



Détection non destructive d'un atome unique par interaction dispersive avec un champ mésoscopique dans une cavité

Paolo Maioli

► To cite this version:

Paolo Maioli. Détection non destructive d'un atome unique par interaction dispersive avec un champ mésoscopique dans une cavité. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2004. Français. $\langle$ NNT : $\rangle$. $\langle$ tel-00007691 $\rangle$

HAL Id: tel-00007691

<https://theses.hal.science/tel-00007691v1>

Submitted on 9 Dec 2004

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.

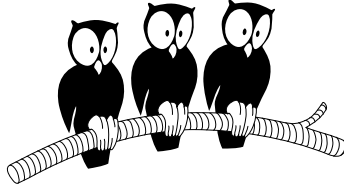
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

LABORATOIRE KASTLER BROSSEL



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : Physique Quantique

présentée par
Paolo MAIOLI

pour obtenir le grade de Docteur
de l'Université Paris VI

Sujet de la thèse :

Détection non destructive d'un atome unique
par interaction dispersive avec un champ mésoscopique
dans une cavité

Soutenue le 9 juillet 2004 devant le jury composé de :

Ph.	JACQUIER	Président
I.	ABRAM	Rapporteur
F.	MINARDI	Rapporteur
Ph.	GRANGIER	
J.M.	RAIMOND	Directeur de thèse

Remerciements

Le travail de recherche qui fait le sujet de ce manuscrit a été effectué au Laboratoire Kastler Brossel de l'École Normale Supérieure de Paris durant la période 2000-2003. Je souhaite remercier Élisabeth Giacobino et Franck Laloë, directeurs successifs du Laboratoire Kastler Brossel, de m'avoir accueilli.

Le travail s'est déroulé dans l'équipe d'*électrodynamique des systèmes simples*, dirigé par Jean-Michel Raimond et Serge Haroche. Jean-Michel Raimond m'a accepté dans le groupe et a dirigé cette thèse, en suivant au quotidien l'activité expérimentale. Je lui suis très reconnaissant de m'avoir fait profiter de conditions de recherche excellentes et stimulantes, d'avoir suivi le déroulement de ma thèse dans tous ses aspects, du jour où je suis entré pour la première fois dans la salle de l'expérience et jusqu'au jour de ma soutenance, à travers de nombreuses discussions. J'ai beaucoup apprécié son humour et ses qualités humaines et beaucoup appris de sa rigueur scientifique.

Ma reconnaissance va à Serge Haroche. J'ai apprécié sa curiosité intellectuelle, son enthousiasme pour la recherche et ses grandes qualités pédagogiques, que j'ai pu constater à la fois dans les réunions internes du groupe et tout au long de ses cours au Collège de France.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Michel Brune. J'ai beaucoup profité et appris de sa connaissance *totale* de notre montage expérimental et des tous les effets physiques qui se cachent derrière, du détail le plus pratique au concept le plus abstrait. Mais je lui suis encore plus reconnaissant pour sa constante disponibilité et bonne humeur et pour l'atmosphère relaxée et conviviale qu'il a beaucoup contribué à créer et à maintenir dans le laboratoire pendant toutes mes années de thèse.

Je remercie Francesco Minardi et Izo Abram d'avoir accepté de faire partie du jury de soutenance en tant que rapporteurs, de leur lecture très soignée du manuscrit et des leurs remarques pointues. Merci également à Philippe Jacquier et Philippe Grangier, qui ont fait partie du jury.

Les résultats décrits dans cette thèse n'ont pu être obtenus que grâce à la collaboration des autres thésitifs qui ont partagé avec moi tous les moments, durs et glorieux, des expériences. Je remercie Tristan Meunier, qui a été un copain d'aventure, à l'intérieur et en dehors du laboratoire, énergique et attentif, dans le travail aussi bien que dans notre amitié, auquel je me sens très lié. Ce qui est le cas aussi pour Sébastien Gleyzes, dernier doctorant arrivé, qui a eu un rôle déterminant dans les acquisitions des résultats présentés dans ce manuscrit, qu'il a relu soigneusement, en limitant ainsi mes fautes d'orthographe. Je le remercie de sa sympathie et de sa patience, de son soutien et de sa présence continue

pendant toutes les prises de données et des très nombreuses discussions que nous avons eues ensemble. Avec Alexia Auffèves, que je remercie de tout mon coeur, j'ai partagé toute la longue phase d'apprentissage du montage expérimental, au début de notre thèse, ainsi que toute la période de redémarrage de l'expérience jusqu'à nos derniers résultats. Je remercie également Stefano Osnaghi, ancien doctorant du groupe, pour le temps passé ensemble à travailler et à discuter de physique et de la vie, et je lui souhaite très bonne chance dans ses départs et ses retours. Merci à Patrice Bertet et Arno Rauschenbeutel, qui étaient là avant moi, et à Stefan Kuhr et Christine Guerlin, qui sont là maintenant que je n'y suis plus. Je remercie Philippe Hyafil et Jack Mozley, qui travaillent dur dans l'autre expérience du groupe, pour les très bons moments passés ensemble, ainsi que Gilles Nogues, pour sa disponibilité et sa collaboration à nos expériences. Un chaleureux remerciement à la théoricienne Perola Milman, pour son aide et sa bonne humeur.

Je remercie les membres des services techniques, qui ont été indispensables au bon fonctionnement de l'expérience. Je remercie spécialement Didier Courtiade et Jean-François Point de leur efficacité et disponibilité, dont j'ai souvent abusé. Merci aux responsables de la cryogénie, Olivier Andrieu et Willy Danay, de ne nous avoir jamais fait manquer d'hélium et d'azote, que notre montage consomme en très grandes quantités. Merci à Yvon Cabirou, Lionel Pérennes, Jack Olejnik et Jean-Claude Paindorge. Merci aux secrétaires du laboratoire qui se sont succédées, toujours très efficaces, disponibles et souriantes : Linda Krikorian, Régine André, Vera Da Costa, Corinne Palescandolo, Geneviève Piard, Zohra Ouassyoun. Merci à Philippe Goy et Michel Gross de leur présence et de leurs compétences très aigües dans le monde des micro-ondes, et de leur aide et intérêt dans nos expériences.

En dehors du laboratoire, beaucoup de personnes m'ont permis, grâce à leur soutien, de concilier l'enthousiasme et la fatigue de la vie au laboratoire avec la joie et le stress de la vie à Paris. Je tiens à remercier en premier mes parents, Mafalda et Cesare, qui m'ont toujours soutenu dans mes choix, qui ont toujours été très près de moi pendant mes années à Paris et mes années avant, tout en me laissant la plus grande liberté.

Merci à mes amis à Paris, qui ont contribué, chacun à sa façon, à rendre ces années pleines de souvenirs mémorables. Merci donc à Sabine, Thorsten, Salima, Florence, Simone, Monica, Julien et Juliette. Et un remerciement très profond à mes amis, en Italie ou dispersés dans le monde, qui ont toujours été un point de repère, et pour lesquels j'espère avoir été également, parfois, un repère. Merci à Gabriele, Luigi, Carolyn, Maurizio, Marcella.

Firenze, novembre 2004.

Table des matières

Introduction	7
1 Le dispositif expérimental	19
1.1 Une vue d'ensemble	19
1.2 Les atomes de Rydberg circulaires	22
1.2.1 Propriétés	22
1.2.2 La préparation	26
1.2.3 La sélection de vitesse	28
1.2.4 La détection	33
1.3 La cavité supraconductrice	36
1.3.1 La géométrie du mode	36
1.3.2 L'accord de la fréquence de la cavité	38
1.3.3 Le temps de vie de la cavité	39
1.3.4 Le couplage aux sources externes	40
2 Atome et champ : outils de base	43
2.1 États classiques et états quantiques du champ	43
2.1.1 L'état cohérent	44
2.1.2 Représentation des états du champ	45
2.1.2.a Représentation d'un état cohérent	47
2.1.3 Le champ thermique	50
2.1.3.a Le champ thermique déplacé	51
2.1.4 La dissipation du champ dans la cavité	51
2.2 Le système atome – champ	54
2.2.1 Les états habillés	54
2.2.2 L'évolution dans le temps	56
2.2.2.a L'interaction résonnante	56
2.2.2.b L'interaction dispersive	60

2.2.2.c	L'interaction à faible désaccord	63
2.3	Interférométrie de Ramsey	66
2.3.1	Le principe de fonctionnement	67
2.3.2	L'interférométrie de Ramsey comme outil de mesure d'un champ . .	69
3	Détection homodyne de la phase du champ	73
3.1	La technique de détection homodyne	74
3.1.1	La détection homodyne dans notre dispositif	74
3.1.2	La technique de détection homodyne pour des faisceaux propageants	76
3.2	La réduction du bruit sur la phase	78
3.2.1	Le contrôle de la phase de détection homodyne	78
3.2.2	Spectroscopie de la cavité	80
3.2.3	Mesure des vibrations	84
3.2.4	Isolation des vibrations	86
3.3	Mise au point de la technique de détection homodyne	90
3.3.1	Expériences et réglages préliminaires	90
3.3.1.a	Accord de la fréquence de la cavité	91
3.3.1.b	Choix de la vitesse des atomes	92
3.3.1.c	Paramètres des atomes absorbants	92
3.3.1.d	Durée des injections micro-onde	93
3.3.1.e	Calibration du champ injecté	95
3.3.1.f	Durée de l'interaction résonnante de l'atome sonde	98
3.3.2	Expérience de mesure de la phase du champ	101
3.3.2.a	Mesure de la fonction Q	103
3.4	Détection du déphasage du champ par un atome unique	106
3.4.1	Calcul de l'efficacité de détection	112
4	Détection non destructive d'un atome	117
4.1	Schéma de l'expérience	118
4.1.1	Optimisation de l'absorption des atomes sonde	121
4.1.2	Déphasage du champ par un atome déphaseur lent	122
4.1.3	Courbe d'homodynage avec détection par les atomes absorbants . .	122
4.2	Résultats	125
4.3	Imperfections expérimentales	135
4.3.1	Le fond d'atomes détectés dans l'état $ e\rangle$	135
4.3.2	L'absorption du champ par les atomes mal sélectionnés en vitesse .	137

4.3.3	L'efficacité de détection du premier détecteur	138
4.3.4	Courbe d'absorption du champ	140
4.4	Reproduction des résultats par un modèle numérique	143
4.4.1	Calcul des valeurs moyennes des histogrammes	143
4.4.1.a	Méthode	143
4.4.1.b	Résultats	145
4.4.2	Largeur des histogrammes	150
4.4.3	Considérations sur l'expérience de détection non destructive	151
4.5	Expérience avec des atomes déphaseurs plus rapides	152
4.5.1	Schéma de l'expérience et réglages préliminaires	152
4.5.2	Résultats	156
4.5.3	Analyse des résultats	158
4.6	Discussion et perspectives	162
4.6.1	Nouveau schéma d'excitation laser	162
4.6.2	Montage à deux cavités	165
	Conclusion	167
	Bibliographie	169

Introduction

En mécanique quantique, lorsque deux systèmes, initialement préparés dans deux états purs, interagissent entre eux, nous ne pouvons pas en général décrire l'état résultant comme produit tensoriel des deux fonctions d'onde correspondant à chaque système. Les deux systèmes ne peuvent pas être considérés comme indépendants, quelle que soit la distance physique qui les sépare. Les systèmes forment un état *intriqué*. Lorsqu'on effectue une mesure sur l'un des deux systèmes nous projetons de façon instantanée l'autre système dans l'état correspondant au résultat de la mesure. À partir de l'existence des états intriqués des effets importants surgissent. Ces effets ont amené Einstein, Podolsky et Rosen (EPR) en 1935 à l'idée que la mécanique quantique pourrait fournir une description incomplète de l'univers [1]. Résumons très brièvement l'argument EPR. Lorsqu'on effectue une mesure sur un système physique faisant partie d'un état intriqué, le système qui lui est associé est projeté dans un état propre bien défini sans qu'il ne subisse aucune interaction. L'hypothèse de *localité* garantit qu'une mesure sur le premier système ne perturbe pas le deuxième. Nous pouvons par conséquent déterminer la valeur propre d'une observable agissant sur le deuxième système sans que celui-ci soit perturbé. Selon la définition de EPR, nous pouvons associer un *élément de réalité* à cette observable. Maintenant, si on mesure, dans le premier système physique, une observable différente qui ne commute pas avec la précédente, nous pouvons, de la même façon, associer un élément de réalité à l'observable correspondant portant sur le deuxième système. Cela est en désaccord avec la mécanique quantique, qui interdit de déterminer simultanément les valeurs d'observables qui ne commutent pas – un fait exprimé de façon quantitative par l'inégalité de Heisenberg. La position $\hat{q}$ et l'impulsion $\hat{p}$ d'une particule, aussi bien que le spin $\hat{\sigma}_z$ et $\hat{\sigma}_x$ selon deux axes différents, sont des exemples d'observables qui ne commutent pas, et qui ne peuvent pas être mesurées simultanément. Le paradoxe EPR, en d'autres mots, montre que, à partir d'un état intriqué entre deux systèmes, nous pouvons associer des éléments de réalité à deux observables du deuxième système qui ne commutent pas.

Cette constatation a d'importantes conséquences sur la validité de la description quantique de l'univers. Pour résoudre le paradoxe posé par EPR plusieurs idées ont été introduites. Une solution consiste à remettre en cause l'hypothèse de localité et à supposer qu'une mesure effectuée sur un sous-système perturbe l'état du sous-système qui lui est associé. Une autre alternative consiste à faire l'hypothèse que la mécanique quantique est une théorie incomplète, et qu'une description plus précise d'un système doit prendre en compte l'existence de *variables cachées*, correspondant à chaque élément de réalité. Dans cette interprétation, la description analytique fournie par la mécanique quantique ne tiendrait pas compte de l'état de chaque sous-système qui serait déterminé avant sa mesure.

Ce problème est resté une controverse complètement théorique jusqu'au moment où J.S. Bell, en 1964, introduisit des inégalités mathématiques permettant de trancher, à travers la mesure expérimentale de certaines grandeurs physiques, entre une interprétation non locale de la mécanique quantique, telle qu'elle avait été formulée à l'origine par l'école de Copenhague, et une interprétation à variables cachées, suggérée par les arguments de EPR [2]. À partir des inégalités de Bell plusieurs expériences ont été tentées, dans le but de résoudre cette contradiction. Les résultats obtenus confirment de manière très claire les prédictions de la mécanique quantique. La violation des inégalités de Bell a été prouvée avec des photons [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14] et récemment avec des particules massives, dans une expérience avec des ions piégés [15].

Le traitement quantique de l'information

L'intérêt du principe de superposition et du phénomène d'intrication ne demeure pas exclusivement dans les fondements et les interprétations de la mécanique quantique. Grâce à l'existence d'états intriqués, tout un domaine de recherche plus appliquée a récemment surgi : le traitement quantique de l'information [16, 17]. Dans le traitement classique de données, effectué par les ordinateurs et par les voies de transmission numériques, l'élément le plus élémentaire d'information est constitué par le *bit*. Le bit est une unité physique qui peut être dans l'un de deux états booléens, appelés 0 et 1. L'idée de base du traitement quantique de l'information consiste à remplacer les bits classiques par des systèmes quantiques à deux niveaux, les bits quantiques (*qubits*). Alors qu'un bit ordinaire ne peut être que dans l'état 0 ou dans l'état 1, un qubit peut être dans une superposition cohérente des deux états, du type $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, avec $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$, et deux ou plus qubits peuvent se trouver dans un état intriqué du type $1/\sqrt{2} \cdot (|0,1\rangle - |1,0\rangle)$. De plus, l'information peut être aussi facilement codée dans des systèmes quantiques avec un nombre d de niveaux supérieurs à 2, les *qudits*.

Lorsque l'information est codée et traitée sous forme de qubits, de nouveaux schémas de transmission, de codage et de calcul peuvent être conçus et réalisés. À l'heure actuelle, beaucoup d'efforts théoriques et expérimentaux sont dédiés à ce sujet. Parmi les possibilités déjà testées expérimentalement, citons la téléportation quantique d'un état inconnu, la distribution quantique de clés cryptographiques et la réalisation de portes logiques élémentaires entre deux qubits. Toutes ces opérations exploitent des états intriqués entre plusieurs qubits.

Le but de la téléportation quantique [18, 19, 20, 21] est de transférer un état quantique inconnu entre deux qubits qui n'interagissent pas directement entre eux. Les deux parties, A et B , qui veulent transférer l'état quantique inconnu partagent les deux qubits d'une paire intriquée. La partie A , qui garde aussi le qubit dont on veut téléporter l'état, mesure l'état de ses deux qubits dans la base de Bell, qui est une base du système à deux qubits intriqués. Cette mesure projette l'état du qubit de B sur l'état inconnu, à une transformation unitaire près qui dépend du résultat de la mesure que la première partie a effectuée. Soulignons que dans ce protocole l'état du qubit initial n'est pas copié mais transféré d'un qubit à l'autre, en accord avec le théorème de non-clonage qui interdit de dupliquer un état quantique [22]. À la fin du processus de téléportation, l'état transféré reste inconnu, puisqu'aucune mesure n'est effectuée sur le qubit initial.

La distribution quantique des clés cryptographiques [23, 24, 25, 26, 27] s'appuie également sur le partage d'un état intriqué de deux qubits, aussi bien que sur l'impossibilité de cloner un état quantique. Dans un des protocoles de transmission codée de l'information, les deux parties qui souhaitent communiquer partagent d'abord des paires de qubits intriqués et, par des intrications successives des qubits à transférer avec les qubits partagés, l'information peut être transmise de façon intrinsèquement sûre.

Une idée encore plus ambitieuse consiste à utiliser les qubits pour effectuer les calculs à l'intérieur d'un ordinateur, que nous pouvons appeler dans ce cas un « ordinateur quantique » [28, 29, 17]. Les portes logiques qui, de nos jours, effectuent les opérations booléennes élémentaires à l'intérieur des ordinateurs pourraient être remplacées par des opérations unitaires agissant sur les états des qubits, les portes logiques quantiques. L'avantage conceptuel de cette nouvelle méthode de calcul est la possibilité d'effectuer en parallèle toutes les opérations correspondant à différentes valeurs des bits d'entrée. Dans les ordinateurs classiques, pour évaluer les résultats d'une opération effectuée avec les bits d'entrée dans toutes les combinaisons possibles des valeurs 0 et 1 il faut répéter l'opération pour chacune des combinaisons. Dans un ordinateur quantique, les qubits d'entrée peuvent être tous préparés dans une superposition cohérente des deux valeurs booléennes, et nous pouvons faire évoluer ainsi le système par une opération unitaire qui agit sur les états d'entrée en gardant la cohérence de la superposition. Pendant ces opérations logiques quantiques, les qubits forment des états intriqués. Le problème principal consiste, une fois l'opération effectuée, à lire les états de sortie de tous les qubits, puisqu'une mesure sur l'état de sortie ne peut donner qu'une valeur de la fonction à la fois.

L'algorithme quantique de Shor [30], qui permet de factoriser des nombres entiers, exploite l'interférence quantique entre les différents états pendant les calculs pour amplifier, par interférence constructive, l'amplitude de la fonction d'onde associée à l'état de sortie. Lorsqu'on veut factoriser un nombre, le temps de calcul requis actuellement par les ordinateurs augmente de façon exponentielle avec la taille du nombre que l'on souhaite factoriser. Le temps nécessaire pour factoriser un nombre contenant quelques centaines de chiffres décimaux est trop long pour qu'on puisse envisager l'opération et c'est sur cette limite que repose actuellement la sécurité des schémas de cryptographie. Dans l'algorithme de Shor, le temps nécessaire pour l'opération croît de façon polynômiale avec la taille du nombre, ce qui rendrait les techniques classiques de cryptographie obsolètes.

Un autre calcul rendu plus rapide par un algorithme quantique est la recherche d'un élément dans une liste désordonnée de N éléments. L'algorithme quantique (algorithme de Groover [31, 32, 33]) prévoit pour l'opération un temps qui augmente en $\sqrt{N}$ contre une croissance linéaire en N dans le cas des algorithmes classiques. Enfin, l'algorithme de Deutsch-Jozsa [34] permet de déterminer si une fonction logique à deux valeurs est constante en ne calculant qu'une seule fois la valeur de la fonction, alors que, dans un algorithme classique, deux essais sont nécessaires.

L'aperçu bref et incomplet que nous venons de donner montre toutefois que, à cet instant, les schémas proposés pour le calcul quantique ne sont pas nombreux. Beaucoup d'études théoriques sont en cours, et d'autres algorithmes de calcul quantique seront inventés. Cependant, toute idée de traitement quantique de l'information se heurte à un problème commun à tous les systèmes quantiques. Pour qu'on puisse effectuer des calculs quantiques sur une grande échelle, qui puisse rendre les ordinateurs quantiques compétitifs par

rapport aux ordinateurs classiques que nous utilisons actuellement, il faut être capable de créer un état quantique composé d'un grand nombre de qubits et garder ce système isolé de l'environnement pendant le temps nécessaire pour effectuer toutes les opérations logiques quantiques. Un état intriqué entre beaucoup de qubits est très sensible au couplage avec l'environnement, à travers le phénomène de la *décohérence* [35]. Certains algorithmes quantiques de correction d'erreurs, basés sur le même principe que les méthodes de correction d'erreurs classiques, ont été introduits dans le but de combattre la décohérence [36, 37, 38]. L'idée de départ de ces algorithmes consiste à intriquer les qubits nécessaires aux calculs avec d'autres qubits auxiliaires, qui permettent de détecter lorsque la fonction d'onde associée à l'état d'un qubit change par le couplage avec l'environnement et de corriger cette erreur. Bien que beaucoup de recherche soit dédiée à la correction d'erreurs quantiques, la décohérence reste un problème essentiel, et rien ne garantit qu'un ordinateur quantique à grande échelle puisse un jour exister [39].

L'enjeu des expériences et des résultats concernant le traitement quantique de l'information a une importance qui va au delà de la réalisation d'un ordinateur quantique. La réalisation des états intriqués, des portes logiques quantiques, l'étude du degré de cohérence des états obtenus et les efforts accomplis pour isoler le mieux possible un système microscopique de l'environnement aident à mieux comprendre, par des expériences concrètes, les mécanismes à la base de la mécanique quantique, tels que les superpositions cohérentes d'états, les corrélations entre les systèmes intriqués, les limites des superpositions cohérentes d'états macroscopiques, jusqu'aux éléments les plus fondamentaux, tels que la non-localité et la décohérence.

Pour donner une idée des expériences qui ont été réalisées et de celles envisageables dans le domaine du traitement quantique de l'information, avant de décrire de façon plus directe notre dispositif expérimental et la place des expériences menées par notre groupe dans ce domaine, nous allons citer quelques dispositifs expérimentaux et les résultats relatifs.

Un premier type d'expériences concerne l'interaction entre des systèmes quantiques constitués de particules massives, comme des ions piégés, des atomes neutres dans une cavité ou des noyaux atomiques. Les particules interagissent de façon contrôlée par des opérations cohérentes et réversibles. Pour créer des superpositions cohérentes et des états intriqués entre plusieurs particules il faut que le système quantique soit dans le régime de couplage fort, où les temps caractéristiques des interactions entre les particules sont plus courts que le temps de relaxation dû au couplage avec l'environnement.

Dans le cas des ions piégés, deux états d'énergie interne des ions forment le qubit [40]. Le couplage entre ions différents est assuré par l'interaction de Coulomb entre les particules à travers les modes de vibration collectifs. Des états intriqués du type EPR ont été obtenus dans le cas de deux [41] et quatre ions [42]. D'autres états intriqués du type GHZ ainsi que des états de Werner ont été obtenus en utilisant trois ions. Comme nous l'avons déjà mentionné, la violation des inégalités de Bell a aussi été obtenue par une expérience avec deux ions [15]. Une porte logique de type CNOT a également été réalisée [43], ainsi qu'une implémentation de l'algorithme de Deutsch-Jozsa [44] et une expérience de téléportation d'un état inconnu transféré entre deux ions [45, 46]. Le contexte expérimental des ions piégés est parmi les plus prometteurs pour la réalisation de schémas de calcul quantique. Le couplage avec l'extérieur, dû principalement aux perturbations des modes de vibration collectifs par des potentiels fluctuants sur les électrodes de piégeage des ions,

est relativement faible et bien maîtrisé. La petite dimension des pièges rend faisable une extension du système à un nombre élevé de particules, ce qui constitue une des conditions les plus importantes pour une possible application concrète du traitement quantique de l'information [47].

