues pour des paramètres expérimentaux réalistes. Ces mesures QND ajoutent un outil supplémentaire pour l'étude de l'interface atomes-champ en optique quantique, et peuvent se combiner à de nombreux autres protocoles impliquant la manipulation d'un alignement atomique : transfert par E.I.T., génération d'excitations atomiques uniques grâce au protocole DLCZ, etc...

Le protocole décrit ci-dessus est basé sur un couplage lumière-matière par effet Raman, dans le cas d'un milieu optiquement mince. Le couplage par effet Raman pour un milieu épais a également été étudié, en régime impulsif. Des effets propagatifs ont alors une forte incidence sur la forme de l'impulsion restituée, et doivent être pris en compte. A la différence du transfert atomes-champ par EIT, le désaccord à deux photons doit être soigneusement ajusté autour de la résonance à deux photons pour obtenir une bonne efficacité de stockage.

Une meilleure compréhension des expériences menées dans l'équipe et de nouvelles perspectives ont ainsi été apportées. Ces expériences visent à contrôler le bruit quantique atomique aussi bien qu'à réaliser des mémoires quantiques pour la lumière. A l'interface avec la physique atomique, elles s'inscrivent dans une branche émergente de

l'optique quantique.

Annexe

A Quelques données sur le Cesium 133

Le césium 133 est le seul isotope stable du césium. Cet alcalin a l'apparence d'un métal mou. Sous une atmosphère, il se liquéfie à 28,4°C et se vaporise à 671°C. Sa masse molaire vaut 132,90 g/mol. Très réducteur, il s'oxyde au contact de l'air et doit être conservé sous vide.

Pour évaluer la densité atomique d'une vapeur de césium contenue dans une ampoule sous vide, il faut connaître sa pression de vapeur saturante. Celle-ci est tracée figure 6.1 en fonction de la température ¹.

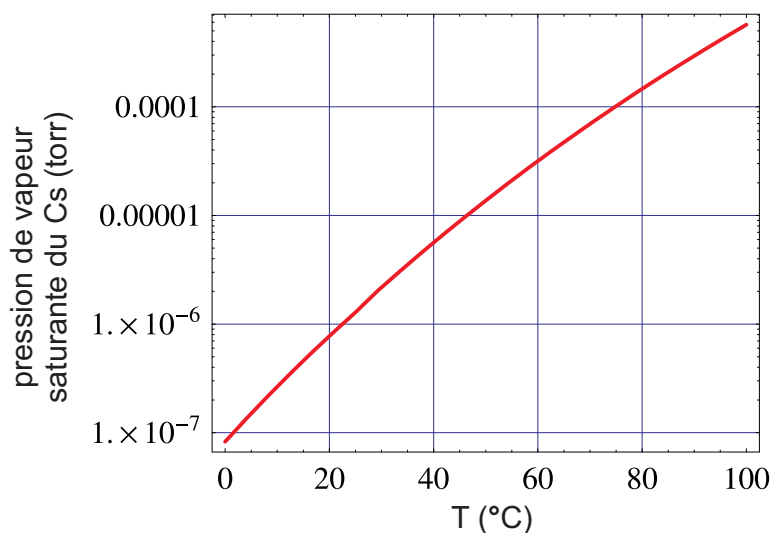


FIG. 6.1 – Pression de vapeur saturante du Cs, en fonction de la température.

¹Les données permettant le tracé de cette courbe sont issues de A. N. Nesmeyanov, *Vapor Pressure of the Chemical Elements*, Elsevier, Amsterdam, 1963

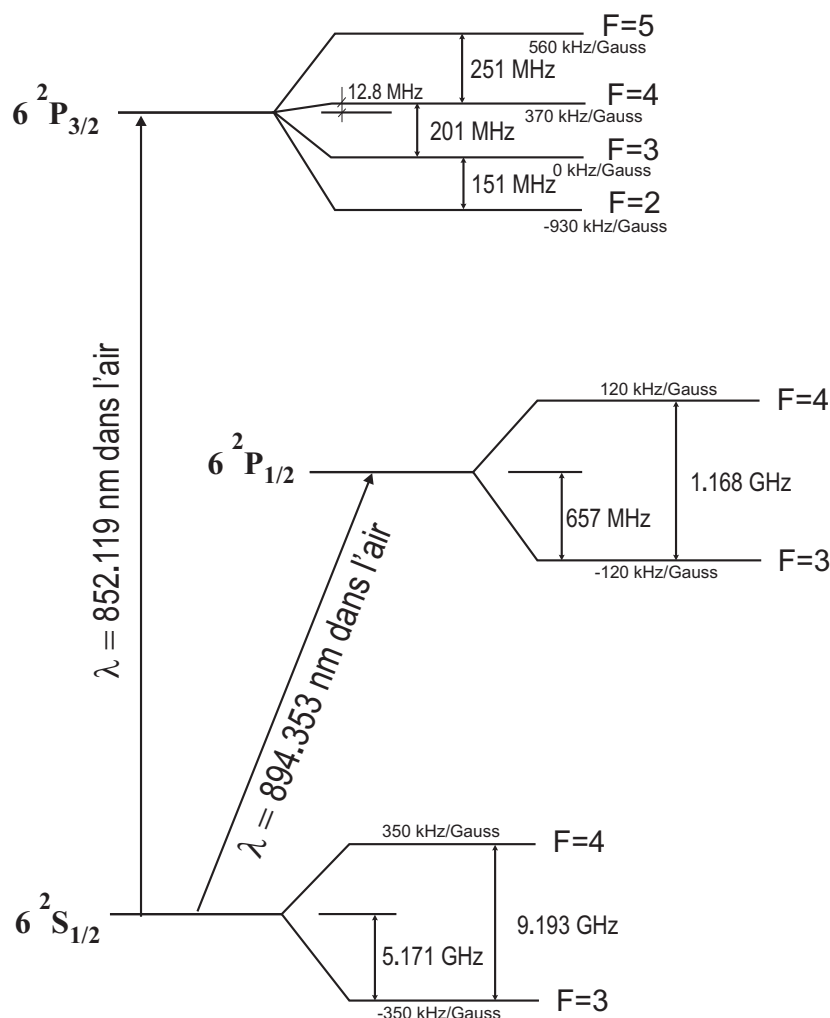


FIG. 6.2 – Structure hyperfine des raies D_1 et D_2 du césium.