Un autre type d'expériences s'appuie sur les états de polarisations de paires ou quadruplets de photons intriqués issus de cascades radiatives ou de conversion paramétrique dans des cristaux non-linéaires. Les deux photons de chaque paire se propagent dans l'espace libre ou à l'intérieur de fibres optiques. Avec ces systèmes la violation expérimentale des inégalités de Bell a été obtenue [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14], ainsi que la téléportation quantique [19, 20, 21] et la distribution de clés cryptographiques [24, 25, 26, 27]. En revanche, puisqu'il n'y a pas d'interaction forte entre deux photons, il est difficile de réaliser une porte logique quantique déterministe avec ce système.

L'électrodynamique quantique en cavité

L'électrodynamique quantique en cavité étudie l'interaction entre la matière et le rayonnement électromagnétique. Dans ces expériences, la matière est constituée d'un nombre très faible d'atomes et le champ électromagnétique est confiné dans un résonateur avec des fréquences propres dans le domaine optique [48, 49, 50] ou micro-onde [51, 52, 53].

Les expériences conduites par notre équipe et, de façon particulière, l'expérience de détection non destructive d'un atome, qui est le sujet principal du manuscrit, s'inscrivent dans cette thématique de recherche. Les expériences d'électrodynamique quantique en cavité micro-onde étudient l'interaction d'un atome unique, constituant un système à deux niveaux, avec un seul mode d'une cavité micro-onde dans le régime de couplage fort [54]. La fig. 0.1 montre de façon extrêmement schématique le dispositif expérimental. Les atomes,

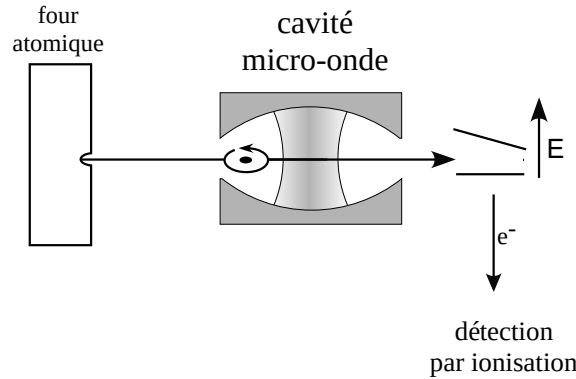


FIG. 0.1 – Schéma introductif du dispositif.

sortis d'un four, traversent l'axe du montage à des vitesses thermiques de l'ordre de 150 à 600 m/s. Durant leur parcours, ils traversent une cavité micro-onde et interagissent avec le champ stocké à l'intérieur. Après l'interaction avec le champ, les atomes sont détectés par un détecteur par ionisation sensible à l'état atomique.

Les deux états atomiques qui constituent le qubit sont deux états de Rydberg circulaires d'énergie différentes. Les états de Rydberg circulaires sont caractérisés par un nombre

quantique principal n élevé, de l'ordre de ~ 50 et d'une fonction d'onde circulaire de l'électron de valence autour du noyau ionique. Cette configuration permet d'avoir un temps de vie très long, de l'ordre de $\gamma^{-1} \sim 30$ ms, et un couplage très fort avec le champ dans la cavité. La cavité micro-onde est une cavité ouverte formée par deux miroirs sphériques placés l'un en face de l'autre, dans une configuration de type Fabry-Perot. Les miroirs sont constitués d'un matériau supraconducteur, le niobium, ce qui permet d'avoir un facteur de qualité Q très élevé, de l'ordre de $Q \sim 3 \cdot 10^8$. Le mode quasi-résonnant avec la transition atomique a un temps de vie $\kappa^{-1} \sim 1$ ms. Le couplage entre les atomes de Rydberg et le mode de la cavité vaut $\Omega_0/2\pi \sim 50$ kHz, et se manifeste par un échange cohérent d'énergie entre l'atome et le mode, appelé « oscillation de Rabi », de période $(\Omega_0/2\pi)^{-1} \sim 20$ μ s. À partir des quantités que nous venons d'introduire nous pouvons déjà constater que la condition de couplage fort $(\Omega_0/2\pi)^{-1} \ll \kappa^{-1}, \gamma^{-1}$ est bien vérifiée.

Dans le contexte du traitement quantique de l'information plusieurs expériences ont été conduites par notre équipe. Les oscillations de Rabi quantiques d'un atome de Rydberg dans le mode de la cavité ont été observées [55], ainsi que des états EPR intriqués entre deux atomes [56, 57] et entre deux modes différents de la cavité [58]. L'état d'un atome a été copié sur un deuxième atome par intermédiaire du champ de la cavité [59]. Une porte de phase entre deux qubits, porté l'un par un atome de Rydberg et l'autre par un mode de la cavité, a été réalisée [60]. Un schéma de téléportation quantique d'un état atomique sur un autre a été proposé [61]. D'autres expériences ont été réalisées, en parallèle, dans le but d'étudier les processus de décohérence des états du champ provoqués par le couplage de la cavité avec l'extérieur. Dans ce cadre nous pouvons classer les expériences de création de superpositions macroscopiques d'états décrites dans les références [62] et [63]. D'autres efforts ont été dédiés à la création et à la mesure de champs quantiques dans le mode de la cavité. La fonction de Wigner d'un état à un photon a été mesurée dans un premier temps à l'origine de l'espace de phase [64] et ensuite en plusieurs points de cet espace [65].

La détection des états d'un qubit

Pour que les états des qubits créés soient utilisables dans des expériences plus complexes d'information quantique, il est nécessaire qu'ils soient très purs. Lorsqu'on réalise une superposition entre les deux valeurs logiques d'un qubit ou des états intriqués entre plusieurs qubits, il faut que les états préparés possèdent un degré de cohérence élevé. Nous pouvons quantifier la pureté d'un certain état $|\Psi\rangle$ à travers le paramètre de *fidélité*, défini par :

$$\mathcal{F} \equiv \langle \Psi | \rho | \Psi \rangle \quad (1)$$

Ici ρ est l'opérateur densité de l'état créé expérimentalement. Un état est parfaitement pur lorsque $\mathcal{F} = 1$. Pour calculer la fidélité, il faut faire une *tomographie* de l'opérateur densité, c'est-à-dire qu'il faut mesurer tous les éléments de la matrice densité de l'état créé.

La valeur de fidélité mesurée est sensible non seulement à la pureté du processus de préparation de l'état quantique, mais aussi aux imperfections liées à la mesure de l'état. Une détection imparfaite des états quantiques, qui discrimine de façon inexacte entre les deux états d'un qubit, ou bien qui, dans un processus de post-sélection, ne distingue pas avec assez de précision entre les événements qui contribuent au signal de l'expérience et

les événements qui rajoutent du bruit, provoque une baisse du contraste qui se traduit par une mauvaise fidélité.

Dans toutes les expériences citées conduites par notre équipe, la détection des atomes a été effectuée par une technique d'ionisation sensible à l'énergie atomique interne. Lorsque les atomes de Rydberg atteignent la zone de détection après le passage dans la cavité, comme le montre la fig. 0.1, l'électron de valence est arraché par un champ électrique ionisant et transformé en signal électronique. Ce système permet de discriminer de façon assez précise les deux états du qubit. L'erreur de détection entre les états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ est de l'ordre de 2%. En revanche, l'efficacité maximale obtenue actuellement par cette méthode de détection, après plusieurs améliorations, est $\eta \sim 80\%$. Cela signifie qu'un atome qui atteint la détection est raté par le détecteur avec une probabilité $1 - \eta \sim 20\%$. Ceci a des conséquences importantes sur le contraste des signaux. En effet, la préparation des atomes dans notre dispositif n'est pas déterministe. Lorsqu'on veut conduire une expérience avec un atome unique, nous ne sommes pas en mesure de préparer exactement un atome dans chaque séquence expérimentale. Le nombre d'atomes présents dans une séquence expérimentale est aléatoire et représenté par une distribution probabiliste poissonnienne. Par conséquent, le système de détection a une importance cruciale dans la procédure de post-sélection, car il faut accumuler et moyenner les signaux sur toutes les séquences expérimentales où un seul atome est préparé et rejeter celles où un nombre d'atomes différent est présent.

À cause de l'efficacité de détection limitée, une fraction des séquences contenant deux atomes, et donc non utiles pour l'expérience, est aussi prise en compte, lorsqu'un des deux atomes échappe au détecteur. L'importance de cet effet dépend des états que nous voulons préparer. Dans la plupart de cas, la limite de l'efficacité de détection provoque une baisse importante du contraste des signaux qu'on acquiert [66, p. 125]. De plus, des schémas de protection du champ dans la cavité contre la décohérence provoquée par le couplage du mode avec l'extérieur ont été proposés [67, 68]. Ces schémas reposent également sur une très bonne efficacité de détection.

Nous estimons qu'il sera difficile d'obtenir, par la même technique expérimentale, une efficacité de détection bien meilleure que la valeur actuelle $\eta \sim 80\%$, à cause de plusieurs contraintes matérielles. Nous avons donc envisagé une technique de détection plus compliquée, qui puisse atteindre une efficacité supérieure. La description de cette nouvelle technique de détection est le sujet de ce manuscrit de thèse.

La technique de détection développée se base sur le déphasage d'un champ mésoscopique, de quelques dizaines de photons en moyenne, par interaction dispersive avec un atome de Rydberg. Lorsqu'un atome traverse la cavité, dont la fréquence est légèrement désaccordée par rapport à la fréquence de la transition atomique (régime dispersif), il déphase un champ cohérent injecté préalablement dans le mode. Du point de vue de la cavité, l'atome unique se comporte comme un matériau avec un certain indice de réfraction, susceptible de déphaser le champ à l'intérieur. La mesure de ce déphasage permet de détecter l'atome. Ceci est accompli par la technique de détection homodyne du champ.

La fig. 0.2 résume l'expérience. Le champ classique injecté avant le passage de l'atome est représenté par un cercle creux. Le champ déphasé par le passage de l'atome est représenté dans la figure par deux cercles de couleur gris clair, selon que l'atome est dans l'un ou

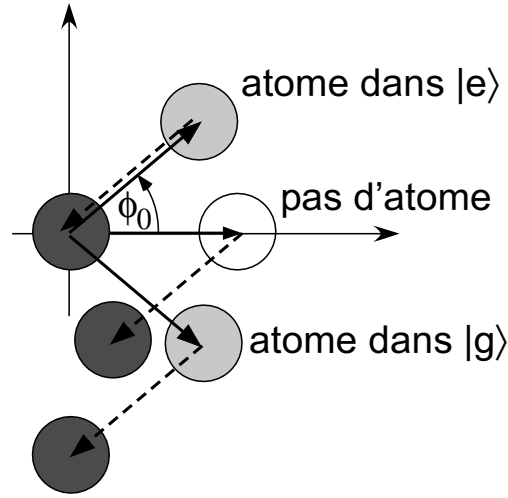


FIG. 0.2 – *Principe de la technique de détection non destructive.*

l'autre des deux états d'énergie interne, appelés $|e\rangle$ et $|g\rangle$. La technique de détection homodyne consiste à injecter un deuxième champ dans la cavité après le passage de l'atome, avec une phase bien contrôlée par rapport à la première injection, et à mesurer l'intensité du champ résultant. Le champ final, représenté par des cercles gris foncé, a une intensité différente selon que l'atome est dans l'état $|e\rangle$, dans l'état $|g\rangle$, ou qu'il est absent. La mesure de ce champ nous renseigne donc sur l'état de l'atome. De plus, puisque la valeur du déphasage est proportionnelle au nombre d'atomes qui traversent la cavité, la lecture du champ nous permet de compter ces atomes.

Pour pouvoir affirmer qu'il s'agit d'une technique de détection, il faut pouvoir déterminer l'état du champ pour une seule réalisation de l'expérience, sans besoin d'accumuler un signal sur plusieurs séquences expérimentales. Ceci est possible si beaucoup d'atomes, préparés dans l'état de plus basse énergie et qui interagissent de façon résonnante avec le mode, absorbent le champ final. En comptant le nombre d'atomes qui ont absorbé un photon du champ nous allons pouvoir mesurer l'amplitude finale du champ et dire, pour chaque séquence expérimentale, si le champ a été déphasé par un atome. Cette technique de détection, en d'autres mots, consiste à coder l'état interne de l'atome qu'on veut détecter dans l'état d'un champ classique à l'intérieur de la cavité et à détecter ce champs par des atomes absorbants. Le signal à détecter est *amplifié* par l'interaction de l'atome avec le champ.

Cette technique de détection ne détruit pas l'atome, alors que la détection par ionisation utilisée communément dans notre dispositif le fait. Le fait de pouvoir détecter un atome unique sans le détruire n'est pas nouveau : dans les expériences avec les ions [40] et les atomes neutres piégés [69] il est possible, à l'aide de lasers et de caméras sensibles, de détecter une particule unique piégée sans la détruire, en observant son signal de fluorescence. Toutefois la situation expérimentale est différente dans notre dispositif. Les atomes que nous utilisons sont des atomes rapides, qui n'interagissent avec le mode de la cavité que pendant quelques dizaines de microsecondes. En plus, pendant le processus de détection l'atome n'échange pas d'énergie avec la cavité. La technique de détection introduite

effectue une *mesure quantique non destructive* de l'état de l'atome, qui reste inchangé. Ceci n'est pas le cas si l'atome se trouve dans une superposition des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Dans ce cas, la mesure du champ final projette l'atome dans un des deux états, selon le postulat de la mesure en mécanique quantique.

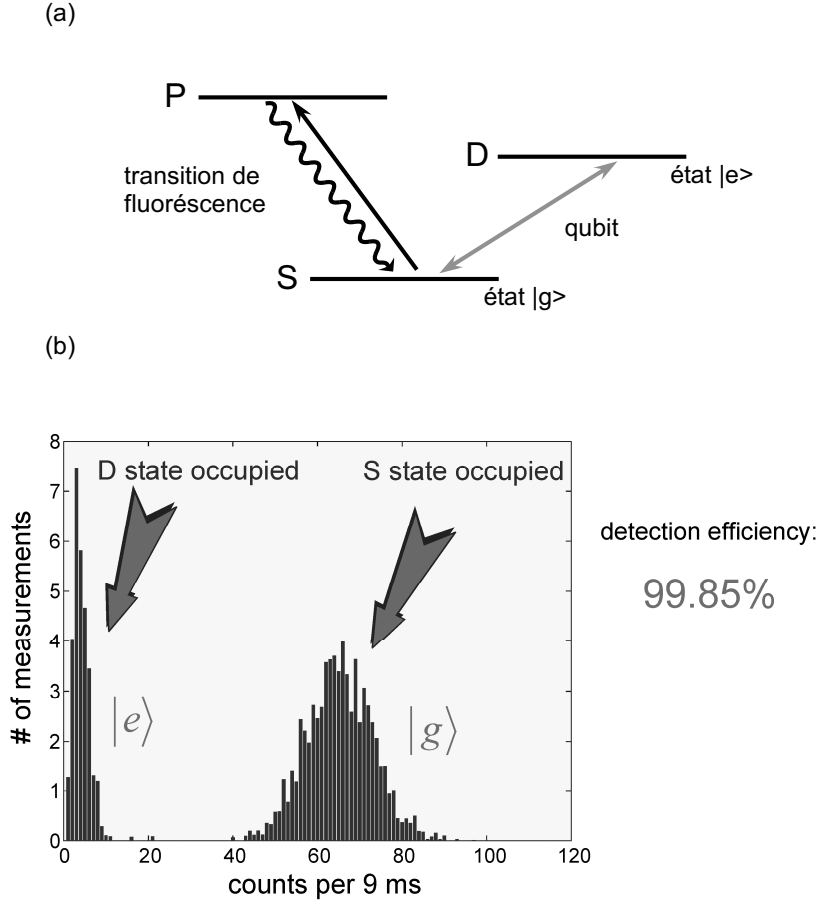


FIG. 0.3 – Technique de détection de l'état interne d'un ion piégé. (a) Schéma des niveaux. (b) Signal de fluorescence.

Nous pouvons comparer cette méthode de détection avec la technique de détection par fluorescence utilisée dans les expériences des ions piégés que nous avons mentionnées. Le signal que nous allons montrer pour décrire cette méthode a été obtenu par le groupe d'optique quantique dirigé par R. Blatt à l'université d'Innsbruck [40, 70]. Le groupe dirigé par D. Wineland au NIST a obtenu le même type de résultats [15, 42].

La fig. 0.3(a) montre de façon très schématique les niveaux d'énergie des ions utilisés dans l'expérience. Les deux états utilisés pour coder l'information dans un qubit sont des sous-niveaux hyperfins des niveaux S (état $|g\rangle$) et D (état $|e\rangle$). Pour mesurer la probabilité que l'atome se trouve dans l'état $|g\rangle$, on applique un faisceau laser résonnant avec la transition entre cet état et l'état P . Les ions sont éclairés par le faisceau laser pendant un temps assez long pour effectuer plusieurs cycles de fluorescence, en partant du niveau S . Une caméra mesure l'intensité du signal de fluorescence.

La fig. 0.3(b) montre un signal de détection. Le nombre de photons détectés par la caméra correspondant à l'atome dans les deux états internes est représenté. Lorsque l'ion est dans l'état fondamental, son signal de fluorescence est maximum. Le nombre de photons détectés dans ce cas est donné par une distribution poissonnienne centrée autour d'une valeur élevée. Lorsqu'il est détecté dans l'autre état du qubit, son signal de fluorescence est très faible. L'état $|e\rangle$ est un état *noir*. Comme l'indique la figure, cette technique permet, en mesurant le nombre de photons collectés par la caméra, de discriminer entre les deux états du qubit avec une précision très élevée, proche de 100%.

La technique que nous venons de décrire brièvement consiste à amplifier le signal de l'état interne des ions en les soumettant à beaucoup de cycles de fluorescence. La technique correspond, dans notre montage, à coder l'état de l'atome de Rydberg à détecter dans l'intensité du champ classique présent dans la cavité après le passage de l'atome et l'injection du deuxième champ.

Le manuscrit se divise en quatre chapitres. Le premier chapitre contient une description générale du dispositif expérimental. On discutera des caractéristiques des atomes de Rydberg circulaires, de leur technique de préparation par excitation laser, de la sélection de vitesse par pompage optique et de la détection par ionisation. La géométrie de la cavité micro-onde sera montrée en détails, ainsi que le couplage du résonateur avec une source micro-onde externe et la technique d'accord en fréquence entre la transition atomique et le mode propre de la cavité.

Le deuxième chapitre est consacré à une description théorique de l'interaction entre le champ à l'intérieur de la cavité et les atomes de Rydberg. On discutera d'abord de la description des champs, classiques et quantiques, qui peuvent être stockés dans le résonateur, et on en donnera une représentation à l'aide de la distribution de Wigner. Ensuite le hamiltonien d'interaction atome-champ sera introduit et discuté dans les approximations résonnante et dispersive. À la fin du chapitre nous introduirons la technique de l'interférométrie de Ramsey, que nous allons utiliser dans la suite pour calibrer l'intensité des champs injectés dans la cavité.

Le troisième chapitre contient la description de la technique de détection homodyne, qui est à la base de la technique de détection non destructive des atomes. La détection homodyne consiste à mesurer la phase d'un champ cohérent injecté dans la cavité en le superposant à un autre champ de référence ayant une phase bien contrôlée. Dans ce cas l'amplitude du champ résultant de la superposition est corrélée à la phase relative entre les deux champs. Un atome sera utilisé pour analyser le champ résultant de la superposition. Dans le chapitre nous allons décrire les expériences qui ont été conduites pour mettre au point cette technique et observer le déphasage du champ provoqué par un atome de Rydberg. Nous verrons comment nous pouvons utiliser les signaux de détection homodyne pour mesurer l'efficacité des détecteurs par ionisation. Nous allons également discuter des améliorations que nous avons apporté au montage avant d'aborder les expériences de détection homodyne.

Une fois la technique de détection homodyne maîtrisée, nous avons mené l'expérience de détection non destructive des atomes de Rydberg, selon la technique que nous avons

brièvement discutée dans cette introduction. Ceci est le sujet du quatrième et dernier chapitre. Nous allons présenter l'expérience, montrer les résultats et expliquer les calculs numériques qui permettent de les reproduire. À la fin du chapitre nous allons discuter brièvement, à titre de conclusion, des possibles améliorations de cette technique de détection et des ses applications envisageables, notamment dans le montage expérimental contenant deux cavités micro-onde qui est en cours de réalisation par notre équipe.

Chapitre 1

Le dispositif expérimental

Le but des expériences conduites par notre équipe est l'étude d'un système quantique modèle, le plus proche possible du système décrit par le modèle théorique de Jaynes-Cummings : un atome à deux niveaux couplé à un seul mode du champ électromagnétique dans le régime de couplage fort. Dans ce régime la dissipation de l'énergie se produit sur une échelle de temps beaucoup plus longue que celle du temps caractéristique de l'interaction entre l'atome et le champ. Pour l'atome, la dissipation de l'énergie se manifeste par l'émission spontanée, dont l'échelle de temps est donnée par la durée de vie radiative des états atomiques considérés. Pour le mode dans le résonateur, la dissipation de l'énergie est due à la diffusion du champ vers les modes de l'environnement externe.

1.1 Une vue d'ensemble

La fig. 1.1 donne le schéma global du dispositif expérimental. Les atomes de ^{85}Rb sortent d'un four en un jet horizontal qui traverse le montage. Le four, placé dans une enceinte à vide séparée de l'enceinte principale, est chauffé à une température de 190 °C. Les atomes de rubidium sortent du four avec des vitesses thermiques, de l'ordre de 150-600 m/s, et à ces vitesses traversent l'axe du montage jusqu'à la détection.

Le mode de longue durée de vie du champ électromagnétique est contenu à l'intérieur d'une cavité micro-onde constituée de deux miroirs supraconducteurs. Les atomes interagissent avec le mode pendant leur passage dans la cavité, le temps d'interaction étant de quelques dizaines de microsecondes. Pour satisfaire la condition de couplage fort, nous avons choisi de travailler avec des atomes de Rydberg circulaires. Il s'agit d'états atomiques très excités, proches de la limite d'ionisation, pour lesquels le moment angulaire orbital de l'électron de valence est maximal. Leur durée de vie est de l'ordre de $\gamma^{-1} = 30$ ms. Puisque les atomes, à la sortie du four, occupent initialement l'état fondamental, il est nécessaire de les exciter dans les états de Rydberg circulaires à travers une procédure d'excitation assez complexe. Il faut aussi pouvoir détecter les atomes après leur interaction avec le mode de la cavité, ce qui est accompli jusqu'à maintenant par une détection par ionisation : l'électron externe est enlevé par un champ électrique fort et détecté par un multiplicateur d'électrons. Les propriétés des atomes de Rydberg circulaires, ainsi que leur préparation et détection, sont le sujet du § 1.2.