L'atome de césium comporte 55 électrons. Comme pour les autres alcalins, un électron seulement n'est pas apparié, et la structure des niveaux atomiques est donc assez simple. Son spin nucléaire vaut $7/2$, et le moment angulaire total des deux sous-niveaux hyperfins composant le niveau fondamental $6^2S_{1/2}$ vaut donc respectivement 3 et 4.

La longueur d'onde correspondant à la transition vers le premier niveau excité $6^2P_{1/2}$ (raie D_1) vaut $894,35$ nm dans l'air. Le temps de vie d'un atome dans ce niveau est $\tau = 1/\Gamma = 1/(2\pi \times 4,57$ MHz).

La longueur d'onde correspondant à la transition vers le deuxième niveau excité $6^2P_{3/2}$ (raie D_2) vaut $852,12$ nm dans l'air. Le temps de vie d'un atome dans ce niveau est $\tau = 1/\Gamma = 1/(2\pi \times 5,21$ MHz).

Ces deux raies comportent de très nombreuses transitions. La valeur du dipole électrique d'une transition donnée intervient dans le calcul de nombreuses grandeurs caractérisant le couplage laser-matière (par exemple dans le calcul de la fréquence de Rabi correspondant à l'intensité d'un faisceau). Nous rappelons donc comment obtenir la valeur du dipole associé à l'une de ces transitions. En utilisant le théorème de Wigner-Eckart ², on peut exprimer tous les dipôles en fonction d'un unique dipole réduit $\langle J || \hat{d} || J' \rangle$ associé à la raie considérée :

$$\langle F m_F | \hat{d}_q | F' m_{F'} \rangle = \langle J || \hat{d} || J' \rangle (-1)^{F'+J+I+1} \langle F m_F | F' 1 m_{F'} q \rangle \sqrt{(2F'+1)(2J+1)} \left\{ \begin{array}{ccc} J & 1 & J' \\ F' & I & F \end{array} \right\} \quad (\text{A-1})$$

où l'indice $q = -1, 0$ ou 1 fait référence à la polarisation du faisceau laser.

$\langle F m_F | F' 1 m_{F'} q \rangle$ désigne un coefficient de Clebsch-Gordan, et $\left\{ \begin{array}{ccc} J & 1 & J' \\ F' & I & F \end{array} \right\}$ un symbole 6- j de Wigner. Les grandeurs avec un ' correspondent au niveau excité. Le logiciel *Mathematica*, par exemple, possède les tables des coefficients de Clebsch-Gordan et 6- j , ce qui rend cette formule facile à exploiter si l'on connaît la valeur du dipole réduit. Pour la raie D_1 il vaut $\langle J = 1/2 || \hat{d} || J' = 1/2 \rangle = 2,70.10^{-29}$ C.m, et pour la raie D_2 , $\langle J = 1/2 || \hat{d} || J' = 3/2 \rangle = 3,79.10^{-29}$ C.m.

Cette valeur est déduite de celle de la largeur naturelle de la transition via la relation :

$$\Gamma = \frac{\omega^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \frac{2J+1}{2J'+1} \langle J || \hat{d} || J' \rangle^2$$

Pour plus de détails sur la structure des raies du césium, nous renvoyons à la référence très complète suivante : D. A. Steck, *Cesium D line data*, 1998 disponible à l'adresse <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata>.

²C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloe, *Mécanique Quantique*, tome 2, Hermann, Paris, 1973. Complément G_X par exemple.

B Polarizabilités vectorielles et tensorielles, sections efficaces d'absorption

Les polarizabilités vectorielles et tensorielles $\alpha_V^{F'}$ et $\alpha_T^{F'}$ sont données par [Happer et Mathur, 1967, Geremia *et al.*, 2006] :

$$\alpha_V^{F'} = \frac{3(2J' + 1)}{2(2J + 1)} \left(-\frac{\delta_{F-1}^{F'}}{F} - \frac{\delta_F^{F'}}{F(F+1)} + \frac{\delta_{F+1}^{F'}}{F+1} \right)$$

$$\alpha_T^{F'} = -\frac{3(2J' + 1)}{2(2J + 1)} \left(\frac{F+1}{F(2F-1)} \delta_{F-1}^{F'} - \frac{\delta_F^{F'}}{F} + \frac{\delta_{F+1}^{F'}}{2F+3} \right)$$

où $\delta_{F'}^F$ est le symbole de Kronecker. La section efficace d'absorption à résonance, entre deux niveaux dont le fondamental est peuplé de manière isotrope est

$$\sigma_{F'} = \sigma_{2niveaux} \frac{2(2J+1)(2F'+1)}{3} \left\{ \begin{array}{ccc} J' & 1 & J \\ F & I & F' \end{array} \right\}^2$$

avec $\sigma_{2niveaux} = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$.

Les valeurs des polarizabilités et sections efficaces d'absorption pour les raies D₂ du Cs et du Rb⁸⁷ sont données dans les tableaux 6.1 à 6.6 .

$\sigma_{F \rightarrow F'} / \sigma_{2niveaux}$	$F' = 2$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 5$
$F = 3$	5/21	1/4	5/28	
$F = 4$		7/108	7/36	11/27

TAB. 6.1 – Section efficaces d'absorption à résonance pour la raie D₂ du Cs (lorsque le niveau fondamental est peuplé de manière isotrope).

α_V	$F' = 2$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 5$
$F = 3$	-2/3	-1/6	1/2	
$F = 4$		-1/2	-1/10	2/5

TAB. 6.2 – Polarizabilités vectorielles pour la raie D₂ du Cs.

α_T	$F' = 2$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 5$
$F = 3$	$-4/5$	1	$-1/3$	
$F = 4$		$-15/28$	$3/4$	$-3/11$

TAB. 6.3 – Polarisabilités tensorielles pour la raie D₂ du Cs.

$\sigma_{F \rightarrow F'} / \sigma_{2\text{niveaux}}$	$F' = 0$	$F' = 1$	$F' = 2$	$F' = 3$
$F = 1$	$1/9$	$5/18$	$5/18$	
$F = 2$		$1/30$	$1/6$	$7/15$

TAB. 6.4 – Sections efficaces d'absorption à résonance pour la raie D₂ du Rb⁸⁷ (lorsque le niveau fondamental est peuplé de manière isotrope).

α_V	$F' = 0$	$F' = 1$	$F' = 2$	$F' = 3$
$F = 1$	-3	$-3/2$	$3/2$	
$F = 2$		$-3/2$	$-1/2$	1

TAB. 6.5 – Polarisabilités vectorielles pour la raie D₂ du Rb⁸⁷

α_T	$F' = 0$	$F' = 1$	$F' = 2$	$F' = 3$
$F = 1$	-6	3	$-3/5$	
$F = 2$		-3	$3/2$	$-9/28$

TAB. 6.6 – Polarisabilités tensorielles pour la raie D₂ du Rb⁸⁷.

C Relations de commutation des opérateurs tensoriels irréductibles

L'expression du commutateur entre deux opérateurs tensoriels irréductible T_q^k est [Omont, 1979] :

$$[T_{q_1}^{k_1}(F_g), T_{q_2}^{k_2}(F_g)] = \sum_{K,Q} (-1)^{K+2F_g} \sqrt{(2k_1+1)(2k_2+1)} \left\{ \begin{matrix} k_1 & k_2 & K \\ F_g & F_g & F_g \end{matrix} \right\} \times \\ \langle k_1 k_2 q_1 q_2, K Q \rangle (1 - (-1)^{k_1+k_2+K}) T_Q^K(F_g)$$

Pour $F = 1$, l'expression des T_q^k est :

$$\begin{aligned}T_0^1 &= F_z/\sqrt{2} \\T_{\pm}^1 &= \pm F_{\pm}/2 \\T_0^2 &= (3F_z^2 - 2)/\sqrt{6} \\T_{\pm 1}^2 &= \pm(F_z F_{\pm} + F_{\pm} F_z)/2 \\T_{\pm 2}^2 &= (F_{\pm}^2)/2\end{aligned}$$

avec $F_{\pm} = F_x \pm iF_y$. Leurs relations de commutation sont détaillées dans le tableau ci-dessous.

$[A_{\text{ligne}}, A_{\text{colonne}}]$	T_0^0	T_0^1	T_1^1	T_{-1}^1	T_0^2	T_1^2	T_{-1}^2	T_2^2	T_{-2}^2
T_0^0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
T_0^1	0	0	$T_1^1/\sqrt{2}$	$-T_{-1}^1/\sqrt{2}$	0	$T_1^2/\sqrt{2}$	$-T_{-1}^2/\sqrt{2}$	$\sqrt{2}T_2^2$	$-\sqrt{2}T_{-2}^2$
T_1^1	0	$-T_1^1/\sqrt{2}$	0	$T_0^1/\sqrt{2}$	$\sqrt{\frac{3}{2}}T_1^2$	$-T_2^2$	$(\sqrt{\frac{1}{6}} + \sqrt{\frac{2}{3}})T_0^2$	0	T_{-1}^2
T_{-1}^1	0	$T_{-1}^1/\sqrt{2}$	$-T_0^1/\sqrt{2}$	0	$\sqrt{\frac{3}{2}}T_{-1}^2$	$-(\sqrt{\frac{1}{6}} + \sqrt{\frac{2}{3}})T_0^2$	T_{-2}^2	$-T_1^2$	0
T_0^2	0	0	$\sqrt{\frac{3}{2}}T_1^2$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}T_{-1}^2$	0	$\sqrt{\frac{3}{2}}T_1^1$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}T_{-1}^1$	0	0
T_1^2	0	$-T_1^2/\sqrt{2}$	T_2^2	$(\sqrt{\frac{1}{6}} + \sqrt{\frac{2}{3}})T_0^2$	$-\sqrt{\frac{3}{2}}T_1^1$	0	$T_0^1/\sqrt{2}$	0	$-T_{-1}^1$
T_{-1}^2	0	$T_{-1}^2/\sqrt{2}$	$-(\sqrt{\frac{1}{6}} + \sqrt{\frac{2}{3}})T_0^2$	$-T_{-2}^2$	$\sqrt{\frac{3}{2}}T_{-1}^1$	$-T_0^1/\sqrt{2}$	0	T_1^1	0
T_2^2	0	$-\sqrt{2}T_2^2$	0	T_1^2	0	0	$-T_1^1$	0	$\sqrt{2}T_0^1$
T_{-2}^2	0	$\sqrt{2}T_{-2}^2$	$-T_{-1}^2$	0	0	T_{-1}^1	0	$-\sqrt{2}T_0^1$	0

D Mesures d'alignements : relations d'entrée-sortie à l'ordre 2

Dans les parties C.2 et C.3 du chapitre 4, consacrées aux mesures QND d'alignements atomiques, nous avons calculé la variance conditionnelle entre, par exemple, la quadrature de phase s_y du mode vide de la sonde et la composant x de l'alignement. Pour établir rigoureusement l'expression de ces variances conditionnelles, il faut conserver les termes en κ jusqu'à l'ordre 2 dans les relations d'entrée-sortie. A partir de la forme complète de ces relations (Eqs : 5.13-5.16), établies au chapitre 5, on obtient, dans le cas de la configuration en double passage (partie C.2) :

$$x^{out'} = x^{in} + \kappa^2 x^{in} - \kappa^2 \int_0^1 dz \int_0^z dz' X^{in}(z') - \kappa^2 \int_0^1 dz \int_{1-z}^1 dz' X^{in}(z') \quad (D-1)$$

$$s_y^{out'} = s_y^{in} - 2\kappa x^{in} - \kappa^2 s_y^{in} - 2\kappa^2 \int_0^1 dt \int_0^t dt' S_y^{in}(t') \quad (D-2)$$

Comme $\langle X^{in}(z)X^{in}(z') \rangle = \delta(z - z')$ et $\langle S_y^{in}(t)S_y^{in}(t') \rangle = \delta(t - t')$ pour les états cohérents initiaux, on déduit de ces relations $V[s_y^{out'}] = 1$, $V[x^{out'}] = 1$ et $\langle x^{out'} s_y^{out'} \rangle = -2\kappa$. On retrouve ainsi que $V[x^{out'} | s_y^{out'}] = 1 - 4\kappa^2$.