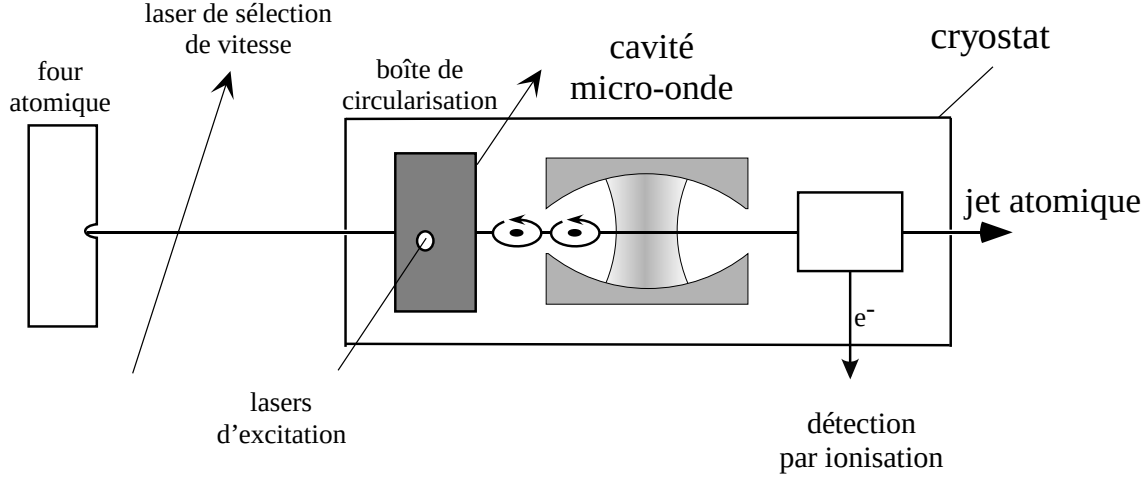


FIG. 1.1 – Schéma général du cryostat.

Le résonateur est constitué d'une cavité supraconductrice du type Fabry-Perot ouverte formée de deux miroirs métalliques sphériques. Le temps de vie du mode de la cavité est d'environ $\kappa^{-1} = 900 \mu\text{s}$. Beaucoup d'efforts ont été apportés à la fabrication des miroirs. Dans le but d'avoir un facteur de qualité Q le plus grand possible, il faut d'abord que les miroirs n'absorbent pas le champ micro-onde. Pour cette raison ils sont fabriqués en niobium, qui est un matériau supraconducteur. La cavité doit donc être refroidie à l'aide d'un cryostat pour que les miroirs transitent dans le régime supraconducteur. Il faut, ensuite, que la surface des miroirs soit polie, pour limiter la diffraction des photons. Pour cette raison, les miroirs subissent un polissage fin avant leur mise en place. Bien que la configuration Fabry-Perot avec les deux miroirs séparés soit déterminante dans nos expériences, elle apporte cependant un gros désavantage auquel il faut faire face. Le champ peut s'échapper dans l'interstice entre les deux miroirs, ce qui limite le facteur de qualité. Pour réduire cet effet, de nombreuses astuces ont été développées et mises au point pendant les dernières années. La description de la cavité et de ses caractéristiques fait le sujet du § 1.3.

Le temps typique de l'échange d'énergie entre les atomes et le champ, de l'ordre de $(\Omega_0/2\pi)^{-1} = 20 \mu\text{s}$, est d'un ordre de grandeur plus petit que le temps de dissipation du mode de la cavité, et beaucoup plus court que le temps de vie des atomes de Rydberg circulaires. La dynamique du système est bien décrite par l'interaction atome-champ en négligeant leur durée de vie finie. Le système est donc bien dans le régime de couplage fort.

Le fait de travailler avec des fréquences micro-onde donne des avantages incontestables, ainsi que quelques difficultés expérimentales et technologiques. À la fréquence utilisée dans notre montage ($\sim 51 \text{ GHz}$ dans le mode TEM_{900}), la demi-longueur d'onde du mode est d'environ 3 mm. Puisque le faisceau atomique a un diamètre d'environ 1 mm, tous les atomes interagissent en bonne approximation avec le même ventre du mode pendant le même temps d'interaction. La dispersion sur le couplage entre les atomes et le mode est négligeable, ce qui permet de contrôler avec précision la durée de l'interaction et d'accumuler beaucoup de séquences expérimentales dans lesquelles tous les atomes se

comportent exactement de la même manière. En contrôlant le temps d'interaction avec une résolution de 100 ns il est possible de créer des séquences expérimentales complexes avec plusieurs atomes. Ce contrôle strict n'est actuellement pas possible dans les expériences d'électrodynamique quantique en cavités optiques, où la longueur d'onde de $\sim 1 \mu\text{m}$ ne permet pas de contrôler le couplage avec la même précision. Cependant, l'utilisation d'une cavité micro-onde impose des contraintes sévères. Le champ thermique à l'équilibre, suivant la théorie du corps noir, est plus intense, en nombre de photons par mode, de plusieurs ordres de grandeur dans le régime micro-onde que dans le régime optique : la température requise pour que le nombre de photons thermiques dans le mode de la cavité soit négligeable est $T \sim 1 \text{ K}$. Ceci est une autre raison qui nous oblige à travailler à basse température.

Les atomes issus du four interagissent d'abord avec les lasers de sélection de vitesse. Par effet Doppler et par sélection en temps de vol ces lasers permettent d'exciter dans les états circulaires uniquement les atomes ayant la vitesse souhaitée avec une sélectivité de l'ordre de 1%. Après avoir traversé la zone de sélection de vitesse, les atomes entrent dans l'enceinte à vide principale, qui contient le coeur du montage refroidi. Ils traversent un cylindre creux appelé « boîte de circularisation », qui prépare les atomes dans les états de Rydberg circulaires souhaités. Dans le processus de préparation trois lasers d'excitation sont utilisés, ainsi que des champs électriques, radio-fréquence et micro-onde. Le premier des trois lasers, ainsi que les autres champs appliqués, sont pulsés. Ceci permet de préparer des paquets d'atomes à une position et à un instant bien connus. Comme, en plus, nous connaissons la vitesse des atomes, la position des atomes à chaque instant de l'expérience est connue très précisément, avec une résolution de 1 mm.

La distance entre le four et la zone de détection est de l'ordre de 60 cm. Le temps nécessaire pour que les atomes traversent le dispositif aux vitesses thermiques est de l'ordre de la milliseconde. Toute la partie du dispositif comprise entre la zone d'excitation et la zone de détection des atomes de Rydberg est refroidie dans un cryostat. Nous utilisons pour cela un cryostat à deux étages $^4\text{He} - ^3\text{He}$. Le réfrigérateur à ^3He est pompé et permet d'atteindre une température de 0,6 K. Pendant une partie des expériences, à cause d'une panne dans le circuit d' ^3He , la cavité était thermalisée à 1,2 K. Ceci n'a pas affecté les résultats des expériences puisque, à cause d'une mauvaise isolation de la cavité du rayonnement provenant des parties plus chaudes du montage, nous avons un champ thermique contenant $\bar{n} = 1$ photon en moyenne, ce qui est de toute façon légèrement supérieur au champ thermique à l'équilibre à la température de 1,2 K.

Il est important de remarquer que, au cours d'une expérience, les seules informations mesurées expérimentalement portent sur les atomes. Seuls l'énergie des atomes et leur instant de détection sont mesurés. Puisque les champs, classiques ou quantiques, stockés dans le résonateur au cours des expériences sont en général très faibles, il n'est pas possible d'effectuer de mesures électroniques de l'état du champ dans la cavité par l'extérieur. Il faut donc utiliser une des techniques de l'optique quantique (interférométrie de Ramsey, détection homodyne, oscillations de Rabi) pour caractériser le champ à partir de l'état interne des atomes détectés.

1.2 Les atomes de Rydberg circulaires

Les états de Rydberg circulaires sont caractérisés par un nombre quantique n élevé et par les nombres quantiques orbital l et magnétique m maximaux, égaux à $n-1$. Il s'agit d'états hydrogénoïdes où l'électron de valence d'un élément alcalin décrit une orbite circulaire de très grand rayon autour du coeur ionique de l'atome. Les structures fine et hyperfine de ces états sont négligeables comparées aux fréquences caractéristiques de l'expérience. Parmi les différents atomes alcalins, nous utilisons le ^{85}Rb parce qu'on peut facilement exciter ses transitions du niveau fondamental vers les états de Rydberg à l'aide de diodes lasers.

La mise au point du processus d'excitation vers les niveaux de Rydberg circulaires a requis un travail long et délicat qui est décrit dans la thèse de Paulo Nussenzveig [71]. Dans cette section, nous nous contenterons de résumer les principales caractéristiques de ces états et le principe du processus d'excitation.

1.2.1 Propriétés

Dans les expériences discutées dans ce manuscrit, les états atomiques qui constituent le système à deux niveaux sont les états de Rydberg circulaires avec $n = 51$ (dorénavant appelé état $|e\rangle$) et $n = 50$ (état $|g\rangle$). La fréquence de la cavité est accordée sur la transition entre ces deux états. Il est très utile de disposer également d'un état circulaire tel que les fréquences qui couplent cet état aux autres états circulaires ne soient pas résonnantes avec la fréquence de la cavité. Nous nous sommes servis pour cela de l'état $n = 49$ (état $|i\rangle$). La fig. 1.2 montre les trois états et les fréquences de transitions $e - g$ et $g - i$.

Pour calculer approximativement les fréquences des transitions entre ces niveaux nous pouvons considérer l'atome de rubidium comme un atome d'hydrogène dont la masse est remplacée par la masse du coeur ionique du rubidium. Dans ce cas, les énergies des niveaux varient en n^{-2} , et la transition entre deux niveaux successifs n et $n - 1$ varie en n^{-3} . La fréquence de transition entre les niveaux considérés se trouve dans le domaine micro-onde, autour de 50 GHz.

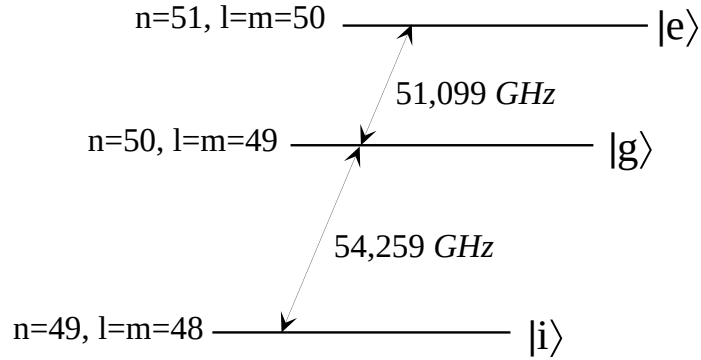


FIG. 1.2 – Schéma des trois niveaux de Rydberg circulaires utilisés dans nos expériences.

Un grand dipôle électrique

L'orbite de l'électron de valence d'un atome de Rydberg, en utilisant l'approximation hydrogénoïde, varie en $n^2 a_0$, où $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-10}$ m est le rayon de Bohr. Par conséquent l'élément de matrice du dipôle varie approximativement en n^2 . Le calcul exacte donne :

$$\begin{aligned} |\mathbf{d}_n| &= |q| |\langle n, l = n-1, m = n-1 | \mathbf{r} | n-1, l = n-2, m = n-2 \rangle| \\ &= \sqrt{2} \frac{n(n-1)^2}{2n-1} \left(1 - \frac{1}{(2n-1)^2} \right)^n |q| a_0 \\ &\simeq n^2 \frac{|q| a_0}{\sqrt{2}} \quad \text{si } n \gg 1 \end{aligned} \quad (1.1)$$

où q représente la charge de l'électron. Pour $n = 51$, $|\mathbf{d}_{51}| \simeq 1776 \cdot |q| a_0$ alors que, pour $n = 50$, $|\mathbf{d}_{50}| \simeq 1680 \cdot |q| a_0$. Ces valeurs de dipôle sont très grandes à l'échelle atomique. Les atomes de Rydberg circulaires se comportent comme une antenne gigantesque très sensible au champ électrique.

Une longue durée de vie

L'image classique de l'électron parcourant une orbite circulaire autour du coeur explique qualitativement la longue durée de vie des atomes de Rydberg circulaires. L'accélération de l'électron, responsable de la transition par rayonnement vers un niveau moins excité, est plus faible pour une orbite circulaire que pour une orbite elliptique, typique des niveaux excités non circulaires. De la même façon, l'électron sur une orbite de grand rayon est moins accéléré que sur une orbite avec un rayon plus petit. De façon plus formelle, les atomes circulaires ne peuvent se désexciter par une transition dipolaire électrique que vers le niveau circulaire immédiatement inférieur à cause de la règle de sélection $|\Delta m| \leq 1$. Par conséquent, l'état $|e\rangle$ se désexcite vers l'état $|g\rangle$ qui se désexcite à son tour vers l'état $|i\rangle$. Le taux d'émission spontanée d'un état circulaire à l'autre dans l'espace libre est :

$$\tau_{at}^{-1} = \gamma_{at} = \frac{\omega_n^3 |\mathbf{d}_n|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \quad (1.2)$$

En prenant en compte la dépendance de $|\mathbf{d}_n|$ en n^2 et celle de ω_n en n^{-3} , on constate que $\tau_{at} \propto n^5$. Pour l'état $n = 50$, $\tau_{at} = 30$ ms.

La stabilité des états circulaires dans un champ électrique ou magnétique externe

Pour qu'un état de Rydberg circulaire soit stable, il faut lever sa dégénérescence avec tous les états de la multiplicité associée au nombre quantique principal n . Dans le cas contraire, la moindre perturbation, comme par exemple un champ électrique parasite, mélange l'état circulaire avec tous les autres états du même n , soit 2500 états environ. Comme, en plus, nous souhaitons conserver le nombre quantique magnétique m , nous devons fixer un axe de quantification qui brise la symétrie sphérique. Pour cela il faut imposer un champ

magnétique extérieur $\mathbf{B}$ (effet Zeeman) ou électrique $\mathbf{F}$ (effet Stark). Dans l'expérience, nous annulons le champ magnétique et maintenons un champ électrique $\mathbf{F}$ vertical. Les atomes voient un champ électrique à partir du moment où ils sont *circularisés* et jusqu'à la détection. Ceci nous impose, entre autres, d'utiliser pour la cavité deux miroirs isolés électriquement l'un par rapport à l'autre, ce qui limite le facteur de qualité (cf. § 1.3).

En présence de cet axe vertical de quantification, la symétrie par rotation du système est brisée et l n'est plus un bon nombre quantique. Le nombre m reste un bon nombre quantique, car le système est invariant par rotation autour de l'axe vertical défini par le champ directeur. Les états propres du système sont les états paraboliques, et les bons nombres quantiques deviennent n , m et n_1 , où n_1 est le nombre quantique parabolique. n_1 prend ses valeurs entre 0 et $n - |m| - 1$, et 1. Pour les états circulaires, $n_1 = 0$ et $|m| = n - 1$. Les énergies propres du système, en fonction des nombres quantiques n , m et n_1 , sont :

$$\begin{aligned} E^{(0)} &= -\frac{1}{2n^2} \\ E^{(1)} &= -\frac{3}{2}(n - 2n_1 - |m| - 1)nF \\ E^{(2)} &= -\frac{1}{8} \left[7n^2 - 6(|m| + n_1)^2 + 6n_1(|m| - 1) + 6n(|m| + 1) - \frac{3}{2}|m| + 8 \right] n^4 F^2 \end{aligned} \quad (1.3)$$

où les énergies et les champs sont exprimés en unités atomiques et le développement a été fait jusqu'au deuxième ordre du champ électrique F .

À partir des équations ci-dessus nous pouvons calculer le déplacement en fréquence de la transition entre les états circulaires. Le premier terme de l'éq. (1.3) ne dépend pas du champ électrique, et le deuxième terme est nul pour les états circulaires, puisque $n = 2n_1 + |m| + 1$. Par conséquent la fréquence de la transition entre deux états circulaires n et $n - 1$ n'est déplacée qu'à l'ordre 2. L'effet Stark différentiel est quadratique. Le déplacement vaut $-255 \text{ kHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$ pour la transition entre les niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$. À partir de l'éq. (1.3) nous pouvons dessiner le diagramme Stark des multiplicités $n = 50$ et $n = 51$, représenté dans la fig. 1.3.

Un système à deux niveaux

La fig. 1.3 montre que, à cause du champ électrique, la dégénérescence entre les transitions σ et π à partir du même état est levée. Restent les deux transitions de polarisation σ^+ et σ^- opposées. Dans le cas qui nous intéresse le plus, l'état circulaire $n = 50$ est couplé de façon résonnante à deux sous-niveaux de la multiplicité $n = 51$: l'état $|e\rangle$ d'une part et l'état $|n = 51, n_1 = 1, m = 48\rangle$ d'autre part. Ce dernier état n'est pas un état circulaire, mais un état *elliptique*, de moment angulaire plus faible. Le couplage au niveau elliptique peut être calculé exactement : on trouve qu'il est 70 fois moins important que le couplage au niveau circulaire. Le transfert de population associé à la transition σ^- est négligeable, ce qui nous autorise à considérer le sous-système formé par les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ comme fermé.

En tenant compte de ces quelques propriétés des atomes de Rydberg nous pouvons justifier le choix de travailler avec des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ ayant respectivement $n = 51$ et $n = 50$. Ce

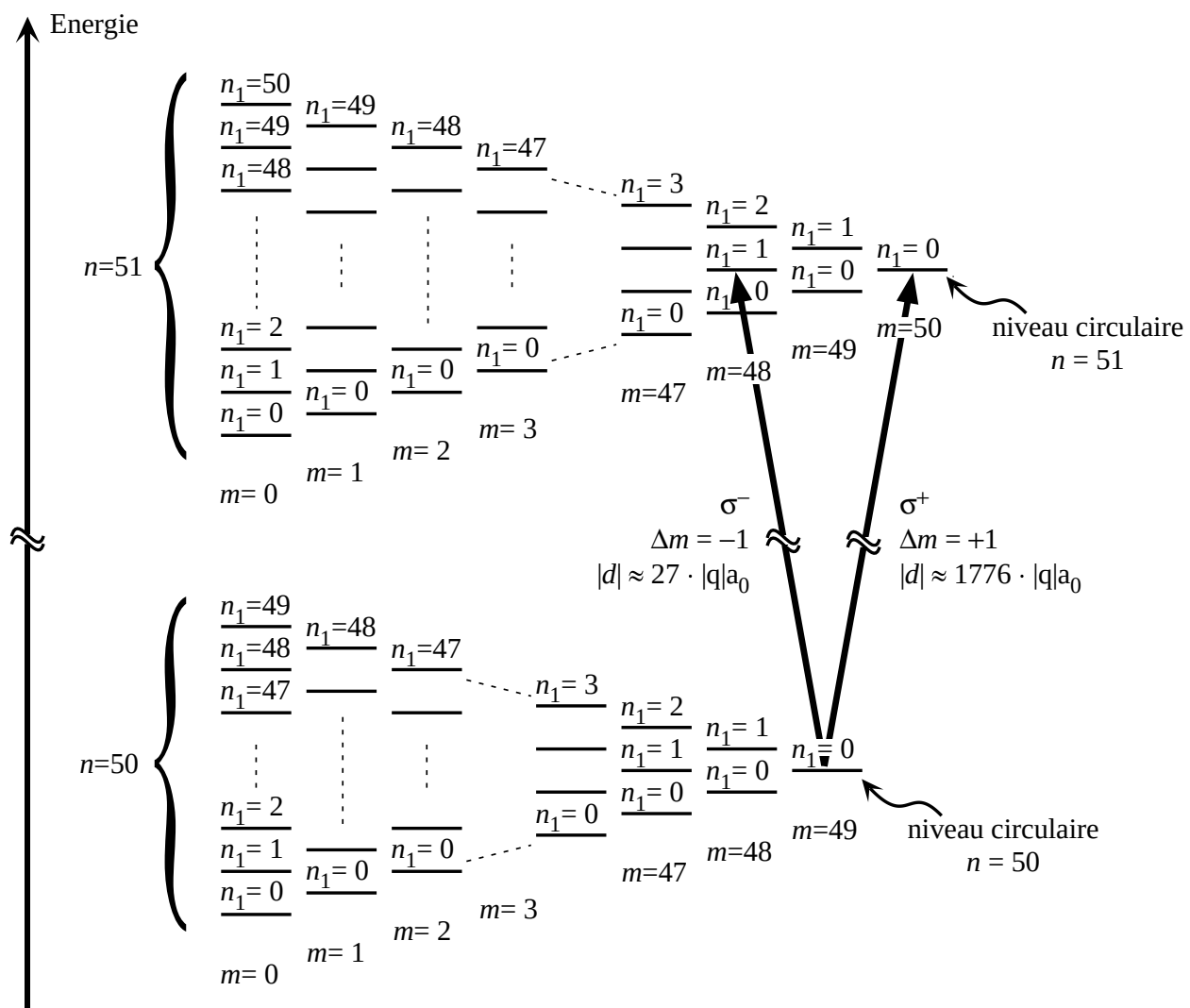


FIG. 1.3 – Diagramme d'énergie des deux niveaux de Rydberg $n = 50$ et $n = 51$ de l'atome d'hydrogène en présence d'un champ électrique pour $m > 0$.

choix dérive d'un compromis. Lorsque n augmente, la durée de vie des atomes augmente et leur dipôle aussi. Cependant, la longueur d'onde de la transition atomique augmente aussi, ce qui imposerait de travailler avec des résonateurs de dimensions trop grandes par rapport à la place disponible à l'intérieur du cryostat. D'autre part, lorsque n augmente, le nombre de photons thermiques dans le mode et la sensibilité aux inhomogénéités du champ électrique augmentent également.

1.2.2 La préparation

Pour exciter les atomes de rubidium dans les états de Rydberg circulaires il faut leur fournir beaucoup d'énergie et beaucoup de moment angulaire. L'utilisation de trois transitions en échelon excitées par des lasers permet de réaliser le premier point. Chaque photon ne peut en revanche apporter qu'un seul $\hbar$ de moment angulaire : il reste donc à réaliser l'absorption par les atomes d'à peu près 50 photons pour que les atomes soient préparés dans les états circulaires souhaités.

Tout le processus de circularisation a lieu dans la boîte de circularisation. À l'intérieur de cette boîte, deux bobines supraconductrices parcourues par un courant de 400 mA créent un champ magnétique $\mathbf{B}$ d'environ 18 Gauss. Pour éviter que tout le dispositif ne soit envahi par un champ magnétique très inhomogène, la partie externe de la boîte de circularisation est constituée d'un cylindre creux de Niobium de 5 cm de diamètre, qui est supraconducteur et confine le champ magnétique à l'intérieur. La nécessité de rendre ce cylindre supraconducteur est une raison de plus qui nous oblige à refroidir tout le coeur du dispositif, y compris la boîte de circularisation. Soulignons ici que toute l'expérience est protégée par plusieurs types de blindages contre les champs magnétiques externes : des bobines de compensation externes à l'enceinte à vide annulent le champ magnétique terrestre et un blindage en μ -métal entoure le cryostat.

Les phases du processus de circularisation sont illustrées dans la fig. 1.4. Nous le résumons ici en les divisant en 4 étapes.