Remarquons que les variances restent égales à 1 (restent "au shot") : la lumière et les atomes *échangent* leurs états. Ce n'est pas le cas pour les mesures QND d'orientation (*C.f.* : équation 4.24) pour lesquelles une des quadratures atomiques *s'ajoute* à une des quadratures de la lumière. Les variances ont ici été calculées jusqu'à l'ordre 2 en κ . Leur calcul complet montre qu'elles restent égales à 1 pour toute valeur de κ , à condition bien sûr que le bruit associé à l'émission spontanée soit négligeable (voir partie D du chapitre 4).

Bibliographie

- [Appel *et al.*, 2007] APPEL, J., FIGUEROA, E., KORYSTOV, D. et LVOVSKY, A. (2007). Quantum memory for squeezed light. *arXiv :0709.2258v2 [quant-ph]*. Cité p. 6, 51, 136
- [Arecchi *et al.*, 1983] ARECCHI, F. T., KURMANN, J. et POLITI, A. (1983). A new class of optical multistabilities and instabilities induced by atomic coherence. *Opt. Comm.*, 44:421. Cité p. 152
- [Arimondo et Orriols, 1976] ARIMONDO, E. et ORRIOLS, G. (1976). Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping. *Lett. Nuovo Cimento*, 17:333. Cité p. 147, 150
- [Auzinsh *et al.*, 2004] AUZINSH, M., BUDKER, D., KIMBALL, D., ROCHESTER, S., STALNAKER, J., SUSHKOV, A. et YASHCHUK, V. (2004). Can a quantum nondestruction measurement improve the sensitivity of an atomic magnetometer? *Phys. Rev. Lett.*, 52:173002. Cité p. 49
- [Baillard *et al.*, 2006] BAILLARD, X., GAUGUET, A., BIZE, S., LEMONDE, P., LAURENT, P., CLAIRON, A. et ROSENBUSCH, P. (2006). Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Opt. Comm.*, 266:609. Cité p. 44
- [Barberis-Bloststein et Zagury, 2004] BARBERIS-BLOSTEIN, P. et ZAGURY, N. (2004). Field correlations in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 70:053827. Cité p. 147
- [Bennett et Brassard, 1984] BENNETT, C. H. et BRASSARD, G. (1984). *Proceedings of the IEEE international conference on computers, systems and signal processing*, page 175. Cité p. 48
- [Budker *et al.*, 2002] BUDKER, D., GAWLIK, W., KIMBALL, D. F., ROCHESTER, S. M., YASHCHUK, V. V. et WEIS, A. (2002). Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 74:1154. Cité p. 63, 147

- [Budker *et al.*, 1999] BUDKER, D., KIMBALL, D. F., ROCHESTER, S. M. et YASHCHUK, V. V. (1999). Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation. *Phys. Rev. Lett.*, 83:1767. Cité p. 147
- [Campillo, 2007] CAMPILLO, A. L. (2007). Orthogonally polarized single sideband modulator. *Opt. Lett.*, 32:3152. Cité p. 97, 98
- [Cecchi *et al.*, 1982] CECCHI, C., GIUSFREDI, G., PETRIELLA, E. et SALIERI, P. (1982). Observation of optical tristability in sodium vapors. *Phys. Rev. Lett.*, 49:1928. Cité p. 36
- [Chanelière *et al.*, 2005] CHANELIÈRE, T., MATSUKEVICH, D. N., JENKINS, S. D., LAN, S.-Y., KENNEDY, T. A. B. et KUZMICH, A. (2005). Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature*, 438:833. Cité p. 7, 50
- [Chou *et al.*, 2005] CHOU, C. W., de RIEDMATTEN, H., FELINTO, D., POLYAKOV, S. V., van ENK, S. J. et KIMBLE, H. J. (2005). Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles. *Nature*, 438:828. Cité p. 7, 50
- [Cohen-Tannoudji *et al.*, 1988] COHEN-TANNOUDJI, C., DUPONT-ROC, J. et GRYNBERG, G. (1988). *Processus d'interaction entre photons et atomes*. Cité p. 185, 188
- [Crooker *et al.*, 2004] CROOKER, S. A., RICKEL, D. G., BALATSKY, A. V. et SMITH, D. L. (2004). Spectroscopy of spontaneous spin noise as a probe of spin dynamics and magnetic resonance. *Nature*, 431:49. Cité p. 52
- [Cusack *et al.*, 2004] CUSACK, B. J., SHEARD, B. S., SHADDOCK, D. A., GRAY, M. B., LAM, P. K. et WHITCOMB, S. E. (2004). Electro-optic modulator capable of generating simultaneous amplitude and phase modulations. *Appl. Opt.*, 43:5079. Cité p. 93
- [Cviklinski *et al.*, 2007a] CVIKLINSKI, J., DANTAN, A., ORTALO, J. et PINARD, M. (2007a). Conditional squeezing of an atomic alignment. *Phys. Rev. A*, 76:033830. Cité p. 9
- [Cviklinski *et al.*, 2007b] CVIKLINSKI, J., ORTALO, J., BRAMATI, A., PINARD, M. et GIACOBINO, E. (2007b). Reversible quantum interface for tunable single-sideband modulation. *arXiv :0711.0264v1 [quant-ph]*. Cité p. 9
- [Dantan, 2005] DANTAN, A. (2005). *Génération, stockage et manipulation d'états non classiques pour des ensembles atomiques et des champs électromagnétiques*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie. Cité p. 8, 12, 148, 160, 172, 185

- [Dantan *et al.*, 2005] DANTAN, A., BRAMATI, A. et PINARD, M. (2005). Atomic quantum memory : cavity versus single pass schemes. *Phys. Rev. A*, 71:043801. Cité p. 7, 166, 193
- [Dantan *et al.*, 2006a] DANTAN, A., CVIKLINSKI, J., GIACOBINO, E. et PINARD, M. (2006a). Spin squeezing and light entanglement in coherent population trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 97:023605. Cité p. 9, 148, 166
- [Dantan *et al.*, 2006b] DANTAN, A., CVIKLINSKI, J., PINARD, M. et GRANGIER, P. (2006b). Dynamics of a pulsed continuous-variable quantum memory. *Phys. Rev. A*, 73:032338. Cité p. 7, 125, 131, 148, 161, 193
- [Dantan et Pinard, 2004] DANTAN, A. et PINARD, M. (2004). *Phys. Rev. A*, 69:043810. Cité p. 7, 50, 166
- [Dantan *et al.*, 2003] DANTAN, A., PINARD, M., JOSSE, V., NAYAK, N. et BERMAN, P. (2003). Atomic spin squeezing in a lambda system. *Phys. Rev. A*, 67:045801. Cité p. 51, 147, 166, 193
- [de Echaniz *et al.*, 2005] de ECHANIZ, S., MITCHELL, M., KUBASIK, M., KOSCHORRECK, M., CREPAZ, H., ESCHNER, J. et POLZIK, E. (2005). Conditions for spin squeezing in a cold $^8\text{7rb}$ ensemble. *J. Opt. B*, 7:S548. Cité p. 191
- [de Valcarel *et al.*, 2006] de VALCAREL, G., PATERA, G., TREPS, N. et FABRE, C. (2006). Multimode squeezing of frequency combs. *Phys. Rev. A*, 74:061801. Cité p. 125
- [Deutsch et Garrison, 1991] DEUTSCH, I. H. et GARRISON, J. C. (1991). Paraxial quantum propagation. *Phys. Rev. A*, 43:2498. Cité p. 172
- [Duan *et al.*, 2000a] DUAN, L.-M., CIRAC, J., ZOLLER, P. et POLZIK, E. (2000a). Quantum communication between atomic ensembles using coherent light. *Phys. Rev. Lett.*, 85:5643. Cité p. 171, 189, 192
- [Duan *et al.*, 2000b] DUAN, L.-M., GIEDKE, G., CIRAC, J. I. et ZOLLER, P. (2000b). Inseparability criterion for continuous variable systems. *Phys. Rev. Lett.*, 84:2722. Cité p. 103, 158
- [Duan *et al.*, 2001] DUAN, L.-M., LUKIN, M. D., CIRAC, J. I. et ZOLLER, P. (2001). Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 414:413. Cité p. 7, 48, 167
- [Eisaman *et al.*, 2005] EISAMAN, M. D., ANDRE, A., MASSOU, F., FLEISCHHAUER, M., ZIBROV, A. S. et LUKIN, M. D. (2005). Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses. *Nature*, 438:837. Cité p. 7, 50

- [Felinto *et al.*, 2005] FELINTO, D., CHOU, C. W., de RIEDMATTEN, H., POLYAKOV, S. V. et KIMBLE, H. J. (2005). Control of decoherence in the generation of photon pairs from atomic ensembles. *Phys. Rev. A*, 72:053809. Cité p. 43
- [Figueroa *et al.*, 2006] FIGUEROA, E., VEWINGER, F., APPEL, J. et LVOVSKY, A. I. (2006). Decoherence of electromagnetically induced transparency in vapor. *Opt. Lett.*, 31:2625. Cité p. 84
- [Fleischhauer *et al.*, 2005] FLEISCHHAUER, M., IMAMOGLU, A. et MARANGOS, J. P. (2005). Electromagnetically induced transparency : Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.*, 77:633. Cité p. 147
- [Fleischhauer *et al.*, 1992] FLEISCHHAUER, M., KEITEL, C., SCULLY, M. O., SU, C., ULRICH, B. T. et ZHU, S.-Y. (1992). Resonantly enhanced refractive index without absorption via atomic coherence. *Phys. Rev. A*, 46:1468. Cité p. 147
- [Fleischhauer et Lukin, 2000] FLEISCHHAUER, M. et LUKIN, M. (2000). Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 84:5094. Cité p. 7, 50
- [Fleischhauer et Richter, 1995] FLEISCHHAUER, M. et RICHTER, T. (1995). Pulse matching and correlation of phase fluctuations in λ systems. *Phys. Rev. A*, 51:2430. Cité p. 147, 172
- [Gea-Banacloche *et al.*, 1995] GEA-BANACLOCHE, J., LI, Y.-Q., JIN, S.-Z. et XIAO, M. (1995). Electromagnetically induced transparency in inhomogeneously broadened media : Theory and experiment. *Phys. Rev. A*, 51:576. Cité p. 83
- [Geremia *et al.*, 2003] GEREMIA, J., STOKTON, J., DOHERTY, A. et MABUCHI, H. (2003). Quantum kalman filtering and the heisenberg limit in atomic magnetometry. *Phys. Rev. Lett.*, 91:250801. Cité p. 49
- [Geremia *et al.*, 2004] GEREMIA, J., STOKTON, J. et MABUCHI, H. (2004). Real-time quantum feedback control of atomic spin-squeezing. *Science*, 304:270. Cité p. 6, 163, 167, 171, 175, 192
- [Geremia *et al.*, 2006] GEREMIA, J., STOKTON, J. et MABUCHI, H. (2006). Tensor polarizability and dispersive quantum measurement of multilevel atoms. *Phys. Rev. A*, 73:042112. Cité p. 167, 218
- [Giacobino, 1985] GIACOBINO, E. (1985). Tristability and bifurcations in sodium vapor. *Opt. Comm.*, 56:249. Cité p. 36
- [Glockl *et al.*, 2006] GLOCKL, O., ANDERSEN, U. L. et LEUCHS, G. (2006). Continuous variable entanglement between frequency modes. *Fortschr. Phys.*, 54:846. Cité p. 101, 102, 103