1. L'excitation laser utilise trois transitions optiques, successivement à 780, 776 et 1258 nm, en champ électrique nul. Ces transitions excitent les atomes de rubidium du niveau hyperfin $|5S_{1/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$ de l'état fondamental au niveau $|52f, m = 2\rangle$ en passant par les deux niveaux $|5P_{3/2}, F = 4, m_F = 4\rangle$ et $|5D_{5/2}, F = 5, m_F = 5\rangle$. Pour générer les longueurs d'onde nécessaires trois diodes lasers sont utilisées. La puissance de chaque laser est de quelques mW, ce qui sature les deux premières transitions. Les polarisations des trois lasers sont respectivement σ , σ et π . Les lasers sont focalisés au centre de la boîte de circularisation à l'endroit où le champ magnétique est le plus homogène, sur une zone de 0,5 mm de rayon.
2. Une fois les atomes excités dans l'état $|52f, m = 2\rangle$, on augmente le champ électrique F de manière à lever la dégénérescence entre l'état circulaire et tous les autres sous-niveaux de la multiplicité $n = 52$. Pendant ce processus, appelé « Stark switching », les atomes sont transférés adiabatiquement de l'état $|n = 52, l = 3, m = 2\rangle$ vers l'état $|n = 52, n_1 = 1, m = 2\rangle$.
3. En absorbant une série de 49 photons radiofréquences avec une polarisation σ^+ et une fréquence de 255 MHz, l'atome passe ensuite de l'état $|n = 52, n_1 = 1, m = 2\rangle$ à l'état

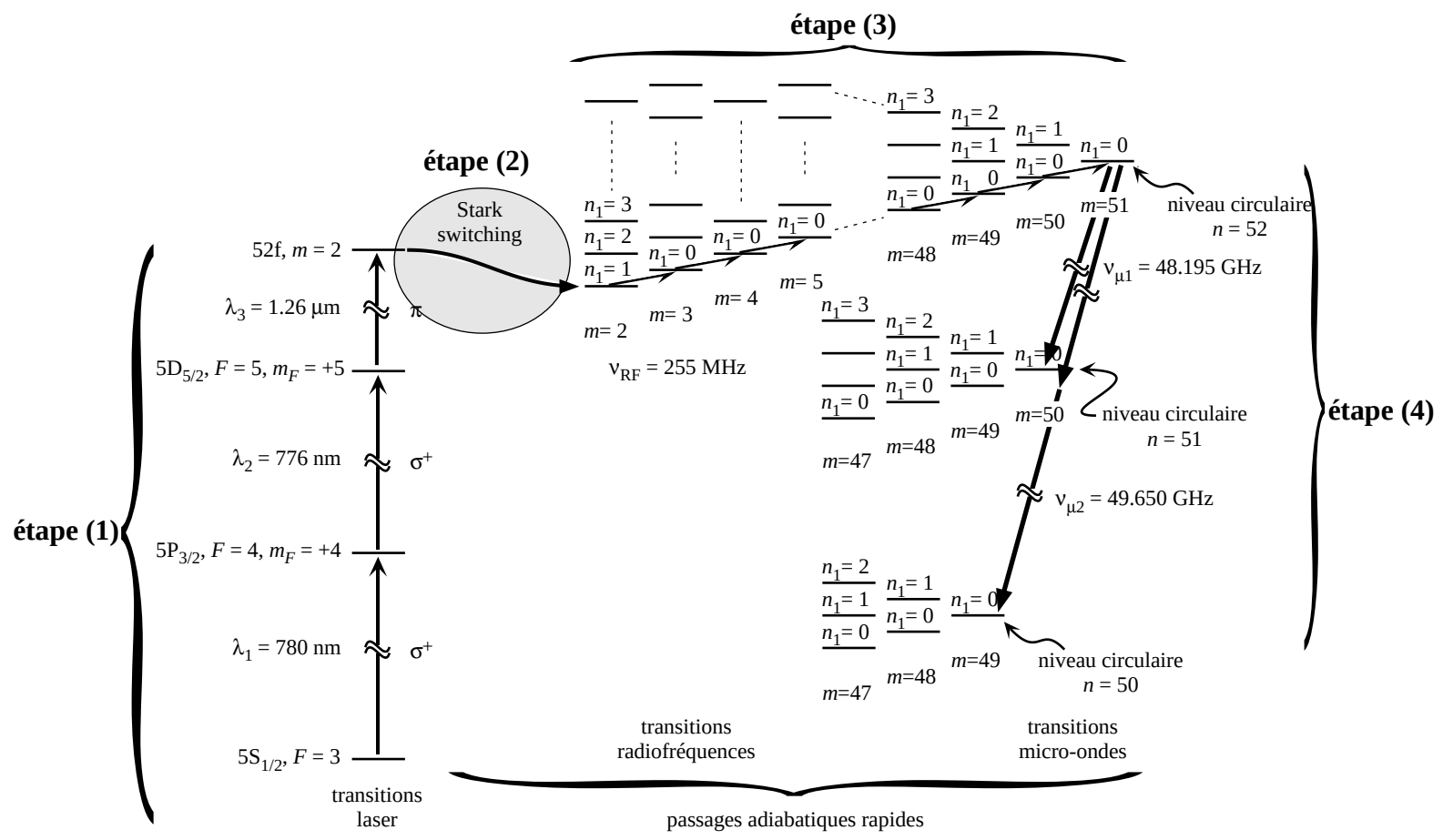


FIG. 1.4 – Processus de circularisation des atomes de rubidium vers les états circulaires $|e\rangle$ et $|g\rangle$.

circulaire $|n = 52, n_1 = 0, m = 51\rangle$. Grâce à la structure hydrogènoïde de l'atome, en effet, et en tenant compte des défauts quantiques, la fréquence de la première transition du niveau $|n = 52, n_1 = 1, m = 2\rangle$ au niveau $|n = 52, n_1 = 0, m = 3\rangle$ est résonnante avec toutes les autres transitions entre les niveaux $|n = 52, n_1 = 0, \Delta m = +1\rangle$. Pour que ce processus soit efficace, deux astuces ont été introduites :

- La dégénérescence entre la transition σ^+ vers la droite et la transition σ^- est levée de 50 MHz grâce au champ magnétique de 18 Gauss créé par les bobines supraconductrices. De cette façon, lorsque l'onde radiofréquence, avec une polarisation linéaire, interagit avec les atomes, seule sa composante σ^+ est résonnante avec une transition atomique.
 - L'absorption des 49 photons est rendue efficace par un passage adiabatique rapide. Au lieu d'absorber les photons radiofréquences de façon résonnante, ce qui aurait pour effet de peupler à égalité tous les niveaux $|n = 52, n_1 = 0, m\rangle$, on règle la variation du champ électrique de telle façon que les 50 niveaux atomiques correspondant aux nombres m différents *habillés* par les photons de radiofréquence accomplissent un anticroisement géant. De telle façon, on parvient à peupler le niveau $|n = 52\rangle$ circulaire avec une efficacité de 80%. Les 20% restants se répartissent entre les sous-niveaux de moment angulaire inférieur.
4. À ce stade, les atomes se trouvent dans l'état $|n = 52\rangle$ circulaire. Le but du processus de circularisation est de préparer les atomes dans les états circulaires $|n = 51\rangle$ (état $|e\rangle$) ou $|n = 50\rangle$ (état $|g\rangle$). Ceci est possible en appliquant un champ micro-onde résonnant avec une des deux transitions vers $|e\rangle$ (fréquence $\nu_e = 48,195$ GHz) ou vers $|g\rangle$ (fréquence de la transition à deux photons $\nu_g = 49,65$ GHz) en champ électrique *fort*. Le champ électrique lève la dégénérescence entre la transition circulaire-circulaire et les transitions entre niveaux elliptiques, et permet de transférer vers les états finaux uniquement les atomes circulaires. Si nous avons préparé directement l'état $n = 51$ circulaire à la fin de la circularisation adiabatique par radiofréquence, une fraction de 20% d'atomes elliptiques aurait été préparée au même titre que les atomes circulaires. La meilleure pureté des atomes, qui peut atteindre 98%, justifie l'ajout de cette étape supplémentaire, appelée « purification ».

L'excitation des atomes dans les états circulaires est un processus pulsé. Le premier laser d'excitation est pulsé à travers un modulateur acousto-optique. Le champ électrique Stark est aussi pulsé, ainsi que l'enveloppe du signal de radio-fréquence et le champ micro-onde de purification. Le contrôle de la durée de l'allumage du premier laser d'excitation, typiquement entre 0,2 et 3 μ s, par pas de 100 ns, permet de contrôler le nombre moyen d'atomes dans le flux atomique.

1.2.3 La sélection de vitesse

Le système de sélection de vitesse utilisé dans les expériences présentées se base sur une méthode de pompage optique par effet Doppler et une sélection en temps de vol. La mesure de la vitesse des atomes se fait de manière indirecte en mesurant le temps nécessaire aux atomes pour parcourir la distance entre la zone d'excitation dans la boîte de circularisation et la zone de détection. Beaucoup de détails sur la méthode de sélection de vitesse se trouvent dans la thèse de Xavier Maître [72].

Lasers de pompage optique avec effet Doppler

La sélection de vitesse des atomes se base sur le fait que seulement les atomes qui sont initialement dans le niveau hyperfin $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$ de l'état fondamental du rubidium sont circularisés. Lorsque les atomes sortent du four, ils sont répartis à égalité entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental. Le but du processus de sélection de vitesse par pompage optique, donc, est de ne préparer dans l'état $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$ que les atomes avec la bonne vitesse et de laisser les autres atomes dans l'autre état hyperfin.

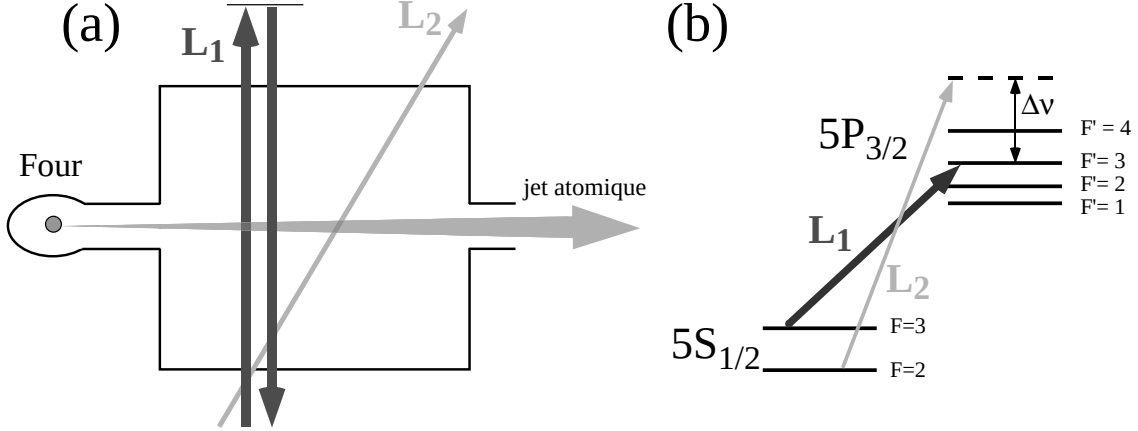


FIG. 1.5 – (a) Schéma représentant la disposition des deux lasers de sélection de vitesse. (b) Structure hyperfine des niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ et fréquences des lasers L_1 et L_2 .

L'interaction entre les atomes et les lasers de sélection de vitesse a lieu environ 15 cm après la sortie du four. La fig. 1.5(a) montre de façon schématique la position et l'angle entre les lasers de sélection de vitesse et le faisceau atomique. Un premier laser L_1 , dénommé « dépompeur » et accordé sur la transition $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ (fig. 1.5(b)), dépeuple complètement le niveau $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$. Puisque ce faisceau est perpendiculaire au jet atomique, tous les atomes voient la même fréquence laser quelle que soit leur vitesse. Après quelques cycles de fluorescence le niveau hyperfin $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$ est vidé : le rapport des populations des niveaux $F = 3$ et $F = 2$ est inférieur à $1/3000$.

Un deuxième laser L_2 , appelé « repompeur », est désaccordé par rapport à la fréquence de la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ d'une quantité $\Delta\nu$ réglable. Il forme un angle θ d'environ 50° avec le jet atomique. À cause de l'effet Doppler, la fréquence laser vue par les atomes dépend de leur vitesse :

$$\nu_{\text{Doppler}} = \nu_{L_2} - \frac{1}{2\pi} \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \nu_{F=2 \rightarrow F'=3} + \Delta\nu - \frac{v \cos \theta}{\lambda} \quad (1.4)$$

La seule classe de vitesse résonnante avec la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ est celle qui satisfait la relation $\nu_{\text{Doppler}} = \nu_{F=2 \rightarrow F'=3}$. La valeur de la vitesse sélectionnée est par conséquent :

$$v_{\text{sel}} = \frac{\lambda \cdot \Delta\nu}{\cos \theta} \quad (1.5)$$

Seuls les atomes ayant une vitesse v_{sel} sont repompés vers le sous-niveau $F = 3$, et ensuite excités dans les états de Rydberg circulaires dans la boîte de circularisation. Cependant la

transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$ permet aussi le pompage optique des atomes dans le niveau $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$. Il lui correspond, par le même calcul, une autre classe de vitesse sélectionnée, qui vaut environ $v_{sel} + 100 \text{ m/s}$. La sélection de vitesse en temps de vol, discutée dans la suite, permet de se débarrasser de cette classe de vitesse non désirée.

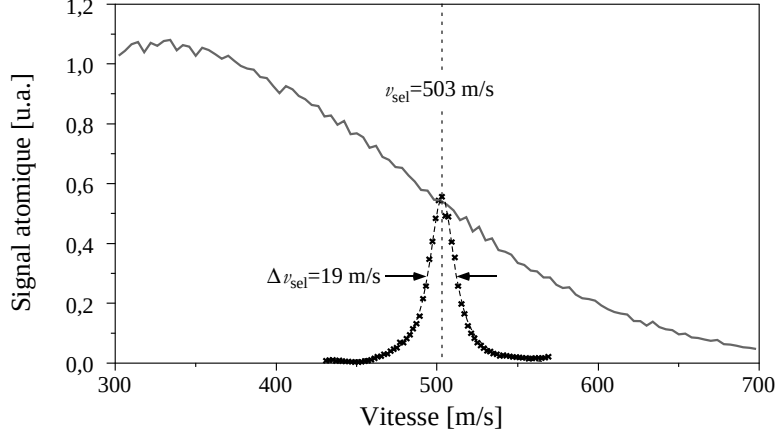


FIG. 1.6 – Distribution de vitesse des atomes avant (en ligne continue) et après (en points) la sélection de vitesse par pompage optique.

La dispersion en vitesse des atomes sélectionnés est directement proportionnelle à la largeur de la transition atomique excitée, qui dépend à son tour de l'intensité du laser repompeur. Lorsque l'intensité du laser est faible, la dispersion en vitesse est proportionnelle à la largeur naturelle de la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ et l'efficacité du processus est proportionnelle à l'intensité du laser. On obtient une largeur de l'ordre de 10 m/s. Pour ne pas réduire excessivement l'efficacité du repompage nous avons intérêt à saturer la transition. Dans ce cas la dispersion de vitesse est de l'ordre de 20 m/s et l'efficacité de repompage proche de 100%. La fig. 1.6 montre la distribution en vitesse des atomes à la sortie du four avant et après la sélection en vitesse par pompage optique.

Sélection de vitesse en temps de vol

La dispersion en vitesse obtenue par pompage optique avec effet Doppler est trop importante pour nos expériences. Une méthode permettant d'affiner la classe de vitesse sélectionnée consiste à pulser le laser repompeur et le premier laser d'excitation dans la boîte de circularisation de façon à sélectionner, à l'intérieur de la classe de vitesse, seulement les atomes qui ont parcouru la distance entre les deux lasers dans le temps voulu. La largeur de la classe de vitesse obtenue ainsi est déterminée par les temps d'allumage des lasers repompeur et d'excitation et par leur taille géométrique. Avec cette technique, nous pouvons obtenir une classe de vitesse avec une dispersion de 4 m/s, comme le montre la fig. 1.7. La sélection en temps de vol nous permet aussi de nous débarrasser des atomes sélectionnés avec une vitesse de $v_{sel} + 100 \text{ m/s}$ par la transition $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 2\rangle$.

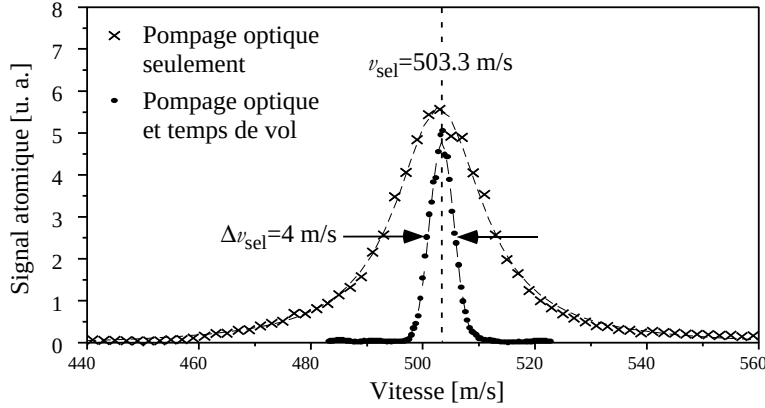


FIG. 1.7 – Affinement de la classe de vitesse par la sélection en temps de vol.

Atomes mal sélectionnés en vitesse : les échos

L'utilisation de la sélection en vitesse par pompage optique et par temps de vol a un inconvénient qui devient gênant dans les séquences où plusieurs paquets d'atomes sont préparés. Cet effet est schématisé dans la fig. 1.8. Lorsque nous avons deux paquets atomiques à préparer, certains atomes repompés par l'impulsion du laser repompeur du premier paquet peuvent avoir une vitesse assez lente pour atteindre les lasers d'excitation au même moment que les atomes préparés dans le deuxième paquet. De la même façon, certains atomes trop rapides repompés avec le deuxième paquet peuvent être circularisés au même moment que les atomes du premier paquet. Ces atomes mal sélectionnés en vitesse, que nous appelons communément « échos », sont très gênants lorsqu'ils traversent le mode de la cavité à un instant où aucun atome n'est prévu et peuvent donc brouiller le contraste des expériences. Cet effet, qui a été décrit ici dans le cas de deux paquets préparés, est plus complexe lorsque plus de deux paquets sont préparés. Pour limiter l'effet des échos il faut prendre soin, dans le choix du déroulement temporel des expériences, à ce que les paquets atomiques soient assez écartés temporellement. Il faut aussi faire attention à ne pas avoir d'atomes mal sélectionnés en vitesse qui arrivent aux détecteurs au même moment que d'autres paquets atomiques.

Contrôle du nombre d'atomes par paquet atomique

L'excitation du jet ne constitue pas une source déterministe d'atomes. Le nombre d'atomes de rubidium qui sont préparés dans chaque paquet est aléatoire et est décrit par une distribution statistique poissonnienne centrée autour de la valeur moyenne $\bar{n}$:

$$P(n) = \frac{e^{-\bar{n}} \bar{n}^n}{n!} \quad (1.6)$$

Nous pouvons ajuster $\bar{n}$ en jouant sur de nombreux paramètres, tels que la puissance et le temps d'allumage des lasers de repompage et d'excitation et la durée de l'impulsion micro-onde de purification dans la boîte de circularisation. Le nombre moyen d'atomes par paquet varie typiquement entre 0,05 et 15.

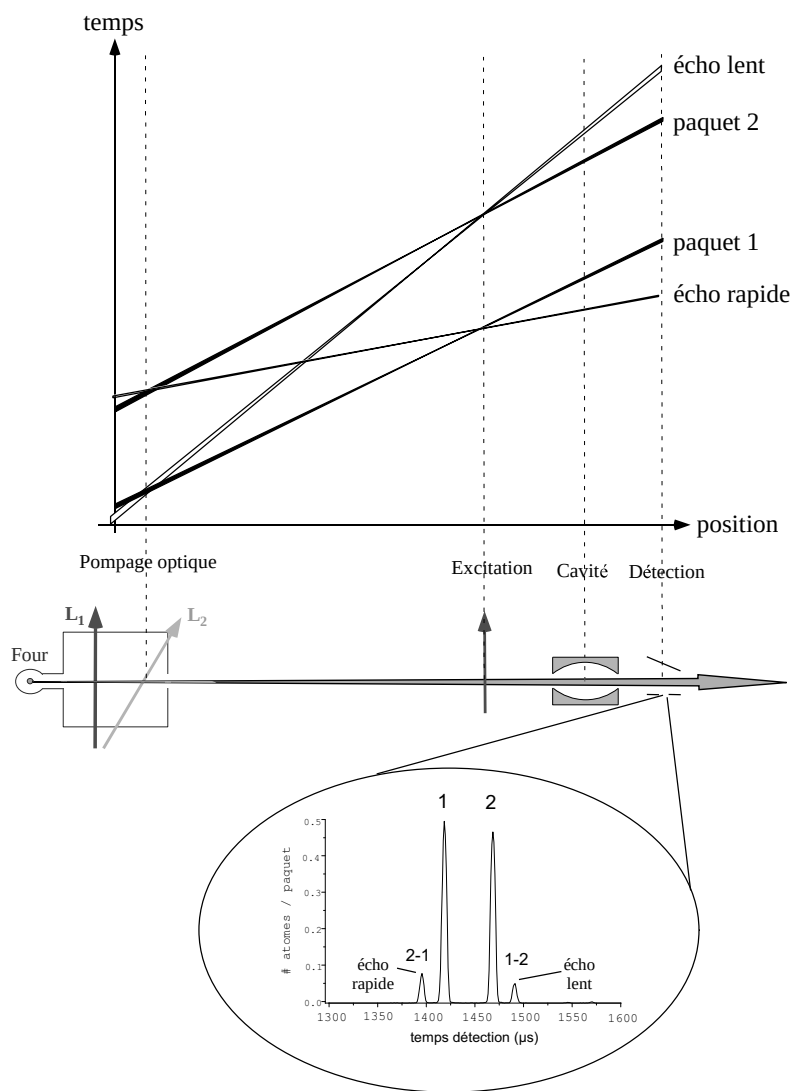


FIG. 1.8 – Déroulement spatio-temporel du processus de sélection en temps de vol de deux paquets atomiques. Le cadre montre un signal de détection en temps de vol des atomes. Deux pics correspondant aux échos s'ajoutent aux pics des atomes bien sélectionnés en vitesse. Pour chaque écho, deux chiffres indiquent dans l'ordre le paquet atomique de pompage optique et celui d'excitation.

1.2.4 La détection

Pour détecter les atomes on utilise un système de détection par ionisation. Les états de Rydberg circulaires sont en effet très proches de la limite d'ionisation. Un champ électrique de l'ordre d'une centaine de V/cm suffit pour arracher l'électron de valence, qui est ensuite détecté par un multiplicateur d'électron. Puisque le champ d'ionisation nécessaire pour ioniser l'atome dépend de l'état de Rydberg circulaire, en appliquant deux champs différents le système de détection mesure l'état d'énergie interne d'un atome. Le système de détection a été modifié par rapport au dispositif décrit dans les manuscrits de thèse précédents. Le système de détection actuel est schématisé dans la fig. 1.9. La thèse de doctorat d'Alexia Auffèves [73] contient beaucoup de détails sur la mise en place du système de détection et sur l'expérience de calibration de l'efficacité de détection.

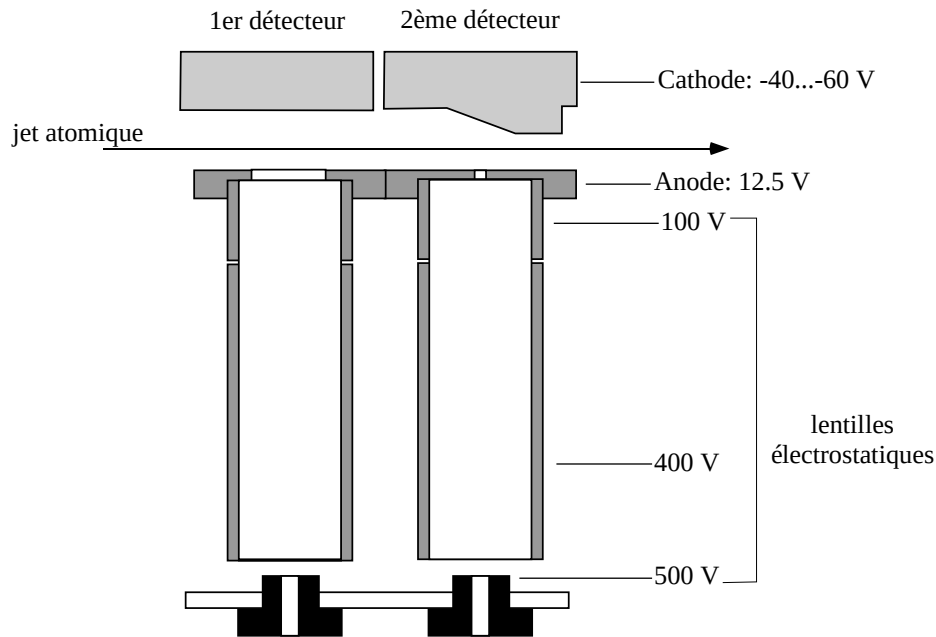


FIG. 1.9 – Schéma du système de détection.