- [Goldfarb *et al.*, 2008] GOLDFARB, F., GHOSH, J., DAVID, M., RUGGIERO, J., CHANELIÈRE, T., GOUËT, J.-L. L., GILLES, H., GHOSH, R. et BRETENAKER, F. (2008). Observation of ultra-narrow electromagnetically induced transparency and slow light using purely electronic spins in a hot atomic vapor. *Europhys. Lett.*, 82:54002. Cité p. 84
- [Gorshkov *et al.*, 2007] GORSHKOV, A. V., ANDRÉ, A., LUKIN, M. D. et SORENSEN, A. S. (2007). Photon storage in lambda-type optically dense atomic media. ii. free space model. *Phys. Rev. A*, 76:033805. Cité p. 125, 166, 194, 202, 207
- [Grangier *et al.*, 1998] GRANGIER, P., LEVENSON, J. et POIZAT, J.-P. (1998). Quantum non-demolition measurements in optics. *Nature (London)*, 396:537. Cité p. 174
- [Grison, 1992] GRISON, D. (1992). *Atomes de césium piégés et refroidis par laser à quelques microKelvins : un piège magnéto-optique dans une cellule de césium et quelques applications*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie. Cité p. 19
- [Grosshans, 2002] GROSSHANS, F. (2002). *Communication et cryptographie quantiques avec des variables continues*. Thèse de doctorat, Université Paris XI. Cité p. 104, 137, 138
- [Hadjar, 1998] HADJAR, Y. (1998). *Etude du couplage optomécanique dans une cavité de grande finesse. Observation du mouvement Brownien d'un miroir*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie. Cité p. 105
- [Hage *et al.*, 2007] HAGE, B., SAMBLOWSKI, A. et SCHNABEL, R. (2007). Towards einstein-podolsky-rosen quantum channel multiplexing. *arXiv :0710.3086*. Cité p. 102
- [Hammerer *et al.*, 2006] HAMMERER, K., POLZIK, E. S. et CIRAC, J. I. (2006). High fidelity teleportation between light and matter. *Phys. Rev. A*, 74:064301. Cité p. 104
- [Hammerer *et al.*, 2005] HAMMERER, K., WOLF, M. M., POLZIK, E. S. et CIRAC, J. I. (2005). Quantum benchmark for storage and transmission of coherent states. *Phys. Rev. Lett.*, 94:150503. Cité p. 137, 140
- [Hansch et Couillaud, 1980] HANSCH, T. W. et COUILLAUD, B. (1980). Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Opt. Comm.*, 35:441. Cité p. 16
- [Happer et Mathur, 1967] HAPPER, W. et MATHUR, B. S. (1967). Effective operator formalism in optical pumping. *Rev. Mod. Phys.*, 12:163. Cité p. 55, 168, 218

- [Harris, 1997] HARRIS, S. E. (1997). Electromagnetically induced transparency. *Phys. Today*, 50:36. Cité p. 49
- [Hetet *et al.*, 2008] HETET, G., PENG, A., JOHNSON, M. T., HOPE, J. J. et LAM, P. K. (2008). Characterization of eit-based continuous variable quantum memories. *Phys. Rev. A*, 77:012323. Cité p. 50, 137, 143, 144, 161, 166
- [Hilico, 1992] HILICO, L. (1992). *Réduction du bruit quantique de la lumière par une cavité bistable*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie. Cité p. 8, 11
- [Hilico *et al.*, 1992] HILICO, L., FABRE, C., REYNAUD, S. et GIACOBINO, E. (1992). Linear input-output method for quantum fluctuations in optical bistability with two-level atoms. *Phys. Rev. A*, 46:4397. Cité p. 157, 166
- [Honda *et al.*, 2007] HONDA, K., AKAMATSU, D., ARIKAWA, M., YOKOI, Y., AKIBA, K., NAGATSUKA, S., TANIMURA, T., FURUSAWA, A. et KOZUMA, M. (2007). Storage and retrieval of a squeezed vacuum. *arXiv :0709.1785v2 [quant-ph]*. Cité p. 6, 43, 51, 136
- [Hsu *et al.*, 2006a] HSU, M., HÉTET, G., GLOCKL, O., LONGDELL, J. J., BUCHLER, B. C., BACHOR, H.-A. et LAM, P. K. (2006a). Quantum study of information delay in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 97:183601. Cité p. 123, 134
- [Hsu *et al.*, 2006b] HSU, M., HÉTET, G., PENG, A., HARB, C., BACHOR, H.-A., JOHNSON, M., HOPE, J., LAM, P. K., DANTAN, A., CVIKLINSKI, J., BRAMATI, A. et PINARD, M. (2006b). Effect of atomic noise on optical squeezing via polarization self-rotation in a thermal vapor cell. *Phys. Rev. A*, 73:023806. Cité p. 148, 159
- [Huntington *et al.*, 2005] HUNTINGTON, E. H., MILFORD, G. N., ROBILLIARD, C., RALPH, T. C., GLÖCKL, O., ANDERSEN, U. L., LORENZ, S. et LEUCHS, G. (2005). Demonstration of the spatial separation of the entangled quantum sidebands of an optical field. *Phys. Rev. A*, 71:041802 (R). Cité p. 101, 102, 103
- [Javan *et al.*, 2002] JAVAN, A., KOCHAROVSKAYA, O., LEE, H. et SCULLY, M. (2002). Narrowing of electromagnetically induced transparency resonance in a doppler-broadened medium. *Phys. Rev. A*, 66:013805. Cité p. 83, 84
- [Josse, 2003] JOSSE, V. (2003). *Réduction du bruit de polarisation et intrication quantique en variables continues avec un nuage d'atomes froids*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie. Cité p. 8, 12, 37, 38, 39, 159
- [Josse *et al.*, 2004] JOSSE, V., DANTAN, A., BRAMATI, A., PINARD, M. et GIACOBINO, E. (2004). Continuous variable entanglement using cold atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 92:123601. Cité p. 148, 158