Deux détecteurs sont présents dans le montage. Ils sont situés dans l'axe du faisceau atomique après la cavité micro-onde. Les deux détecteurs ont des caractéristiques communes. L'atome est ionisé par l'application d'un champ électrique entre deux électrodes. Après l'ionisation, l'électron est focalisé par un système de lentilles électrostatiques utilisant des tensions de quelques centaines de volts sur la fenêtre d'entrée d'un multiplicateur d'électrons. Le multiplicateur transforme l'électron en un signal de courant mesurable avec un système électronique standard. Au-delà de ces caractéristiques communes, le fonctionnement des deux détecteurs est assez différent.

Le premier détecteur

Le premier détecteur rencontré par les atomes provenant de la cavité présente deux électrodes d'ionisation planes. Puisque le champ électrique entre les deux électrodes est uni-

forme dans l'espace, il est nécessaire d'appliquer une rampe de tension sur une des deux électrodes pour pouvoir ioniser les atomes en face du trou d'entrée des lentilles électrostatiques. Au cours des expériences la rampe de tension est appliquée sur l'électrode supérieure, la cathode. La fig. 1.10 montre un signal d'ionisation acquis en utilisant le premier détecteur. On distingue dans le signal trois pics correspondant aux états circulaires $|n = 52\rangle$, $|e\rangle$ et $|g\rangle$. En réglant différemment la rampe de tension sur la cathode on peut détecter aussi l'état $|i\rangle$.

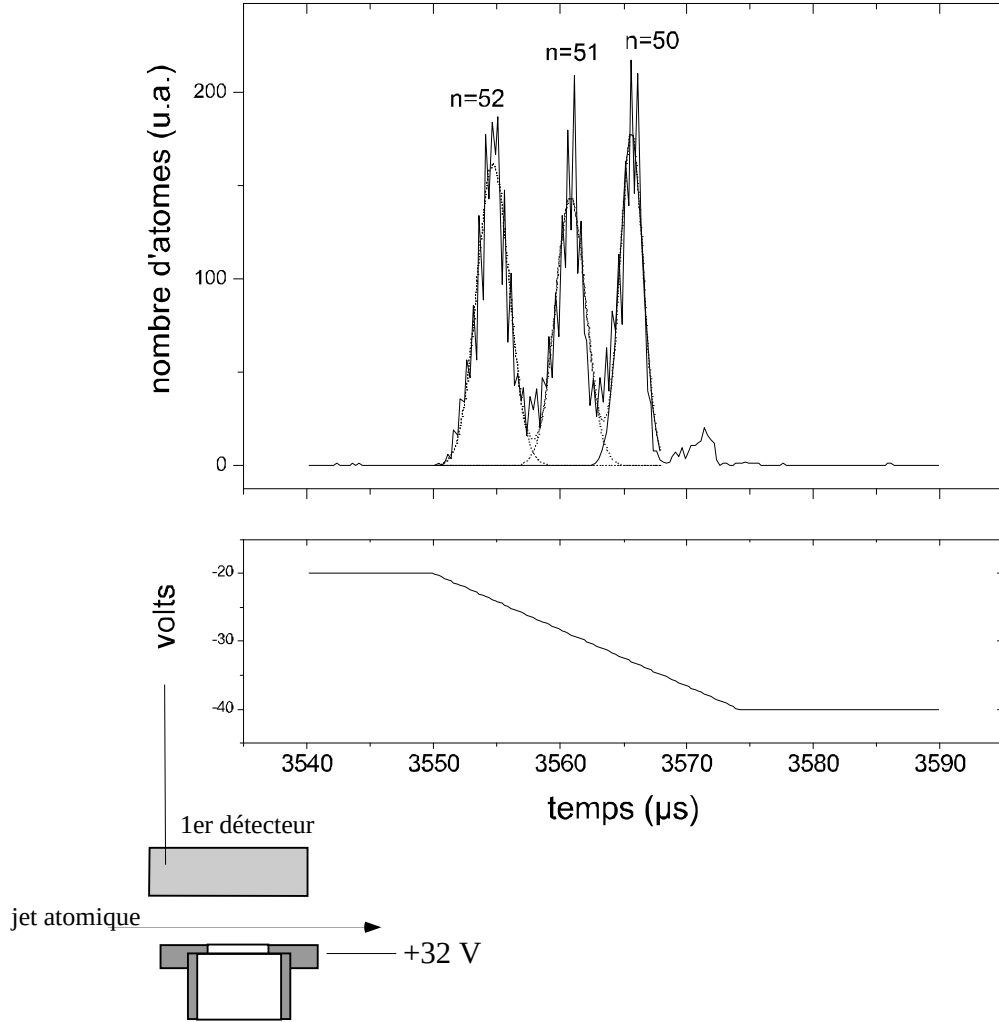


FIG. 1.10 – Signal d'ionisation du premier détecteur. Dans le cadre en bas est représentée la rampe de tension électrique appliquée sur la cathode.

Selon son état d'énergie interne, en effet, l'atome est ionisé à des instants différents. Les atomes d'énergie supérieure sont ionisés avant les atomes dans les niveaux d'énergie inférieure, ayant besoin pour être ionisés d'un champ électrique plus intense. En synchronisant avec précision la rampe de champ électrique et l'électronique de détection, il est possible de mesurer l'énergie de l'atome. Le trou au centre de l'anode qui laisse passer les électrons vers les lentilles électrostatiques a un diamètre de 6 mm, comparable au diamètre des

lentilles. La grande taille du trou permet aux électrons de passer indépendamment de la position où l'atome est ionisé. Lorsque les séquences expérimentales contiennent plusieurs paquets atomiques, nous pouvons détecter, dans chaque séquence, les atomes de tous les paquets dans tous les états atomiques. Il suffit, pour cela, de répéter une rampe d'ionisation lors du passage de chaque paquet d'atomes. Puisque la rampe d'ionisation doit être synchronisée avec le passage des paquets atomiques, le premier détecteur peut être utilisé uniquement avec des atomes sélectionnés en vitesse.

Le deuxième détecteur

Dans le deuxième détecteur la cathode a la forme d'un toit. Ceci crée un champ électrique à l'intérieur des deux électrodes qui augmente au fur et à mesure que les atomes avancent dans leur trajectoire, jusqu'à atteindre une valeur limite pour laquelle l'électron de valence est arraché. Pour la bonne valeur du champ électrique entre les deux électrodes l'atome est ionisé à un endroit tel que son électron traverse le petit trou au centre de l'anode, qui a ici un diamètre de 2 mm, et atterrit le multiplicateur d'électrons après le passage entre les lentilles électrostatiques. Pour de mauvaises valeurs du champ, l'électron est arraché au mauvais moment et il tombe sur l'anode en dehors du trou. La fig. 1.11 montre un signal d'ionisation acquis avec le deuxième détecteur. Pour avoir ce signal, on répète un grand nombre de séquences avec chaque fois une valeur différente du champ d'ionisation. L'accumulation des données fournit le signal de la figure.

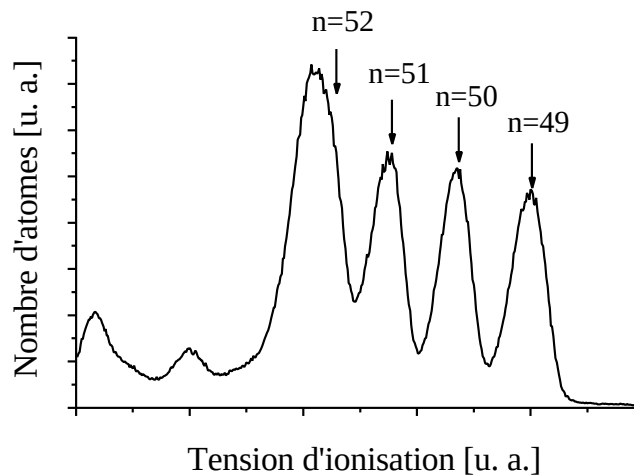


FIG. 1.11 – Signal d'ionisation obtenu avec le deuxième détecteur.

Lorsqu'un atome passe dans le deuxième détecteur, celui-ci ne peut détecter qu'un seul état atomique à la fois, car le champ ionisant est réglé de façon à ioniser en face du petit trou un seul état atomique. Par conséquent, puisqu'on s'intéresse généralement à la probabilité de détecter l'atome dans l'un des deux états, il est nécessaire de répéter les séquences expérimentales deux fois, l'une avec le champ ionisant programmé pour détecter un premier état atomique, l'autre pour détecter l'autre état atomique.

À partir des données accumulées on reconstruit la probabilité d'avoir l'atome dans un des deux états. Le deuxième détecteur, par conséquent, nous impose de doubler le nombre de

séquences expérimentales pour chaque atome à détecter à l'intérieur de la séquence expérimentale. Dans les expériences où l'on veut détecter deux ou trois atomes, il est nécessaire de multiplier par un facteur 4 ou 8 le nombre de séquences, ainsi que le temps d'acquisition. Ceci représente un désavantage par rapport au premier détecteur qui, comme on l'a vu, ne demande pas de répéter plusieurs fois les séquences expérimentales, puisqu'il est en mesure de détecter pour chaque séquence tous les atomes de tous les paquets atomiques.

Le deuxième détecteur, en revanche, ne nécessite pas que les atomes soient sélectionnés en vitesse. Pour cette raison il est utilisé dans toutes les phases préliminaires de calibration, où la sélection de vitesse n'est pas utilisée, et dans la procédure de réglage de la sélection de vitesse elle-même.

L'efficacité de détection du premier détecteur est de $(79 \pm 10)\%$. Celle du deuxième détecteur de $(80 \pm 10)\%$. Ces valeurs sont vraisemblablement limitées par la focalisation imparfaite des électrons sur les multiplicateurs d'électrons et par l'efficacité imparfaite des multiplicateurs d'électrons. Une erreur de l'ordre de 2% dans la discrimination entre les différents états d'énergie est causée par le recouvrement entre les pics d'ionisation correspondants.

1.3 La cavité supraconductrice

La cavité supraconductrice est le coeur du montage expérimental. À l'intérieur est stocké le mode du champ électromagnétique résonnant avec la transition entre les états de Rydberg circulaires $|e\rangle$ et $|g\rangle$.

La durée de vie de ce mode doit être assez longue pour réaliser la condition de couplage fort. Pour cela il est nécessaire que la cavité soit constituée d'un matériau supraconducteur, comme le niobium. De plus, puisqu'un champ électrique directeur est nécessaire pour les états circulaires, la cavité doit être composée de deux parties isolées électriquement.

1.3.1 La géométrie du mode

Nous utilisons un montage de type Fabry-Perot avec deux miroirs sphériques en niobium massif, de rayon de courbure $R_0 = 40$ mm et de diamètre $D_0 = 50$ mm. Les deux miroirs sont percés au centre afin de permettre le couplage avec une source extérieure. La fig. 1.12 montre le schéma de la cavité.

La distance d entre les miroirs est 27,57 mm. La fréquence du mode TEM_{900} que nous utilisons est donnée par :

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{c}{2d} \left(q + \frac{2}{\pi} \arccos \sqrt{1 - \frac{d}{2R_0}} \right) \simeq 51,099 \text{ GHz} \quad (1.7)$$

où c est la vitesse de la lumière et $q = 9$ le nombre de ventres de l'onde stationnaire entre les deux miroirs. La structure spatiale du champ électrique est gaussienne et est donnée en coordonnées cylindriques par la fonction :

$$f(r, z) = \frac{w}{W(z)} \cos \left(2\pi \frac{z}{\lambda} - \arctan \frac{\lambda z}{\pi w^2} + \frac{\pi}{r^2} \lambda R(z) + (q-1) \frac{\pi}{2} \right) e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} \quad (1.8)$$

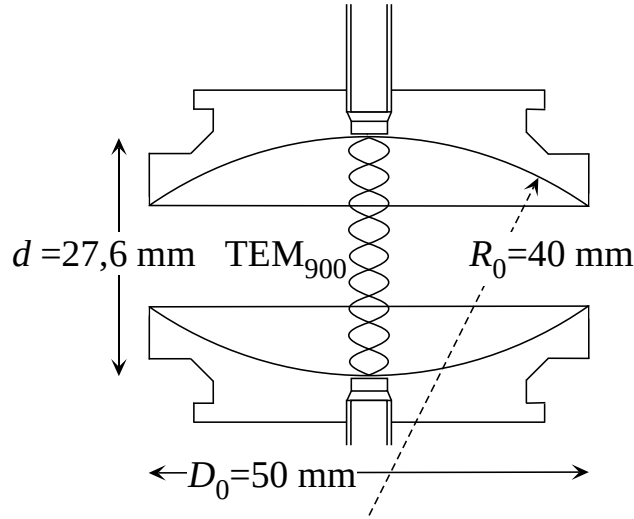


FIG. 1.12 – Plan de la cavité.

où $\lambda = c/\nu$ est la longueur d'onde du mode et w le col du mode, qui vaut :

$$w = \left[\frac{\lambda d}{2\pi} \sqrt{\frac{2R_0}{d} - 1} \right]^{\frac{1}{2}} \simeq 5,96 \text{ mm} \quad (1.9)$$

Les fonctions $W(z)$ et $R(z)$ décrivent respectivement la variation de l'extension du mode autour de l'axe (O, z) et celle du rayon de courbure des fronts d'onde. Elles sont données par les relations :

$$\begin{aligned} W(z) &= w \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w^2} \right)^2} \\ R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{\pi w^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (1.10)$$

Le volume du mode est déduit de l'expression de $f(\mathbf{r})$, et vaut :

$$v_{\text{mode}} = \int |\mathbf{f}(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r} = \frac{\pi w_0^2 d}{4} \simeq 769 \text{ mm}^3 \quad (1.11)$$

À partir du volume du mode nous pouvons définir la valeur du champ électrique par photons E_0 . Le petit volume de notre dispositif assure le confinement du champ dans la cavité et une forte amplitude de E_0 :

$$\begin{aligned} E_0 &= \sqrt{\frac{\hbar \omega}{2\epsilon_0 V_{\text{mode}}}} \\ &\simeq 1,58 \cdot 10^{-3} \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \end{aligned} \quad (1.12)$$

Une telle valeur du champ électrique est nécessaire pour assurer un bon couplage avec le dipôle atomique même en l'absence de photons dans le mode.

Dans notre cavité, la symétrie sphérique des deux miroirs n'est pas parfaite. Au lieu d'un seul mode gaussien nous avons deux modes non-dégénérés correspondant à deux polarisations orthogonales. L'écart en fréquence entre les deux modes, qui seront communément appelés « mode haute fréquence » (HF) et « mode basse fréquence » (BF), est de 86 kHz.

1.3.2 L'accord de la fréquence de la cavité

Pour que la cavité soit en résonance avec la fréquence de la transition atomique il faut pouvoir contrôler la distance entre les miroirs avec une très bonne précision. À partir de l'éq. (1.7), et en imposant une précision sur la fréquence de résonance de l'ordre du kHz, nous calculons $\delta d/d = \delta\omega/\omega = 1 \text{ kHz}/50 \text{ GHz}$, soit $\delta d/d \simeq 10^{-8}$. Pour parvenir à cette précision, plusieurs astuces sont utilisées. La fig. 1.13 montre les techniques d'accord.

Tout d'abord, l'ajustement de l'épaisseur d'une cale en cuivre placée sous l'un des miroirs pendant la mise en place permet de s'approcher de la fréquence visée à 15 MHz près. Ensuite, un accord mécanique effectué grâce à une lame élastique en bronze poussée par une vis contrôlée depuis l'extérieur du dispositif permet un accord sur une plage de 15 MHz. Un accord fin sur un domaine de 700 kHz est enfin assuré par des cales piézoélectriques situées à la base d'un des miroirs. En appliquant une tension continue entre 0 et 3000 V on peut modifier la fréquence de la cavité avec une précision de l'ordre de quelques hertz.

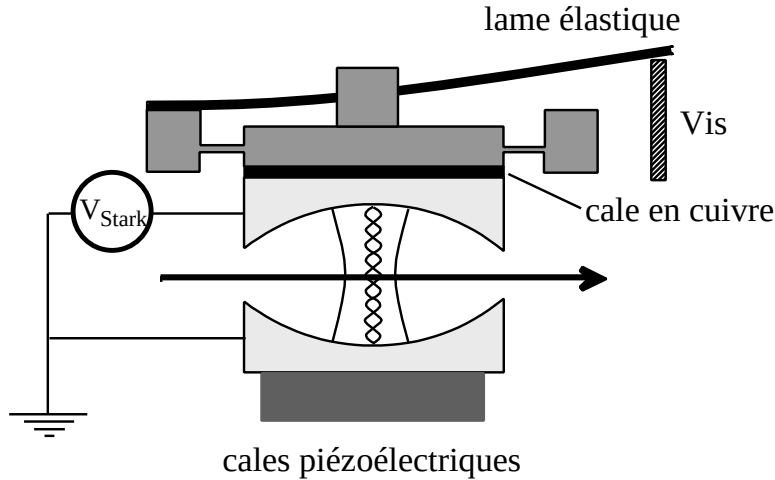


FIG. 1.13 – Technique de contrôle du désaccord entre la fréquence atomique et la fréquence de la cavité.

Par ailleurs, comme le montre la fig. 1.12, un des deux miroirs est relié électriquement à la masse. En jouant sur la tension électrique de l'autre miroir, nous pouvons modifier de façon très rapide la fréquence de la transition atomique. En effet, nous avons vu au § 1.2.1 que les niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$ sont déplacés par un effet Stark différentiel quadratique. En changeant rapidement la valeur de la fréquence atomique, nous pouvons interrompre instantanément l'interaction entre un atome et le champ, passer du régime résonnant au dispersif au cours de la même séquence expérimentale, et même au cours du passage d'un

atome dans le mode de la cavité. Soulignons ici qu'un petit champ électrique, de l'ordre de 0,25 V/cm, est toujours présent à l'intérieur de la cavité. Ce champ est indispensable pour la stabilité des atomes circulaires, qui ont besoin d'un champ électrique directeur.

1.3.3 Le temps de vie de la cavité

Pour que la condition de couplage fort entre les atomes et le champ soit vérifiée, il faut que le temps de vie du mode soit long par rapport aux temps caractéristiques des interactions atome-champ. Le but des efforts dédiés à la fabrication des miroirs est d'obtenir un temps de vie du champ beaucoup plus long que 40 μ s, qui est le temps d'interaction des atomes les plus lents avec le mode. Cette condition est vérifiée par la cavité utilisée par les expériences présentées, qui a un temps de vie pour le mode HF de (860 ± 20) μ s, comme le montre la fig. 1.14. On discutera dans les détails au § 3.2.2 des techniques de mesure du temps de vie des modes de la cavité. Le temps de vie mesuré correspond à un facteur de qualité $Q = 2,8 \cdot 10^8$.

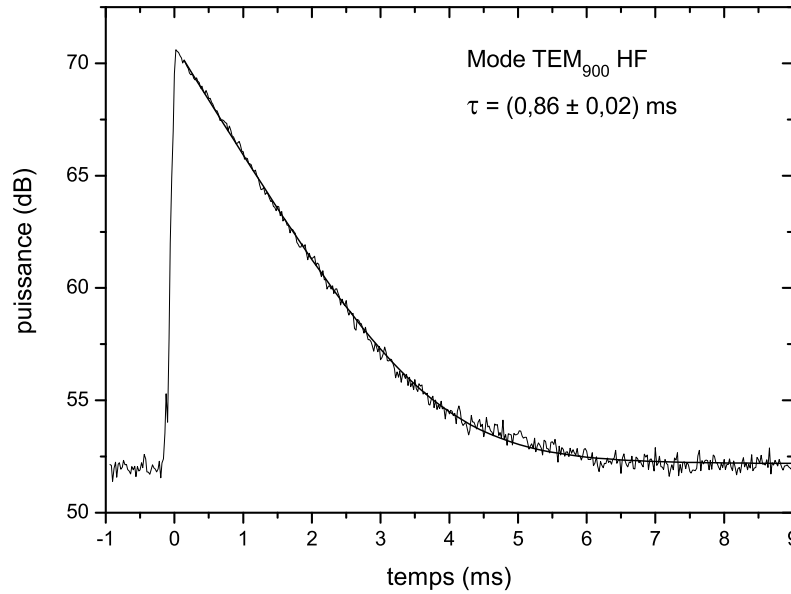


FIG. 1.14 – Temps de vie du mode HF de la cavité. Une source micro-onde couplée au mode de la cavité est allumée pendant une impulsion très courte à l'instant $t = 0$. On mesure ensuite la décroissance du signal transmis à travers la cavité. La puissance transmise est représentée en décibel. L'ajustement linéaire de la pente logarithmique donne directement le temps de vie $\tau = \kappa^{-1}$.

De nombreux facteurs limitent le temps de vie de la cavité. Parmi ces effets il y a les pertes dues aux trous de couplage au centre de chaque miroir, la taille finie des miroirs, la résistance résiduelle du niobium à température non-nulle, les défauts et impuretés de

la phase cristalline du niobium. Une étude détaillée du temps de vie de la cavité et des facteurs limitants se trouve dans les thèses de doctorats de Gilles Nogues [74] et Stefano Osnaghi [66].

Cependant, le principal défaut limitant est dû à l'état de surface des miroirs. À une échelle de quelques millimètres, on remarque des déviations importantes par rapport à la surface sphérique idéale. Par conséquent, le champ électromagnétique subit une diffraction hors du mode gaussien et les photons sont perdus dans l'espace entre les miroirs. Des tests du temps de vie accomplis dans une configuration *fermée*, où l'espace entre les miroirs est clos, ont donné un temps de vie supérieur d'un ordre de grandeur au temps mesuré en configuration *ouverte*, ce qui confirme cette interprétation.

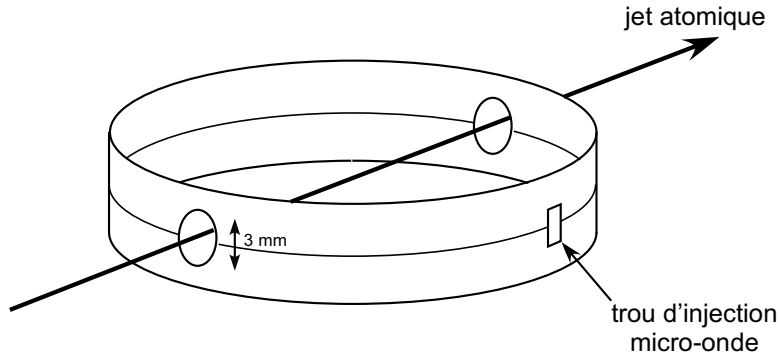


FIG. 1.15 – Schéma de l'anneau qui entoure les miroirs.

Pour limiter le problème de la diffraction des photons hors des miroirs nous avons essayé de nous approcher le plus possible de la situation d'une cavité fermée, tout en conservant la capacité essentielle de pouvoir appliquer un champ électrique Stark directeur entre les deux miroirs isolés électriquement. Dans ce but nous entourons la cavité d'un anneau métallique, qui réduit la diffraction du champ hors de la cavité. Grâce à l'anneau métallique nous parvenons à atteindre un temps de vie de 860 μs , d'un ordre de grandeur plus élevé qu'en l'absence de l'anneau.