- [Josse *et al.*, 2003] JOSSE, V., DANTAN, A., VERNAC, L., BRAMATI, A., PINARD, M. et GIACOBINO, E. (2003). Polarization squeezing with cold atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 91:103601. Cité p. 148, 159
- [J.Sherson *et al.*, 2006] J.SHERSON, H.KRAUTER, R.OLSSON, B.JULSGAARD, K.HAMMERER, I.CIRAC et POLZIK, E. (2006). Quantum teleportation between light and matter. *Nature (London)*, 443:557. Cité p. 51, 104
- [Julsgaard, 2003] JULSGAARD, B. (2003). *Entanglement and quantum interactions with macroscopic gaz samples*. Thèse de doctorat, University of Aarhus. Cité p. 65
- [Julsgaard *et al.*, 2001] JULSGAARD, B., KOZHEKIN, A. et POLZIK, E. (2001). Experimental long-lived entanglement of two macroscopic objects. *Nature (London)*, 413:400. Cité p. 6, 67, 163, 166, 171
- [Julsgaard *et al.*, 2004a] JULSGAARD, B., SHERSON, J., CIRAC, J. I., FIURASEK, J. et POLZIK, E. S. (2004a). Experimental demonstration of quantum memory for light. *Nature (London)*, 432:482. Cité p. 51, 182
- [Julsgaard *et al.*, 2004b] JULSGAARD, B., SHERSON, J., SORENSEN, J. L. et POLZIK, E. S. (2004b). Characterizing the spin state of an atomic ensemble using the magneto-optical resonance method. *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.*, 6:5. Cité p. 67, 74, 78
- [Ketterle *et al.*, 1993] KETTERLE, W., DAVIS, K. B., JOFFE, M. A., MARTIN, A. et PRITCHARD, D. E. (1993). High density of cold atoms in a *dark* spontaneous-force optical trap. *Phys. Rev. Lett.*, 70:2253. Cité p. 26, 27
- [Kitagawa et Ueda, 1993] KITAGAWA, M. et UEDA, M. (1993). Squeezed spin states. *Phys. Rev. A*, 47:5138. Cité p. 4
- [Kitano *et al.*, 1981] KITANO, M., YABUZAKI, T. et OGAWA, T. (1981). Optical tristability. *Phys. Rev. Lett.*, 46:926. Cité p. 36
- [Kominis, 2008] KOMINIS, I. K. (2008). Sub-shot-noise magnetometry with a correlated spin-relaxation dominated alkali-metal vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 100:073002. Cité p. 49
- [Korolkova *et al.*, 2002] KOROLKOVA, N., LEUCHS, G., LOUDON, R., RALPH, T. et SILBERHORN, C. (2002). Polarization squeezing and continuous-variable polarization entanglement. *Phys. Rev. A*, 65:052306. Cité p. 157
- [Kozhekin *et al.*, 2000] KOZHEKIN, A., MØLMER, K. et POLZIK, E. (2000). Quantum memory for light. *Phys. Rev. A*, 62:033809. Cité p. 51
- [Kozuma *et al.*, 2002] KOZUMA, M., AKAMATSU, D., DENG, L., HAGLEY, E. W. et PAYNE, M. G. (2002). Steep optical-wave group-velocity reduction and storage of

- light without on-resonance electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 66:031801. Cité p. 51, 208
- [Kuprianov *et al.*, 2005] KUPRIANOV, D. V., MISHINA, O. S., SOKOLOV, I., JULSGAARD, B. et POLZIK, E. S. (2005). *Phys. Rev. A*, 71:032348. Cité p. 168
- [Kuzmich *et al.*, 1998] KUZMICH, A., BIGELOW, N. et MANDEL, L. (1998). Atomic quantum non-demolition measurements and squeezing. *Europhys. Lett.*, 42:481. Cité p. 166
- [Kuzmich *et al.*, 2000] KUZMICH, A., MANDEL, L. et BIGELOW, N. (2000). Generation of spin squeezing via continuous quantum nondemolition measurement. *Phys. Rev. Lett.*, 85:1594. Cité p. 52, 59, 163
- [Kuzmich *et al.*, 1999] KUZMICH, A., MANDEL, L., JANIS, J., YOUNG, Y., EJNIAMAN, R. et BIGELOW, N. (1999). Quantum nondemolition measurements of collective atomic spin. *Phys. Rev. A*, 60:2346. Cité p. 6, 52, 59, 167, 168, 191
- [Lambrecht, 1995] LAMBRECHT, A. (1995). *Atomes froids et fluctuations quantiques*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie. Cité p. 12, 34, 98
- [Li et Xiao, 1995] LI, Y.-Q. et XIAO, M. (1995). Observation of quantum interference between dressed states in an electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 51:4959. Cité p. 79
- [Liu *et al.*, 2001] LIU, C., DUTTON, Z., BEHROOZI, C. H. et HAU, L. V. (2001). Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature*, 409:490. Cité p. 3, 49
- [Lukin *et al.*, 1999] LUKIN, M. D., MATSKO, A. B., FLEISCHHAUER, M. et SCULLY, M. O. (1999). Quantum noise and correlations in resonantly enhanced wave mixing based on atomic coherence. *Phys. Rev. Lett.*, 82:1847. Cité p. 147
- [Lvovsky *et al.*, 2001] LVOVSKY, A., HANSEN, H., AICHELE, T., BENSON, O., MLYNEK, J. et SCHILLER, S. (2001). Quantum state reconstruction of the single photon fock-state. *Phys. Rev. Lett.*, 87:050402. Cité p. 2
- [Mair *et al.*, 2002] MAIR, A., HAGER, J., PHILLIPS, D. F., WALSWORTH, R. L. et LUKIN, M. D. (2002). Phase coherence and control of stored photonic information. *Phys. Rev. A*, 65:031802. Cité p. 49, 120
- [Matsko *et al.*, 2003] MATSKO, A. B., NOVIKOVA, I., ZUBAIRY, M. S. et WELCH, G. R. (2003). Nonlinear magneto-optical rotation of elliptically polarized light. *Phys. Rev. A*, 67:043805. Cité p. 148