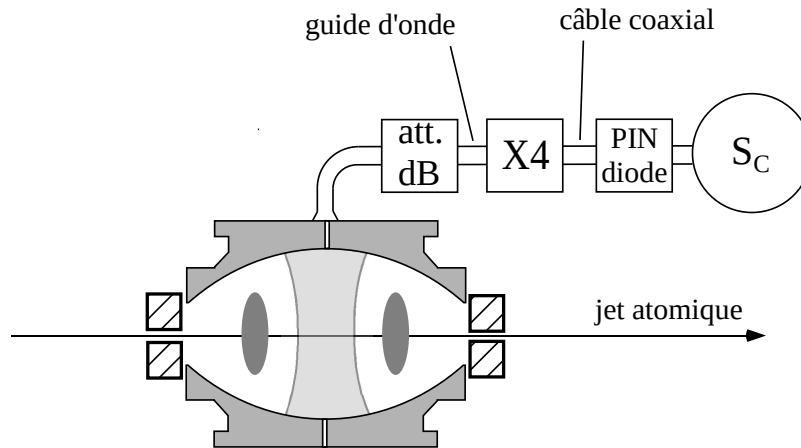
L'anneau métallique (fig. 1.15) est isolé électriquement des deux miroirs. Il porte deux petits trous de 3 mm de diamètre qui permettent aux atomes d'entrer et de sortir de la cavité. Un autre trou a été ajouté sur le côté pour coupler la cavité à un rayonnement micro-onde injecté par l'extérieur. L'inconvénient principal de l'anneau est la taille des trous de passage des atomes. En effet, le champ électrique directeur au niveau des trous de l'anneau est très inhomogène. Lorsque les atomes, en passant par les trous de l'anneau, sont soumis à ce champ inhomogène, toute cohérence atomique est déphasée de façon différente selon la position de l'atome à l'intérieur du faisceau. Il devient impossible d'accumuler un signal sur beaucoup de séquences expérimentales. Du coup, nous sommes obligés d'effectuer toutes les opérations cohérentes à l'intérieur de la cavité.

1.3.4 Le couplage aux sources externes

Le couplage du mode de la cavité à deux sources micro-ondes externes est schématisé dans la fig. 1.16(a). Chacun des miroirs est percé au centre pour pouvoir injecter un champ

micro-onde directement dans le mode du résonateur. Une source électronique externe est connectée, à travers un guide d'onde, au trou d'injection. Il est également possible d'injecter un champ micro-onde à travers un guide d'onde qui débouche sur le côté de la cavité, à travers le petit trou percé sur le côté de l'anneau, comme le montre la fig. 1.16(b), qui représente une coupe de la cavité dans le plan de l'anneau. Le champ externe injecté directement au centre de la cavité se propage dans le mode propre de la cavité, alors que le champ injecté par le côté se propage perpendiculairement à l'axe du jet atomique avant et après le mode de la cavité.

(a)



(b)

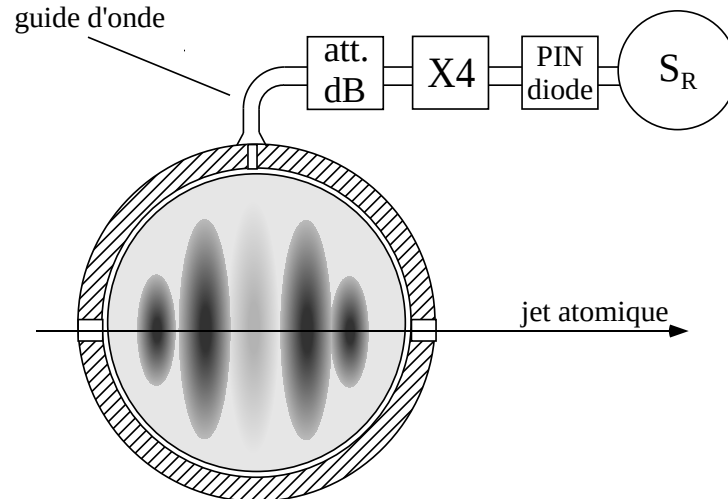


FIG. 1.16 – Schéma des connexions d'une source micro-onde externe couplée au mode gaussien de la cavité (a) et aux modes propageants sur les côtés de la cavité (b).

Les champs injectés ont des fréquences micro-onde généralement de l'ordre de ~ 50 GHz. La technique que nous utilisons pour créer des signaux à cette fréquence est la même, que l'on injecte dans le mode de la cavité ou à travers le côté de l'anneau. Des signaux

micro-onde à des telles fréquences ne se propagent pas sous forme de signaux électriques dans des câbles coaxiaux, mais uniquement sous forme de champs oscillants dans des guides d'onde. Nous utilisons des sources électroniques qui produisent un signal à une fréquence égale à la fréquence micro-onde souhaitée divisée par 4. La fig. 1.16 montre la position des sources S_C et S_R . Ces signaux, de fréquence égale à 10-15 GHz, peuvent se propager à l'intérieur de câbles électriques coaxiaux. Pour pulser l'injection des champs dans la cavité, nous utilisons des PIN diodes contrôlées par un signal TTL électronique. Ces diodes sont connectées en série avec les câbles à la sortie des sources électroniques. À l'entrée du dispositif, un mélangeur harmonique multiplie par 4 la fréquence du signal électronique, comme le montre la figure. Le signal à l'issue du mélangeur se propage non plus sur un câble coaxial mais dans un guide d'onde qui amène le signal à l'intérieur du cryostat jusqu'à la cavité. Avant l'entrée dans le cryostat, un atténuateur en série avec le guide d'onde permet de contrôler la puissance du signal.

Chapitre 2

Atome et champ : outils de base

Le but de ce chapitre est d'introduire les outils théoriques de base essentiels dans les expériences présentées dans les chapitres suivants.

Le chapitre est organisé en trois parties. La première partie (§ 2.1) est consacrée à la description des champs, classiques ou quantiques, qui peuvent être stockés dans le mode de la cavité. La distribution statistique du nombre de photons, l'opérateur densité et quelques exemples de fonctions de Wigner et de fonctions Q seront donnés pour définir et caractériser les états nombre de photons, ou états de Fock, les champs cohérents, ou quasi-classiques, le champ thermique et le champ thermique déplacé par l'injection d'un champ externe.

Dans la deuxième partie (§ 2.2) on s'intéresse à l'interaction entre les atomes à deux niveaux et le mode de la cavité, donnant lieu à une interaction résonnante, lorsque la transition atomique est accordée par rapport à la fréquence de la cavité, ou dispersive, lorsque les deux fréquences sont désaccordées. On présentera aussi un régime intermédiaire qui sera utilisé dans les expériences.

Le sujet de la troisième partie (§ 2.3) est la technique de l'interférométrie de Ramsey. Elle sera utilisée pour calibrer l'intensité des champs classiques injectés par l'extérieur.

2.1 États classiques et états quantiques du champ

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'un seul mode du champ électromagnétique de la cavité est quasi-résonnant avec la transition atomique. Par conséquent, nous allons nous restreindre dans la suite à la description d'un champ monomode.

Un mode du champ électromagnétique est équivalent à un oscillateur harmonique. En mécanique quantique, son hamiltonien est de la forme :

$$\hat{H}_{\text{ch}} = \hbar\omega_{\text{ch}} \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) \quad (2.1)$$

où ω_{ch} est la fréquence du mode et $\hat{a}^\dagger$ et $\hat{a}$ sont les opérateurs de création et d'annihilation d'un quantum d'énergie, le *photon*. Les états $|n\rangle$, états propres de l'opérateur nombre $\hat{n} \equiv \hat{a}^\dagger \hat{a}$ avec valeurs propres n , sont aussi états propres du hamiltonien. Ils prennent le

nom d'états « nombre de photons » ou états de « Fock ». L'énergie d'un état $|n\rangle$ vaut $\hbar\omega_{ch}(n + 1/2)$.

Introduisons maintenant l'opérateur champ électrique :

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = E_0[\mathbf{f}(\mathbf{r})\hat{a} + \mathbf{f}^*(\mathbf{r})\hat{a}^\dagger] \quad (2.2)$$

où E_0 est une constante et $\mathbf{f}(\mathbf{r})$ une fonction vectorielle qui décrit la dépendance du champ électrique en fonction de la position. La valeur moyenne de l'opérateur champ électrique dans un état de Fock $|n\rangle$ vaut :

$$\langle \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \rangle = \langle n | E_0[\mathbf{f}(\mathbf{r})\hat{a} + \mathbf{f}^*(\mathbf{r})\hat{a}^\dagger] | n \rangle = 0 \quad (2.3)$$

Le fait que la valeur moyenne du champ soit nulle montre que les états $|n\rangle$ ne correspondent à aucun champ classique, pour lequel on attend une valeur moyenne non nulle. Les états de Fock sont des états purement quantiques qui n'ont pas d'équivalent en physique classique. L'éq. (2.1) montre que l'énergie de l'état $|n=0\rangle$, ne contenant aucun quantum d'excitation, n'est pas nulle, mais vaut $\hbar\omega_{ch}/2$. Cette valeur non nulle a d'importantes conséquences physiques, dont le déplacement des niveaux d'énergie d'un atome induit par le couplage à un mode vide du rayonnement. Nous verrons dans le § 2.2.2.b qu'il est possible d'observer cet effet dans notre dispositif.

2.1.1 L'état cohérent

Lorsqu'on injecte un champ micro-onde généré par une source classique externe dans la cavité, initialement dans le vide, le champ qui se construit est un champ *cohérent* $|\alpha\rangle$, où α est un nombre complexe, possédant un module et une phase définis. L'injection du champ externe s'exprime par l'action de l'opérateur de déplacement $\hat{D}(\alpha)$ sur l'état $|0\rangle$ [75] :

$$|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha) |0\rangle = \exp(\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a}) |0\rangle \quad (2.4)$$

Les états cohérents sont des états propres de l'opérateur d'annihilation a :

$$a |\alpha\rangle = \alpha |\alpha\rangle \quad (2.5)$$

Puisque les états de Fock $|n\rangle$ constituent une base orthonormée de l'espace engendré par le hamiltonien du champ, nous pouvons exprimer les états cohérents $|\alpha\rangle$ dans la base des états $|n\rangle$:

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} C_\alpha(n) |n\rangle \quad (2.6)$$

avec :

$$C_\alpha(n) = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \quad (2.7)$$

La probabilité qu'un état cohérent contienne n photons est égale au carré du module de $C_\alpha(n)$:

$$P_\alpha(n) = |\langle n | \alpha \rangle|^2 = |C_\alpha(n)|^2 = e^{-|\alpha|^2} \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} \quad (2.8)$$

En conséquence, la probabilité pour qu'un état cohérent contienne n photons est donnée par une distribution poissonnienne. Le nombre moyen de photons dans l'état $|\alpha\rangle$ est donné par :

$$\bar{n} = \langle \hat{n} \rangle_\alpha = |\alpha|^2 \quad (2.9)$$

et la dispersion sur le nombre de photons vaut :

$$\Delta \bar{n} = |\alpha| = \sqrt{\bar{n}} \quad (2.10)$$

2.1.2 Représentation des états du champ

Un champ quelconque peut être exprimé à travers l'opérateur densité $\hat{\rho}$ dans la base des états $|n\rangle$:

$$\hat{\rho} = \sum_{m,n} \rho_{m,n} |m\rangle \langle n| \quad (2.11)$$

La connaissance des tous les $\rho_{m,n}$ permet de décrire le champ de façon univoque et de calculer toutes les propriétés physiques du système, car la valeur moyenne d'un opérateur $\hat{A}$ est égale à :

$$\langle \hat{A} \rangle = \text{Tr}(\hat{A}\hat{\rho}) \quad (2.12)$$

Pour donner une représentation visuelle d'un champ il est utile d'utiliser la distribution W de Wigner [76, 77]. La fonction W est définie dans le plan complexe α et a une expression simple en terme de l'opérateur densité [78] :

$$W(\alpha) = (2/\pi) \text{Tr}\{\hat{\rho}(\alpha)(-1)^{\hat{a}^\dagger \hat{a}}\} \quad (2.13)$$

où

$$\hat{\rho}(\alpha) = \hat{D}(-\alpha)\hat{\rho}\hat{D}^{-1}(-\alpha) \quad (2.14)$$

est un opérateur densité qui représente l'état initial $\hat{\rho}$ auquel nous avons appliqué un opérateur de déplacement $\hat{D}(-\alpha)$. La fonction W d'un champ correspond donc à la valeur moyenne de l'opérateur parité du nombre de photons $(-1)^{\hat{a}^\dagger \hat{a}}$ dans le champ déplacé par l'opérateur $\hat{D}(-\alpha)$. Dans la définition que nous utilisons la fonction W est bornée entre $-2/\pi$ et $+2/\pi$.

La distribution W est l'analogue quantique d'une distribution de probabilité définie dans le plan complexe. En effet, la valeur moyenne d'un opérateur $\hat{A}$, calculée grâce à la distribution W , est égale à :

$$\langle \hat{A} \rangle = \int d^2\alpha W(\alpha) f_s^{\hat{A}}(\alpha) \quad (2.15)$$

où $f_s^{\hat{A}}(\alpha)$ est une fonction obtenue à partir de l'opérateur $\hat{A}$. Le passage de l'opérateur $\hat{A}$ à la fonction $f_s^{\hat{A}}(\alpha)$ consiste à écrire $\hat{A}$ en fonction des opérateurs $\hat{a}$ et $\hat{a}^\dagger$ dans l'ordre symétrique et à remplacer les opérateurs $\hat{a}$ et $\hat{a}^\dagger$ par les variables α et α^* . Au même titre que l'opérateur $\hat{\rho}$, la fonction W contient toutes les informations sur l'état physique d'un système.

La fonction de Wigner donne une visualisation immédiate du caractère non classique du champ. Lorsque la fonction W est positive dans tout l'espace l'état du champ est classique

alors que nous avons un état quantique si la fonction W est négative dans certaines régions de l'espace. Cependant, les états *comprimés* du rayonnement, qui ont une représentation de Wigner positive sur tout l'espace, sont généralement considérés des états quantiques [79].

Dans le cas d'un état de Fock $|n\rangle$, la fonction de Wigner prend la forme :

$$W_n(\alpha) = (2/\pi)(-1)^n L_n(4|\alpha|^2) \exp(-2|\alpha|^2) \quad (2.16)$$

où les L_n sont les polynômes de Laguerre d'ordre n . La fig. 2.1 montre la fonction de Wigner des états $|n=1\rangle$ et $|n=2\rangle$. Comme on s'y attend, puisque les états $|n\rangle$ n'ont pas d'équivalent classique, la fonction W a des valeurs négatives. Il n'est pas possible d'obtenir des tels états de rayonnement par une source classique. La façon la plus simple d'obtenir l'état $|n=1\rangle$ dans notre dispositif est par une oscillation de Rabi résonnante (cf. § 2.2.2.a).

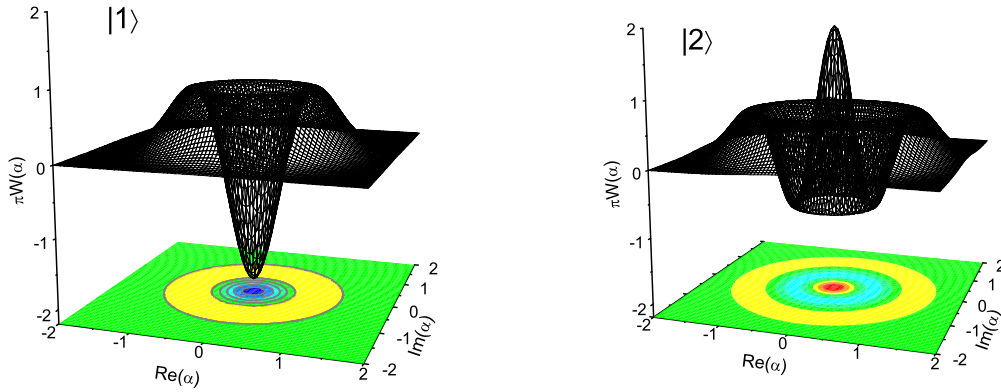


FIG. 2.1 – Fonction de Wigner des états $|n=1\rangle$ et $|n=2\rangle$.

La fonction W de l'état $|n=1\rangle$ a été mesurée dans notre dispositif expérimental. Cette expérience, ainsi que de nombreux détails sur la fonction W , sont discutés dans la thèse de Patrice Bertet [80].

Il est utile d'introduire ici une autre distribution de probabilité définie sur l'espace des phases, la fonction Q :

$$Q(\alpha) = \frac{1}{\pi} \langle \alpha | \hat{\rho} | \alpha \rangle = \frac{1}{\pi} \langle 0 | \hat{D}^{-1}(\alpha) \hat{\rho} \hat{D}(\alpha) | 0 \rangle = \frac{1}{\pi} \langle 0 | \hat{\rho}(-\alpha) | 0 \rangle = \frac{1}{\pi} P_{-\alpha}(0) \quad (2.17)$$

L'expression montre que la fonction Q au point α du plan complexe est égale, à un facteur π près, à la probabilité $P(0)$ d'avoir 0 photons dans le champ déplacé d'un vecteur $-\alpha$.

La valeur moyenne d'un opérateur $\hat{A}$ est calculée grâce à la fonction Q par une formule équivalente à celle donnée dans l'éq. (2.15) pour la fonction W :

$$\langle \hat{A} \rangle = \int d^2\alpha Q(\alpha) f_a^{\hat{A}}(\alpha) \quad (2.18)$$

La fonction $f_a^{\hat{A}}(\alpha)$ est aussi obtenue à partir de l'opérateur $\hat{A}$. Pour dériver $f_a^{\hat{A}}(\alpha)$ il faut écrire l'opérateur $\hat{A}$ en fonction des opérateurs $\hat{a}$ et $\hat{a}^\dagger$ en ordre antinormal et remplacer ensuite les opérateurs $\hat{a}$ et $\hat{a}^\dagger$ par les variables α et α^* . Dans l'expression en ordre antinormal, l'opérateur $\hat{a}$ est toujours à gauche de l'opérateur $\hat{a}^\dagger$ dans les produits des deux opérateurs.

Au même titre que la fonction W et l'opérateur $\hat{\rho}$, la fonction Q contient toutes les informations sur l'état physique d'un système. La fonction Q d'un état $|n\rangle$ est égale à :

$$Q_n(\alpha) = \frac{1}{\pi} \frac{e^{-|\alpha|^2} |\alpha|^{2n}}{n!} \quad (2.19)$$

2.1.2.a Représentation d'un état cohérent

La fonction de Wigner d'un état cohérent $|\beta\rangle$ est une gaussienne toujours positive de largeur 1 centrée sur le point β . Elle s'écrit :

$$W_\beta(\alpha) = (2/\pi) \exp(-2|\alpha - \beta|^2) \quad (2.20)$$

La fig. 2.2 montre la distribution de Wigner de l'état du vide $|0\rangle$ et de l'état cohérent $|\beta = 2 + 2i\rangle$. On utilisera souvent une représentation de l'état cohérent dans le plan ob-

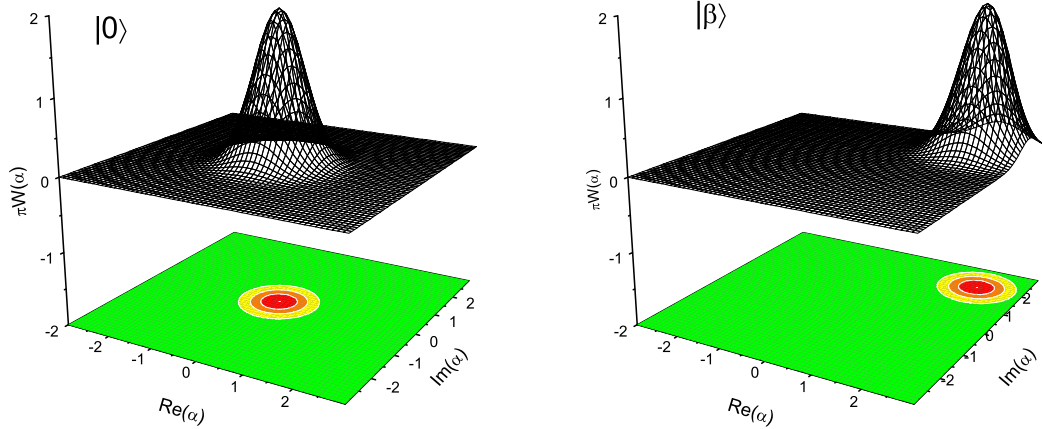


FIG. 2.2 – Fonction de Wigner des états $|0\rangle$ et $|\beta = 2 + 2i\rangle$.

tenue en prenant une coupe de la fonction de Wigner selon un plan horizontal qui passe à la hauteur $W = 2/(\pi e)$. Dans une telle représentation un état cohérent est donné par un cercle de diamètre 1 centré au point β . La fig. 2.3(a) donne la représentation dans le plan complexe de l'état cohérent $|\beta = 2 + 2i\rangle$ de la fig. 2.2.

Un champ peut être décrit aussi en terme d'opérateurs *quadratures*, qui sont deux observables conjuguées $\hat{q}$ et $\hat{p}$ proportionnelles respectivement à l'observable déplacement et à

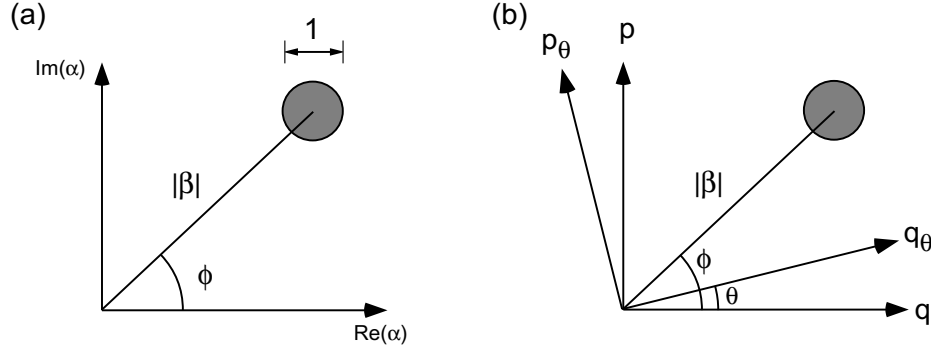


FIG. 2.3 – (a) Représentation de l'état $|\beta = 2 + 2i\rangle$ dans le plan complexe. (b) Représentation en terme des opérateurs quadratures $(\hat{q}, \hat{p})$ et quadratures généralisées $(\hat{q}_\theta, \hat{p}_\theta)$.

l'observable quantité du mouvement de l'oscillateur harmonique :

$$\begin{aligned}\hat{q} &= \frac{1}{2}(\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \\ \hat{p} &= \frac{i}{2}(\hat{a}^\dagger - \hat{a}) \\ [\hat{q}, \hat{p}] &= \frac{i}{2}\end{aligned}\tag{2.21}$$

Comme le montre la fig. 2.3(b), la représentation dans le plan complexe d'un état cohérent obtenue à partir d'une coupe de la fonction de Wigner est équivalente à la représentation des valeurs des opérateurs quadratures $\hat{q}$ et $\hat{p}$, qui constituent les deux axes perpendiculaires qui définissent l'espace des phases. Nous pouvons également rappeler les opérateurs *quadratures généralisées* :

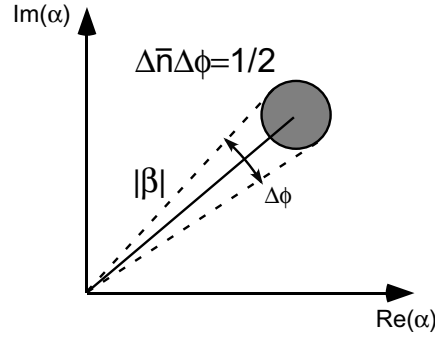
$$\begin{aligned}\hat{q}_\theta &= \hat{q} \cos \theta + \hat{p} \sin \theta \\ \hat{p}_\theta &= -\hat{q} \sin \theta + \hat{p} \cos \theta\end{aligned}\tag{2.22}$$

Ils correspondent dans la représentation dans l'espace des phases à deux axes perpendiculaires obtenus par une rotation d'un angle θ par rapport aux quadratures $\hat{q}$ et $\hat{p}$.

Les opérateurs $\hat{q}$ et $\hat{p}$ satisfont la relation d'incertitude d'Heisenberg $\Delta\hat{q}\Delta\hat{p} \geq 1/4$. Il suit des éqs. (2.5) et (2.21) que pour les états cohérents : $\Delta\hat{q} = \Delta\hat{p} = 1/2$. Les états cohérents sont des états d'incertitude minimale. À partir de ces considérations nous pouvons donner une interprétation de la représentation d'un état cohérent $|\beta\rangle$ dans le plan complexe par un cercle centré à la valeur β : un état cohérent est un état classique du champ, décrit par le vecteur d'amplitude $|\beta|$ et de phase ϕ définies, auquel on superpose des fluctuations quantiques provenant du principe d'incertitude, représentées par le cercle.