- [Mikhailov *et al.*, 2004] MIKHAILOV, E. E., SAUTENKOV, V. A., NOVIKOVA, I. et WELCH, G. R. (2004). Large positive and negative delay of optical pulses in coherently prepared dense rb vapor with buffer gas. *Phys. Rev. A*, 69:063808. Cité p. 208
- [Mishina *et al.*, 2007] MISHINA, O., KUPRIYANOV, D., MULLER, J. et POLZIK, E. (2007). Spectral theory of quantum memory and entanglement via raman scattering of light by an atomic ensemble. *Phys. Rev. A*, 75:042326. Cité p. 177, 195, 206
- [Muschik *et al.*, 2006] MUSCHIK, C., HAMMERER, K., POLZIK, E. et CIRAC, J. (2006). Efficient quantum memory and entanglement between light and an atomic ensemble using magnetic fields. *Phys. Rev. A*, 73:062329. Cité p. 179
- [Neergaard-Nielsen *et al.*, 2006] NEERGAARD-NIELSEN, J. S., NIELSEN, B. M., HETTICH, C., MØLMER, K. et POLZIK, E. (2006). Generation of a superposition of odd photon number states for quantum information networks. *Phys. Rev. Lett.*, 97:083604. Cité p. 167
- [Novikova *et al.*, 2007] NOVIKOVA, I., GORSHKOV, A. V., PHILLIPS, D. F., SORENSEN, A. S., LUKIN, M. D. et WALSWORTH, R. L. (2007). Optimal control of light pulse storage and retrieval. *Phys. Rev. Lett.*, 98:243602. Cité p. 7, 49, 142, 207
- [Omont, 1979] OMONT, A. (1979). *Progress in Quantum Electronics*, 5:69. Cité p. 170, 219
- [Ourjoumtsev *et al.*, 2006] OURJOUNTSEV, A., TUALLE-BROURI, R., LAURAT, J. et GRANGIER, P. (2006). Generation of optical schrodinger kittens for quantum information processing. *Science*, 312:83. Cité p. 2, 167
- [Phillips *et al.*, 2001] PHILLIPS, D. F., FLEISCHHAUER, A., MAIR, A., WALSWORTH, R. L. et LUKIN, M. D. (2001). Storage of light in atomic vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 86:783. Cité p. 3, 49
- [Poizat *et al.*, 1994] POIZAT, J.-P., ROCH, J.-F. et GRANGIER, P. (1994). *Ann. Phys. (Paris)*, 19:265. Cité p. 174
- [Ralph et Lam, 1998] RALPH, T. C. et LAM, P. K. (1998). Teleportation with bright squeezed light. *Phys. Rev. Lett.*, 81:5668. Cité p. 143
- [Reynaud *et al.*, 1989] REYNAUD, S., FABRE, C., GIACOBINO, E. et HEIDMANN, A. (1989). Photon noise reduction by passive optical bistable system. *Phys. Rev. A*, 40:1440. Cité p. 32
- [Roch *et al.*, 1997] ROCH, J.-F., VIGNERON, K., GRELU, P., SINATRA, A., POIZAT, J.-P. et GRANGIER, P. (1997). Quantum-nondemolition measurements using cold trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 78:634. Cité p. 26, 143

- [Rochester *et al.*, 2001] ROCHESTER, S. M., HSIUNG, D. S., BUDKER, D., CHIAO, R. Y., KIMBALL, D. F. et YASHCHUK, V. V. (2001). Self-rotation of resonant elliptically polarized light in collision-free rubidium vapor. *Phys. Rev. A*, 63:043814. Cité p. 36, 148
- [Schmidt et Imamoglu, 1996] SCHMIDT, H. et IMAMOGLU, A. (1996). Giant kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency. *Opt. Lett.*, 21:1936. Cité p. 147
- [Schori *et al.*, 2002] SCHORI, C., JULSGAARD, B., SØRENSEN, J. et POLZIK, E. (2002). Recording quantum properties of light in a long-lived atomic spin state : Towards quantum memory. *Phys. Rev. Lett.*, 89:057903. Cité p. 61, 67
- [Sherson et Mølmer, 2006] SHERSON, J. et MØLMER, K. (2006). Polarization squeezing by optical faraday rotation. *Phys. Rev. Lett.*, 97:143602. Cité p. 166, 179
- [Sinatra *et al.*, 1998] SINATRA, A., ROCH, J.-F., VIGNERON, K., GRELU, P., POIZAT, J.-P., WANG, K. et GRANGIER, P. (1998). Quantum-nondemolition measurements using cold trapped atoms : Comparison between theory and experiment. *Phys. Rev. A*, 57:2980. Cité p. 147
- [Takeuchi *et al.*, 2005] TAKEUCHI, M., ICHIHARA, S., TAKANO, T., KUMAKURA, M., YABUZAKI, T. et TAKAHASHI, Y. (2005). spin squeezing via one-axis twisting with coherent light. *Phys. Rev. Lett.*, 94:023003. Cité p. 179
- [Thompson *et al.*, 2006] THOMPSON, J. K., SIMON, J., LOH, H. et VULETIC, V. (2006). A high-brightness source of narrowband, identical-photon pairs. *science*, 313:74. Cité p. 168
- [Townsend *et al.*, 1996] TOWNSEND, C. G., EDWARDS, N. H., ZETIE, K. P., COOPER, C. J., RINK, J. et FOOT, C. J. (1996). High-density trapping of cesium atoms in a dark magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 53:1702. Cité p. 27, 28, 31
- [Vernac, 2001] VERNAC, L. (2001). *Etude expérimentale et théorique des fluctuations quantiques de champs et d'atomes couplés en cavité*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie. Cité p. 8, 12, 157, 160
- [Vernac *et al.*, 2000] VERNAC, L., PINARD, M. et GIACOBINO, E. (2000). Spin squeezing in two-level systems. *Phys. Rev. A*, 62:063812. Cité p. 166
- [Vignerón, 1998] VIGNERON, K. (1998). *Contrôle du bruit quantique de la lumière et mesures quantiques non-destructives utilisant des atomes piégés et refroidis*. Thèse de doctorat, Université Paris XI. Cité p. 27, 31, 170

-
- [Walls et Zoller, 1980] WALLS, D. et ZOLLER, P. (1980). A coherent nonlinear mechanism for optical bistability from three level atoms. *Opt. Comm.*, 34:260. Cité p. 36
- [Wang *et al.*, 2001] WANG, H., GOORSKEY, D. J. et XIAO, M. (2001). Enhanced kerr nonlinearity via atomic coherence in a three-level atomic system. *Phys. Rev. Lett.*, 87:073601. Cité p. 147
- [Wenger, 2004] WENGER, J. (2004). *dispositifs impulsionnels pour la communication quantique à variables continues*. Thèse de doctorat, Université Paris XI. Cité p. 111