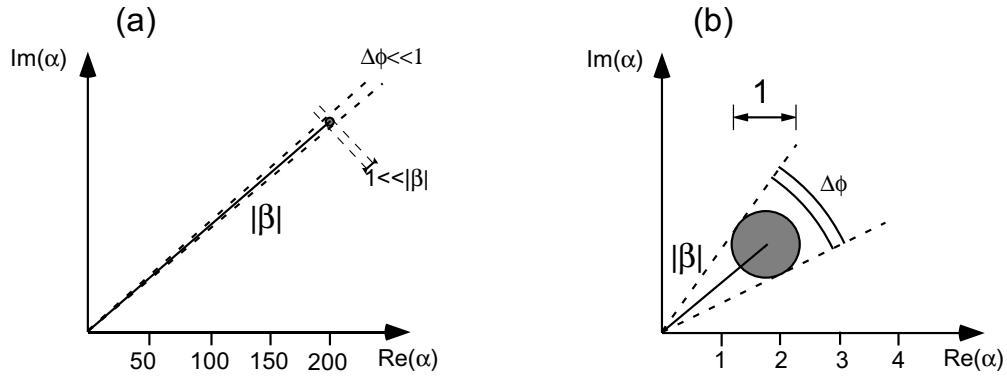
Comme on s'y attend, plus le nombre moyen de photons $|\beta|^2$ du champ est grand moins les fluctuations quantiques sont importantes en valeur relative. Pour montrer cet effet, considérons la fig. 2.4. À partir de l'inégalité d'Heisenberg, portant sur les opérateurs $\hat{q}$ et $\hat{p}$, nous pouvons dériver une relation pour l'incertitude sur le nombre moyen de photons et sur la phase du champ cohérent [81, p. 247] :

$$\Delta\bar{n}\Delta\phi = \frac{1}{2}\tag{2.23}$$

FIG. 2.4 – Illustration graphique de la relation $\Delta\bar{n}\Delta\phi = 1/2$ pour un champ cohérent.

Par conséquent, la dispersion sur la phase est de :

$$\Delta\phi = \frac{1}{2\Delta\bar{n}} = \frac{1}{2|\beta|} = \frac{1}{2\sqrt{\bar{n}}} \quad (2.24)$$

FIG. 2.5 – Représentation d'un champ cohérent $|\beta\rangle$ dans le plan complexe. (a) $\beta \gg 1$. (b) $\beta \sim 1$.

À partir de cette relation, nous pouvons discuter deux cas limite, qui sont représentés dans la fig. 2.5 :

- $\beta \gg 1$; dans ce cas $\Delta\phi = 1/(2|\beta|) \ll 1$ et $\Delta\bar{n} = |\beta| \ll |\beta|^2 = \bar{n}$. Les dispersions du nombre moyen de photons et de la phase sont négligeables devant les valeurs moyennes de ces deux quantités. Le champ a en bonne approximation une amplitude et une phase définies. Pour cette raison, les états cohérents sont appelés états « quasi-classiques » du champ et sont décrits par des grandeurs classiques, telle que l'intensité, la phase, le champ électrique.
- $\beta \simeq 1$; dans ce cas $\Delta\phi = 1/(2|\beta|) \sim 1$ et $\Delta\bar{n} = |\beta| \sim |\beta|^2 = \bar{n}$. Les fluctuations quantiques sont du même ordre de grandeur que les valeurs moyennes et ne sont plus négligeables.

Le produit scalaire de deux états cohérents est donné par :

$$\langle\beta|\alpha\rangle = \exp\left[-\frac{1}{2}(|\alpha|^2 + |\beta|^2) + \alpha\beta^*\right] \quad (2.25)$$

Cette équation montre que le recouvrement des deux champs est d'autant plus petit que les amplitudes de $|\alpha\rangle$ et $|\beta\rangle$ sont différentes.

À partir des éqs. (2.17) et (2.25) nous pouvons calculer la fonction Q d'un état cohérent $|\beta\rangle$ au point α :

$$Q_\beta(\alpha) = \frac{1}{\pi} \exp(-|\alpha - \beta|^2) \quad (2.26)$$

Il s'agit d'une fonction gaussienne centrée au point β et de largeur $w = \sqrt{2}$.

2.1.3 Le champ thermique

La théorie quantique du corps noir montre que dans un mode de fréquence angulaire ω_{ch} à température T le nombre moyen de photons thermiques est égal à :

$$\bar{n} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_{ch}}{kT}\right) - 1} \quad (2.27)$$

Puisque la fréquence $\omega_{ch}/2\pi$ du mode du champ utilisé est d'environ 51,1 GHz, le nombre moyen de photons à l'intérieur de la cavité à différentes températures est :

T(K)	$\bar{n}$
300	120
77	30
1,5	0,25
0,6	0,02

Pour nos expériences nous avons intérêt à avoir un champ thermique le plus petit possible, pour contrôler le plus précisément possible le champ dans la cavité. Cela est une de raisons qui nous obligent à refroidir la cavité à une température inférieure au Kelvin. Nous avons vu au chap. 1 que, malgré ces précautions, à cause d'une mauvaise isolation thermique de la cavité, le champ thermique à l'équilibre à l'intérieur du résonateur a un nombre moyen de photons $\bar{n} \sim 1$.

Le champ thermique n'a pas de phase définie. Il est formé d'un mélange statistique des différents états nombre de photons, et son opérateur densité s'écrit [75] :

$$\hat{\rho}_{th} = \sum_{n=0}^{\infty} \rho_{th,n,n} |n\rangle \langle n| \quad (2.28)$$

où le poids de chaque état $|n\rangle$ est égal à :

$$P_{th}(n) = \rho_{th,n,n} = \frac{\bar{n}^n}{(\bar{n} + 1)^{n+1}} \quad (2.29)$$

Le calcul montre que le paramètre $\bar{n}$ est effectivement le nombre moyen de photons :

$$\langle \hat{n} \rangle_{th} = \bar{n} \quad (2.30)$$

La dispersion du nombre de photons vaut :

$$\Delta n_{th} = \sqrt{\bar{n}(\bar{n} + 1)} \quad (2.31)$$

2.1.3.a Le champ thermique déplacé

Lorsque l'on injecte un champ cohérent $|\beta\rangle$ dans la cavité, celui-ci s'ajoute au champ thermique du mode. Le champ thermique est *déplacé* dans l'espace des phases par le champ cohérent. L'opérateur densité du champ thermique déplacé est [82] :

$$\hat{\rho}_{\beta,\bar{n}} = \sum_{m,n} \rho_{\beta,\bar{n},m,n} |m\rangle \langle n| \quad (2.32)$$

avec :

$$P_{\beta,\bar{n}}(n) = \rho_{\beta,\bar{n},n,n} = \frac{\bar{n}^n}{(1+\bar{n})^{n+1}} \exp\left(-\frac{1}{\bar{n}+1}|\alpha|^2\right) L_n\left(-\frac{|\alpha|^2}{\bar{n}(\bar{n}+1)}\right) \quad (2.33)$$

où L_n est le polynôme de Laguerre d'ordre n . Le nombre moyen de photons dans le champ thermique déplacé est :

$$\langle \hat{n} \rangle_{\alpha+\beta} = \bar{n} + |\beta|^2 \quad (2.34)$$

et la dispersion sur le nombre de photons vaut :

$$\Delta n_{\beta,\bar{n}} = \sqrt{\bar{n}^2 + \bar{n} + (2\bar{n}+1)|\beta|^2} \quad (2.35)$$

Dans le cas où $\bar{n} = 1$ la dispersion vaut $\Delta n_{\beta,\bar{n}} = \sqrt{2+3|\beta|^2}$.

Il est intéressant de comparer ces deux dernières expressions avec les éq. (2.9) et (2.10) pour le champ cohérent. Nous constatons que le nombre moyen de photons du champ thermique déplacé par le champ cohérent est la somme des nombres moyens de photons des deux champs considérés séparément, ce qui est attendu. En revanche, l'éq. (2.35) montre que la présence du champ thermique élargit considérablement la dispersion du nombre des photons du champ cohérent.

La fonction de Wigner du champ thermique déplacé s'écrit :

$$W_{\beta,\bar{n}}(\alpha) = \frac{1}{\pi} \frac{2}{2\bar{n}+1} \exp\left(-\frac{2}{2\bar{n}+1}|\alpha-\beta|^2\right) \quad (2.36)$$

où $\bar{n}$ est le nombre moyen de photons thermiques et β est le champ cohérent qui déplace le champ thermique. Les fonctions de Wigner d'un champ thermique et d'un champ thermique déplacé sont montrées dans la fig. 2.6. Comme attendu, les valeurs sont toutes positives.

La fonction Q du champ thermique déplacé est égale à :

$$Q_{\bar{n},\beta}(\alpha) = \frac{1}{\pi(\bar{n}+1)} \exp\left(-\frac{1}{\bar{n}+1}|\alpha-\beta|^2\right) \quad (2.37)$$

Il s'agit d'une fonction gaussienne centrée au point β et de largeur $w = \sqrt{2(\bar{n}+1)}$.

2.1.4 La dissipation du champ dans la cavité

Lorsqu'un état du champ est préparé dans la cavité, son énergie est absorbée par le réservoir extérieur, l'environnement, dans un processus dissipatif. Les éléments de la matrice

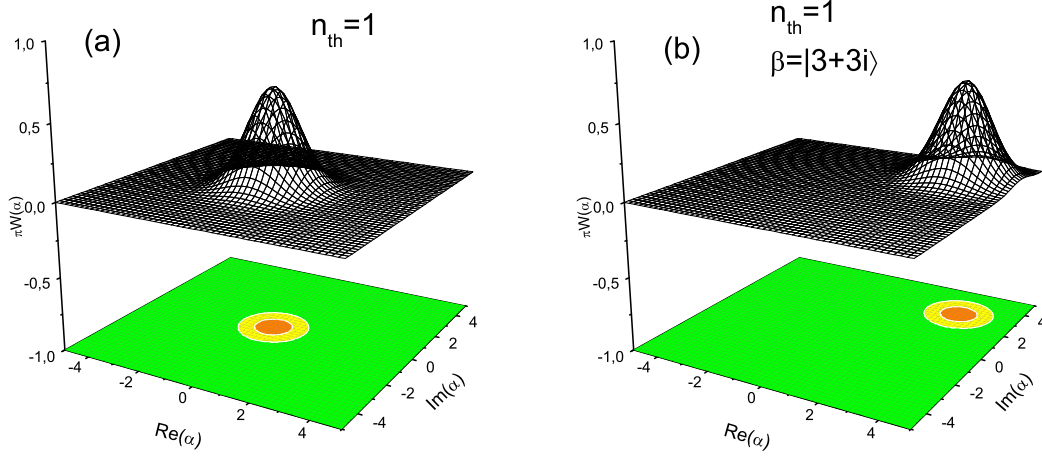


FIG. 2.6 – Fonctions de Wigner d’un champ thermique avec $\bar{n} = 1$ (a) et du même champ déplacé par l’injection d’un champ cohérent $|\beta = 3 + 3i\rangle$ (b).

densité évoluent au cours du temps vers une configuration d’équilibre avec l’état du réservoir. La théorie de la relaxation est bien établie et expliquée avec de nombreux détails et des approches diverses dans plusieurs livres et articles [83, 84, 85]. En particulier, l’interaction dissipative peut être modélisée par le couplage du mode de la cavité avec un bain continu d’oscillateurs harmoniques à travers le hamiltonien d’interaction :

$$H_{int} = \hbar \sum_i \left(\Gamma_i \hat{b}_i \hat{a}^\dagger + \Gamma_i^* \hat{b}_i^\dagger \hat{a} \right) \quad (2.38)$$

où Γ_i est le couplage entre le système et le i -ème oscillateur du bain, $\hat{b}_i$ et $\hat{b}_i^\dagger$ sont les opérateurs d’annihilation et de création des oscillateurs du réservoir et $\hat{a}$ et $\hat{a}^\dagger$ sont les opérateurs de l’oscillateur du système. Dans l’éq. (2.38) les opérateurs $\hat{b}_i^\dagger \hat{a}$ correspondent à la perte d’un photon par le mode du système et à la création d’un photon dans un des modes du réservoir. Les opérateurs $\hat{b}_i \hat{a}^\dagger$ correspondent à la création d’un photon dans le mode du système et à la perte d’un photon dans un des modes du réservoir. Dans le cas où les oscillateurs du réservoir sont en équilibre thermique à une température T , l’évolution dans le temps du processus est décrite par l’équation pilote portant sur l’opérateur densité du système, obtenue en prenant la trace sur les degrés de liberté du réservoir :

$$\begin{aligned} \dot{\rho} = & \frac{\kappa}{2} (\bar{n} + 1) (2\hat{a}\rho\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a}\rho - \rho\hat{a}^\dagger\hat{a}) \\ & + \frac{\kappa}{2} \bar{n} (2\hat{a}^\dagger\rho\hat{a} - \hat{a}\hat{a}^\dagger\rho - \rho\hat{a}\hat{a}^\dagger) \end{aligned} \quad (2.39)$$

où $\kappa = 1/\tau$ est le taux d’amortissement de l’énergie et $\bar{n}$ est le nombre moyen de photons thermiques donné par la formule (2.27).

À partir de l'éq. (2.39) l'évolution dans le temps des éléments de la matrice densité du champ initial peut être calculée. Nous nous limitons ici au cas le plus simple où le réservoir est à température nulle $T = 0$ ($\bar{n} = 0$). L'équation pilote se réduit à la forme :

$$\dot{\rho} = \frac{\kappa}{2} (2\hat{a}\rho\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a}\rho - \rho\hat{a}^\dagger\hat{a}) \quad (2.40)$$

Relaxation de l'état $|\alpha\rangle$

Lorsqu'on résout l'équation pilote (2.40) pour un système initialement dans un état cohérent $|\alpha_0\rangle$, on trouve que l'énergie du champ décroît au taux κ . L'état du champ en fonction du temps peut être écrit :

$$|\alpha(t)\rangle = |\alpha_0 e^{-\frac{\kappa}{2}t}\rangle \quad (2.41)$$

Les états cohérents présentent donc la particularité importante de relaxer en restant cohérents. Les amplitudes présentent la même évolution exponentielle qu'un champ classique.

2.2 Le système atome – champ

Après avoir introduit quelques éléments de théorie concernant les champs dont on peut disposer à l'intérieur de la cavité, on s'intéresse maintenant à l'interaction entre ces champs et les atomes de Rydberg. Cette interaction est régie par le hamiltonien de Jaynes-Cummings, qui décrit l'interaction entre un système de spin 1/2 et un oscillateur harmonique.

2.2.1 Les états habillés

Lorsqu'on introduit dans le hamiltonien un terme de couplage entre l'atome et le champ, les états atomiques et les états de Fock du champ ne sont plus états propres du système. Le système est décrit par des états stationnaires couplés qui sont les *états habillés*.

Nous ajoutons au champ confiné dans la cavité, dont le hamiltonien est donné par l'éq. (2.1), un atome à deux niveaux ($|e\rangle$ et $|g\rangle$), et nous étudions le cas idéal où le système atome-champ est isolé de l'environnement. Le hamiltonien de l'atome libre s'écrit :

$$\hat{H}_{\text{at}} = \frac{\hbar\omega_{eg}}{2} (|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) \quad (2.42)$$

$\omega_{eg}/2\pi$ est la fréquence de la transition atomique $e \leftrightarrow g$, et l'origine de l'énergie atomique a été prise à mi-chemin entre les niveaux e et g . Introduisons l'opérateur dipôle atomique :

$$\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{d}_{eg} |e\rangle\langle g| + \mathbf{d}_{eg}^* |g\rangle\langle e| \quad (2.43)$$

Dans cette expression $\mathbf{d}_{eg} \equiv \langle e| q\hat{\mathbf{r}}|g\rangle$ est l'élément de matrice dipolaire (q est la charge de l'électron et $\hat{\mathbf{r}}$ est l'opérateur position). Avant de définir le hamiltonien d'interaction, nous revenons à l'opérateur champ électrique, que nous avons introduit dans l'éq. (2.3) :

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = E_0[\mathbf{f}(\mathbf{r})\hat{a} + \mathbf{f}^*(\mathbf{r})\hat{a}^\dagger]$$

La fonction $\mathbf{f}(\mathbf{r})(= f(\mathbf{r}) \cdot \boldsymbol{\epsilon})$ est une fonction vectorielle qui décrit la structure spatiale $f(\mathbf{r})$ (avec $|f(\mathbf{r})| \leq 1$) et la polarisation $\boldsymbol{\epsilon}$ du mode considéré. E_0 est le champ électrique associé à un photon, et vaut :

$$E_0 = \sqrt{\hbar\omega_{ch}/(2\epsilon_0 V_{\text{mode}})} \quad (2.44)$$

Ici $\omega_{ch}/2\pi$ est la fréquence du mode et $V_{\text{mode}} = \int |f(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r}$ est le volume du mode. Nous faisons l'hypothèse que la longueur d'onde du champ électromagnétique est grande devant l'extension spatiale de la fonction d'onde atomique. Dans cette hypothèse, vérifiée dans notre expérience, seule la dépendance spatiale du couplage est due au champ. Le terme prédominant dans l'interaction entre l'atome et le champ est le couplage dipolaire électrique, décrit par le hamiltonien d'interaction :

$$H_{\text{int}} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}} = -E_0 f(\mathbf{r}) (\mathbf{d}_{eg} \cdot \boldsymbol{\epsilon} |e\rangle\langle g| \hat{a} + \mathbf{d}_{eg}^* \cdot \boldsymbol{\epsilon}^* |g\rangle\langle e| \hat{a}^\dagger + \mathbf{d}_{eg} \cdot \boldsymbol{\epsilon}^* |e\rangle\langle g| \hat{a}^\dagger + \mathbf{d}_{eg}^* \cdot \boldsymbol{\epsilon} |g\rangle\langle e| \hat{a}) \quad (2.45)$$

Les éqs. (2.44) et (2.45) montrent que l'intensité du couplage dépend de la fréquence et du volume du mode. En particulier, le couplage augmente avec la fréquence du mode et

est d'autant plus petit que le volume du mode est grand. Les deux premiers termes de l'éq. (2.45) décrivent des processus où l'atome monte de $|g\rangle$ à $|e\rangle$ en absorbant un photon ou descend de $|e\rangle$ à $|g\rangle$ en émettant un photon. Dans la situation où $\omega_{ch} \sim \omega_{eg}$, que nous considérons dans la suite, ces processus sont résonnants et sont beaucoup plus importants que les processus associés aux deux autres termes. Nous allons appliquer l'approximation du champ tournant qui consiste à négliger ces deux termes non résonnants. Le hamiltonien d'interaction prend alors la forme :

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{\hbar\Omega_0}{2} f(\mathbf{r}) (|e\rangle \langle g| \hat{a} + |g\rangle \langle e| \hat{a}^\dagger) \quad (2.46)$$

avec :

$$\Omega_0 \equiv -\frac{2E_0 \mathbf{d}_{eg} \cdot \boldsymbol{\epsilon}}{\hbar} \quad (2.47)$$

Le paramètre $\Omega_0/2\pi$, qui interviendra souvent dans la suite, est la fréquence des échanges résonnants d'énergie entre l'atome et le mode initialement dans le vide, et prend le nom de « fréquence de Rabi du vide ». Ω_0 est une quantité réelle et positive, ce qui est toujours possible par une définition opportune de la phase des états atomiques $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Dans notre dispositif, $\Omega_0/2\pi = 49$ kHz.

Le hamiltonien total du système s'écrit :

$$\hat{H}_{\text{JC}} = \frac{\hbar\omega_{eg}}{2} (|e\rangle \langle e| - |g\rangle \langle g|) + \hbar\omega_{ch} \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar\Omega_0}{2} f(\mathbf{r}) (|e\rangle \langle g| \hat{a} + |g\rangle \langle e| \hat{a}^\dagger) \quad (2.48)$$

Cet hamiltonien est appelé hamiltonien de Jaynes-Cummings.

Sous l'effet de l'interaction, les états stationnaires du système libre sont couplés deux à deux, de telle façon que les sous-espaces $\{|e, n\rangle, |g, n+1\rangle\}$ sont fermés par rapport à l'évolution. Seul le niveau fondamental du système $|g, 0\rangle$ n'est couplé à aucun autre état. La restriction du hamiltonien à la n -ème multiplicité $\{|e, n\rangle, |g, n+1\rangle\}$ s'écrit sous forme matricielle :

$$\hat{H}_n = \hbar \begin{pmatrix} \omega_{ch}(n+1) + \frac{\delta}{2} & \frac{\Omega_0}{2} f(\mathbf{r}) \sqrt{n+1} \\ \frac{\Omega_0}{2} f(\mathbf{r}) \sqrt{n+1} & \omega_{ch}(n+1) - \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

où :

$$\delta = \omega_{eg} - \omega_{ch}$$

est le désaccord entre la fréquence de l'atome et la fréquence du champ. La diagonalisation de la matrice du hamiltonien réduit permet de connaître les valeurs propres et les états propres du système couplé, qui prennent le nom d'« états habillés ». Les états propres du système couplé en fonction des états propres du système non-couplé sont [86] :

$$\begin{aligned} |+, n\rangle &= \sin \theta_n |e, n\rangle + \cos \theta_n |g, n+1\rangle \\ |-, n\rangle &= \cos \theta_n |e, n\rangle - \sin \theta_n |g, n+1\rangle \end{aligned} \quad (2.50)$$

θ_n étant défini par la relation :

$$\tan(\theta_n) = \frac{\sqrt{\Omega_0^2 f(\mathbf{r})^2 (n+1) + \delta^2} + \delta}{\Omega_0 f(\mathbf{r}) \sqrt{n+1}} \quad (2.51)$$

Les énergies des états couplés, valeurs propres du hamiltonien (2.49), correspondant aux états propres (2.50), valent :

$$E_{\pm,n} = \hbar\omega_{ch}(n+1) \pm \frac{\hbar}{2}\sqrt{\Omega_0^2 f^2(\mathbf{r})(n+1) + \delta^2} \quad (2.52)$$

2.2.2 L'évolution dans le temps

Les éqs. (2.50)–(2.52), solution du hamiltonien de Jaynes-Cummings, dépendent de la position $f(\mathbf{r})$ de l'atome dans le mode gaussien, position qui dépend du temps. Par conséquent, non seulement les énergies des états habillés (2.52), mais aussi leur développement dans la base des états non couplés (2.50), dépendent en général du temps. Dans le cas général il est impossible de résoudre l'équation de Schrödinger analytiquement pour déterminer la fonction d'onde du système à un instant quelconque. Cependant il existe deux cas limite simples et intéressants. Dans le cas de l'interaction *résonnante*, lorsque le désaccord δ est nul, les états propres du système couplé sont indépendants du temps et se trouvent dans une superposition à poids égaux des états propres du système non couplé. Atome et champ échangent leur énergie de façon périodique dans un phénomène qui prend le nom d'« oscillation de Rabi ». À l'autre extrême, lorsque le désaccord est assez grand pour empêcher l'échange d'énergie entre l'atome et le champ, les états propres du système couplé coïncident avec les états propres du système non couplé. Le couplage se manifeste par un déphasage de la fonction d'onde des états non couplés atome-champ ; l'interaction est *dispersive*. Les deux prochains paragraphes sont consacrés à ces deux effets. Dans le paragraphe 2.2.2.c, enfin, nous discutons du cas intermédiaire et des conséquences du branchement lent de l'interaction, dû au profil gaussien du mode.

2.2.2.a L'interaction résonnante

Nous supposons d'abord que la fréquence de la transition atomique est résonnante avec la fréquence du mode ($\Omega_0\sqrt{n+1} \gg \delta$ et $\theta_n = \pi/4$ dans l'éq. (2.51)). Cette situation intervient très fréquemment dans nos expériences. En posant $\delta = 0$, on obtient des éqs. (2.50), (2.51) et (2.52) :

$$\begin{aligned} |+, n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|e, n\rangle + |g, n+1\rangle) \\ |-, n\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|e, n\rangle - |g, n+1\rangle) \end{aligned} \quad (2.53)$$

et :

$$E_{\pm,n} = \hbar\omega_{ch}(n+1) \pm \frac{\hbar}{2}\Omega_0 f(\mathbf{r})\sqrt{n+1} \quad (2.54)$$

où l'on observe que le développement des états habillés en fonction des états du système non couplé ne dépend pas du temps.

Dans notre montage, le mode résonnant dans la cavité est un mode gaussien. Les atomes traversent le mode au centre, et leur trajectoire est perpendiculaire à l'axe de symétrie cylindrique du mode. Le couplage atome-champ varie donc dans le temps avec une loi simple. Si $\mathbf{r}(t)$ est la trajectoire de l'atome, v le module de sa vitesse et w la largeur du

mode gaussien, on obtient :

$$f(\mathbf{r}(t)) = f(vt) = \exp\left(-\frac{(vt)^2}{w^2}\right) \quad (2.55)$$

en ayant choisi comme origine des temps l'instant auquel l'atome se trouve au centre du mode. Il est utile d'introduire le temps d'interaction effectif pour s'affranchir de la dépendance du couplage en fonction du temps. En considérant que l'atome avance à une vitesse v constante et que les énergies dépendent linéairement de la fonction $f(\mathbf{r})$, nous définissons le temps d'interaction effectif :

$$t_{\text{eff}}^R(t) \equiv \int_{-\infty}^t f(vu) du = \int_{-\infty}^t \exp\left(-\frac{(vu)^2}{w^2}\right) du \quad (2.56)$$

et :

$$t_{\text{eff}}^R(+\infty) = \sqrt{\pi} \frac{w}{v} \quad (2.57)$$

lorsque l'atome traverse le mode entièrement ($t = +\infty$). Si le système est préparé dans l'état $|e, n\rangle$:

$$|e, n\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+, n\rangle + |-, n\rangle) \quad (2.58)$$

son évolution à l'instant $t_{\text{eff}}^R(t)$ est donnée par :

$$|\psi(t_{\text{eff}}^R)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-iE_{+,n}t_{\text{eff}}^R/\hbar} |+, n\rangle + e^{-iE_{-,n}t_{\text{eff}}^R/\hbar} |-, n\rangle \right) \quad (2.59)$$

ce qui donne, à un facteur de phase près :

$$|\psi(t_{\text{eff}}^R)\rangle = \cos\left(\frac{\Omega_0\sqrt{n+1}}{2}t_{\text{eff}}^R\right) |e, n\rangle - i \sin\left(\frac{\Omega_0\sqrt{n+1}}{2}t_{\text{eff}}^R\right) |g, n+1\rangle \quad (2.60)$$

Les probabilités de trouver le système dans les deux états de la multiplicité n sont :

$$\begin{aligned} P_{e,n}(t_{\text{eff}}^R) &= \frac{1}{2} [1 + \cos(\Omega_0\sqrt{n+1}t_{\text{eff}}^R)] \\ P_{g,n+1}(t_{\text{eff}}^R) &= \frac{1}{2} [1 - \cos(\Omega_0\sqrt{n+1}t_{\text{eff}}^R)] \end{aligned} \quad (2.61)$$

L'éq. (2.61) montre qu'il y a échange résonnant d'énergie entre l'atome initialement dans l'état $|e\rangle$ et le champ initialement dans l'état $|n\rangle$, à une fréquence $\Omega_0\sqrt{n+1}/2\pi$. Le phénomène prend le nom d'oscillation de Rabi. Pour un système initialement préparé dans l'état $|g, n+1\rangle$, l'évolution conduit à une oscillation de Rabi de phase opposée. L'oscillation de Rabi est un phénomène d'émission stimulée réversible de l'atome dans le mode de la cavité.

Le système quantique évolue même dans le cas où le nombre n de photons du mode est égal à 0. La fréquence des oscillations entre les états $|e, 0\rangle$ et $|g, 1\rangle$ est $\Omega_0/2\pi$, ce qui justifie le nom de *fréquence de Rabi du vide*. Il s'agit dans ce cas d'un phénomène d'émission spontanée réversible. Le hamiltonien (2.48), en revanche, ne couple l'état $|g, 0\rangle$ à aucun autre état, ce qui correspond au fait naturel que le système ne peut pas évoluer s'il ne contient initialement aucun quantum d'excitation.

Oscillations dans le vide La fig. 2.7 montre un signal d'oscillation de Rabi dans le vide. L'atome, préparé dans l'état $|e\rangle$, interagit avec le champ qui ne contient initialement aucun photon. On représente la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ en fonction du temps d'interaction effectif. Le contraste diminue en fonction du temps à cause de plusieurs limites expérimentales.

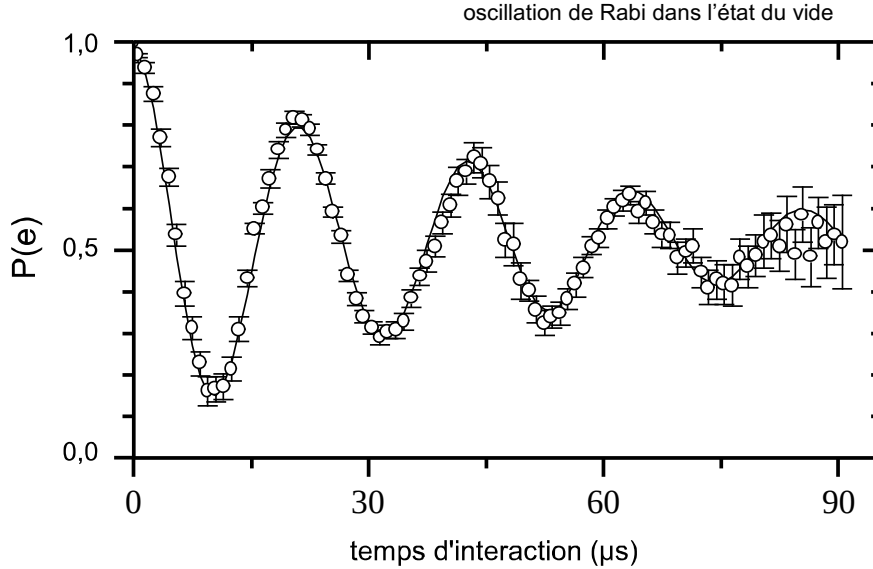


FIG. 2.7 – Oscillation de Rabi dans le vide d'un atome initialement préparé dans l'état $|e\rangle$. Probabilité de détecter l'atome dans $|e\rangle$ en fonction du temps d'interaction effectif.

Préparation de l'état $|n = 1\rangle$ Si le système est préparé dans l'état $|e, 0\rangle$ et l'interaction est telle que $\Omega_0 t_{\text{eff}}^R = \pi$, l'état final du système est $|g, 1\rangle$. L'atome a transféré son excitation au champ. C'est la façon la plus directe de préparer l'état de Fock $|n = 1\rangle$.

Oscillations dans un champ cohérent La situation où un atome interagit avec un champ cohérent est facile à analyser en partant des probabilités (2.61) calculées pour le mode dans un état de Fock et du développement (2.6) et (2.7) d'un état cohérent dans la base des états de Fock. À chaque état de Fock, en effet, correspond une fréquence de Rabi égale à $\Omega_0 \sqrt{n+1}/2\pi$; en faisant la somme sur toutes les fréquences de Rabi avec les poids respectifs on obtient l'état de l'atome (préparé dans $|e\rangle$) à un instant quelconque :

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} C_{\alpha}(n) \left\{ \cos\left(\frac{\Omega_0 \sqrt{n+1}}{2} t_{\text{eff}}^R\right) |e, n\rangle - i \sin\left(\frac{\Omega_0 \sqrt{n+1}}{2} t_{\text{eff}}^R\right) |g, n+1\rangle \right\} \quad (2.62)$$

La probabilité de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ devient donc :

$$\begin{aligned} P_{e,\alpha}(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} |\langle e, n | \psi(t) \rangle|^2 = \sum_{n=0}^{\infty} |C_{\alpha}(n)|^2 \cos^2 \left(\frac{\Omega_0 \sqrt{n+1}}{2} t_{\text{eff}}^R \right) = \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} |C_{\alpha}(n)|^2 \frac{1 + \cos(\Omega_0 \sqrt{n+1} t_{\text{eff}}^R)}{2} \end{aligned} \quad (2.63)$$

Le signal d'oscillation d'un atome dans un champ cohérent permet donc de connaître, à travers une transformée de Fourier, les fréquences des oscillations avec leur poids relatif, expérience qui illustre directement la quantification du champ [55].

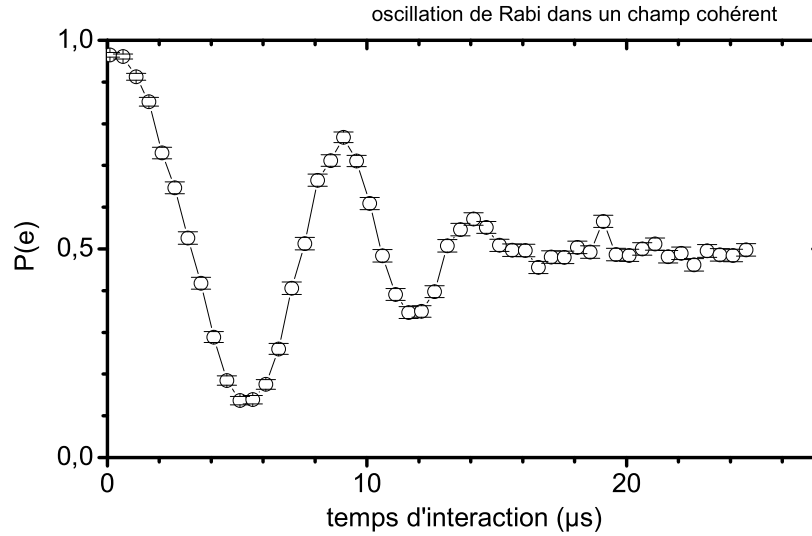


FIG. 2.8 – Oscillation de Rabi dans un champ cohérent de 15 photons en moyenne d'un atome initialement préparé dans l'état $|e\rangle$. Probabilité de détecter l'atome dans $|e\rangle$ en fonction du temps d'interaction effectif. Le contraste des oscillations décroît rapidement en fonction du temps, comparé à l'oscillation de Rabi dans le vide (fig. 2.7).

À cause de nombreuses fréquences qui se superposent, le contraste des oscillations s'amortit rapidement (fig. 2.8). Après quelques périodes le signal atomique se moyenne autour de 50%. Beaucoup plus de détails sur l'interaction résonnante d'un atome avec un champ cohérent en fonction du temps d'interaction et de l'intensité du champ se trouvent dans la thèse de doctorat d'Alexia Auffèves [73].

La sphère de Bloch dans la fig. 2.9 illustre les oscillations de l'atome dans un champ cohérent dans la limite de grands champs ($|\alpha| \rightarrow \infty$). L'état de l'atome est représenté par un vecteur qui pointe sur la surface de la sphère. L'axe vertical correspond aux deux états atomiques $|e\rangle$ et $|g\rangle$, alors que le plan équatorial correspond à une superposition à poids égaux des deux états. En présence du couplage avec le champ, le vecteur représentant l'atome tourne autour du vecteur champ effectif. En cas de désaccord nul, le vecteur

champ effectif est aligné sur le plan équatorial et les oscillations de l'atome entre les deux états ont une amplitude maximale.

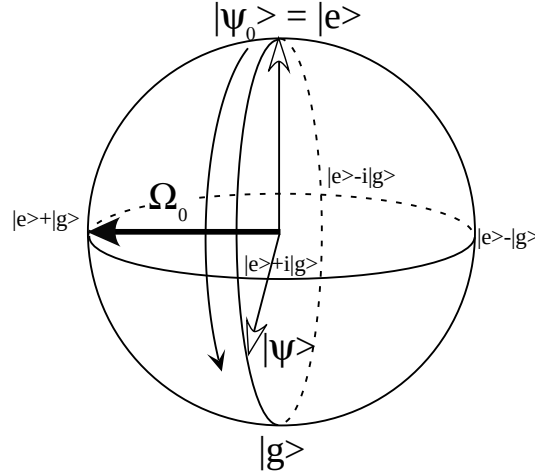


FIG. 2.9 – Représentation sur la sphère de Bloch d'une oscillation de Rabi.

2.2.2.b L'interaction dispersive

Nous supposons maintenant que, dans les éqs. (2.50), (2.51) et (2.52), le désaccord δ est positif ($\delta > 0$, $\omega_{eg} > \omega_{ch}$) et grand par rapport à la force du couplage :

$$\delta \gg \Omega_0 \sqrt{n+1} \quad (2.64)$$

Si la condition (2.64) est satisfaite $\theta_n \rightarrow \pi/2$ et les valeurs propres et les états propres du hamiltonien réduit peuvent être tous réécrits dans un développement perturbatif [87] :

$$\begin{aligned} E_{\pm,n} &= \hbar\omega_{ch}(n+1) \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{\Omega_0^2 f^2(\mathbf{r})(n+1) + \delta^2} \\ &\simeq \hbar\omega_{ch}(n+1) \pm \hbar \frac{\delta}{2} \pm \hbar \frac{\Omega_0^2 f^2(\mathbf{r})(n+1)}{4\delta} \end{aligned} \quad (2.65)$$

$$\begin{aligned} |+, n\rangle &\simeq |e, n\rangle \\ |-, n\rangle &\simeq |g, n+1\rangle \end{aligned} \quad (2.66)$$

Ces deux résultats montrent que :

- les états propres du système non couplé correspondent, en première approximation, aux états habillés, pendant toute la durée de l'interaction ;
- les énergies du système, valeurs propres du hamiltonien, sont déplacées, à cause du couplage dispersif, dans deux directions opposées, le déplacement lumineux étant directement proportionnel au nombre n de photons et inversement proportionnel au désaccord δ .

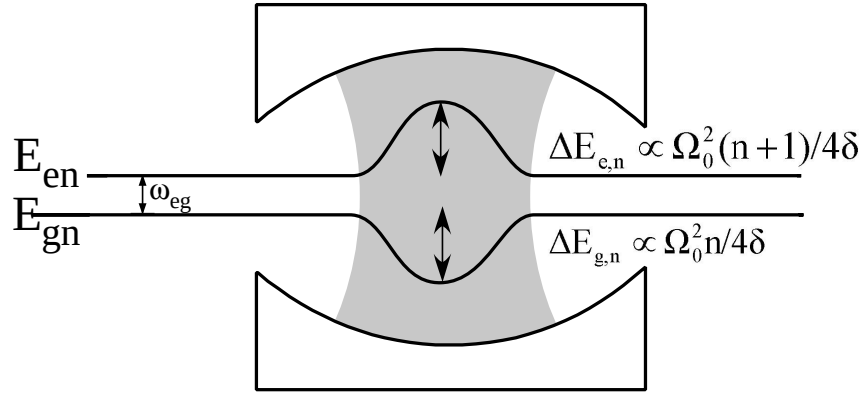


FIG. 2.10 – Écartement des niveaux d'énergie de l'atome habillé dans l'approximation dispersive.

Il est intéressant de considérer les énergies des deux états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ correspondant au même nombre n de photons :

$$\begin{aligned} |e, n\rangle \quad E_{e,n} = E_{+,n} &\simeq \hbar\omega_{ch} \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar\omega_{eg}}{2} + \frac{\hbar\Omega_0^2 f^2(\mathbf{r})(n+1)}{4\delta} \\ |g, n\rangle \quad E_{g,n} = E_{-,n-1} &\simeq \hbar\omega_{ch} \left(n + \frac{1}{2} \right) - \frac{\hbar\omega_{eg}}{2} - \frac{\hbar\Omega_0^2 f^2(\mathbf{r})(n)}{4\delta} \end{aligned} \quad (2.67)$$

Les expressions (2.67) montrent que, lorsqu'un atome interagit dispersivement avec un état à n photons présent dans la cavité, l'énergie des deux états $|e, n\rangle$ et $|g, n\rangle$ est modifiée. Dans le cas où $\delta > 0$, l'écart entre les deux états augmente grâce au couplage atome-champ (fig. 2.10). Du point de vue de l'atome, sa fréquence de transition est modifiée par l'interaction dispersive avec le champ, par un effet qui prend le nom de « light shift ». Même en l'absence de photons dans le mode de la cavité, l'état $|e, 0\rangle$ subit un déplacement en énergie. Cet effet prend le nom de « Lamb shift ». Lorsqu'un atome, préparé dans l'état $|e\rangle$ ou $|g\rangle$ ou dans une superposition des deux états, traverse entièrement la cavité, qui se trouve dans l'état $|n\rangle$, le déplacement lumineux se traduit par un *déphasage* de la fonction d'onde. Comme dans le cas résonnant, il est utile d'introduire le temps d'interaction effectif, pour s'affranchir de la dépendance du couplage en fonction du temps. Puisque dans le cas dispersif les énergies dépendent de $f^2(\mathbf{r})$, les éqs. (2.56) et (2.57) sont remplacées par :

$$t_{\text{eff}}^D(t) \equiv \int_{-\infty}^t f^2(vu) du = \int_{-\infty}^t \exp \left(-2 \frac{(vu)^2}{w^2} \right) du \quad (2.68)$$

avec :

$$t_{\text{eff}}^D(+\infty) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{w}{v} \quad (2.69)$$

pour l'interaction complète (on observe que $t_{\text{eff}}^D(+\infty) = t_{\text{eff}}^R(+\infty)/\sqrt{2}$). Dans ce cas le déphasage total par photon, obtenu en intégrant les éqs. (2.67), est égal à :

$$\Phi_0 = \frac{\Omega_0^2}{4\delta} t_{\text{eff}}^D \quad (2.70)$$

ce qui est équivalent à l'effet de l'interaction avec un couplage Ω_0 constant pendant une durée égale à t_{eff}^D .

Par conséquent, les états se transforment de la façon suivante :

$$\begin{aligned} |e, n\rangle &\longrightarrow e^{i\Phi_0(n+1)} |e, n\rangle \\ |g, n\rangle &\longrightarrow e^{-i\Phi_0 n} |g, n\rangle \\ |i, n\rangle &\longrightarrow |i, n\rangle \end{aligned} \quad (2.71)$$

Dans l'équation ci-dessus nous avons inclus l'état $|i\rangle$. Puisque les transitions à partir de l'état $|i\rangle$ ne sont pas résonnantes avec la fréquence du mode de la cavité, l'état $|i, n\rangle$ n'est pas déphasé par l'interaction dispersive.

Déphasage d'un champ cohérent On considère maintenant l'effet de l'interaction dispersive du point de vue du champ. On regarde l'effet du passage d'un atome sur un champ cohérent $|\alpha\rangle$ présent dans le mode de la cavité. Le champ $|\alpha\rangle$, doté d'une phase bien définie, est donné par une superposition de plusieurs états nombre de photons. L'état du champ est modifié par l'interaction dispersive avec l'atome. Supposons que l'atome soit préparé dans l'état $|e\rangle$. Le point de départ du calcul est le développement de l'état cohérent dans la base des états de Fock (éqs. (2.6) et (2.7)) :

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= |e, \alpha\rangle = \\ |e\rangle \otimes \sum_n C_\alpha(n) |n\rangle &\xrightarrow{\text{cav}} \sum_n C_\alpha(n) e^{i\Phi_0(n+1)} |e, n\rangle \\ &= \sum_n e^{-|\alpha|^2/2} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} e^{i\Phi_0(n+1)} |e, n\rangle \\ &= e^{i\Phi_0} |e\rangle \otimes \sum_n e^{-|\alpha|^2/2} \frac{(\alpha e^{i\Phi_0})^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \\ &= e^{i\Phi_0} |e\rangle \otimes |\alpha e^{i\Phi_0}\rangle \end{aligned} \quad (2.72)$$

Si l'atome est préparé dans l'état $|g\rangle$, le champ $|\alpha\rangle$ subit un déphasage de signe opposé. En résumant, les états $|e, \alpha\rangle$ et $|g, \alpha\rangle$, sous l'effet de l'interaction dispersive, se transforment de cette manière :

$$\begin{aligned} |e, \alpha\rangle &\longrightarrow e^{i\Phi_0} |e, \alpha e^{i\Phi_0}\rangle \\ |g, \alpha\rangle &\longrightarrow |g, \alpha e^{-i\Phi_0}\rangle \\ |i, \alpha\rangle &\longrightarrow |i, \alpha\rangle \end{aligned} \quad (2.73)$$

Le fait que le déphasage de chaque état $|n\rangle$ soit proportionnel à n a comme conséquence que, dans la limite où $\Omega_0\sqrt{n+1} \ll \delta$, le champ cohérent $|\alpha\rangle$ est déphasé d'une quantité Φ_0 , indépendante de la taille du champ. La fig. 2.11 montre dans le plan complexe l'effet du déphasage d'un champ cohérent induit par un atome.

Le déplacement des énergies du système couplé atome-champ est, du point de vue du champ de la cavité, un effet d'indice de réfraction. Lorsqu'on introduit un matériau dans la cavité, représenté par un atome unique, la fréquence de résonance est déplacée. Puisque le déplacement en fréquence est proportionnel à la densité du milieu matériel, lorsque deux atomes interagissent en même temps avec le mode le déphasage d'un champ cohérent est deux fois plus grand que dans le cas d'un seul atome.

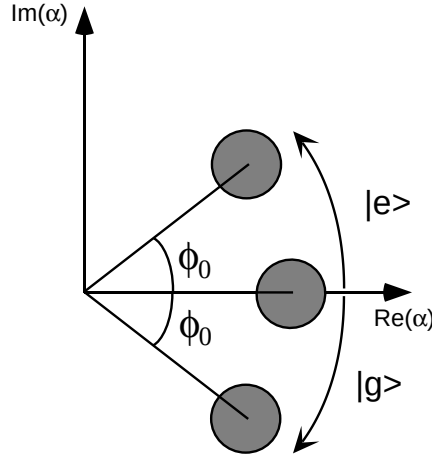


FIG. 2.11 – Déphasage d'un champ cohérent par un atome.

2.2.2.c L'interaction à faible désaccord

L'éq. (2.70) montre que le déphasage Φ_0 est inversement proportionnel au désaccord δ entre la fréquence propre du mode et la fréquence de la transition atomique. Dans les expériences dont nous allons parler dans la suite nous avons intérêt à avoir Φ_0 le plus grand possible et à choisir, pas conséquent, des petites valeurs du désaccord. Nous allons voir jusqu'à quelle limite nous pouvons réduire δ tout en restant dans le régime dispersif, c'est-à-dire en évitant que l'atome n'échange son énergie avec le mode de la cavité.

Dans le § 2.2.2.b nous avons posé la condition (2.64) $\Omega_0\sqrt{n+1} \ll \delta$ pour que l'atome et le champ n'échangent pas d'énergie. Puisque $\Omega_0/2\pi$ vaut 49 kHz et que le champ injecté dans la cavité est de l'ordre de quelques dizaines de photons, la condition (2.64) impose un désaccord $\delta/2\pi$ de quelques centaines de kHz. Cependant, le branchement lent de l'interaction, dû au profil gaussien du mode de la cavité, empêche l'échange d'énergie avec une condition sur le désaccord moins stricte que celle ci-dessus.

Puisque le couplage entre l'atome et le champ varie selon un profil gaussien (cf. éq. (2.55)), quand l'atome entre dans le mode le couplage est très faible et la condition de non-résonance est satisfaite. L'atome, préparé par exemple dans l'état $|e, n\rangle$, se *branche* sur l'état habillé $|+, n\rangle$, selon l'éq. (2.66). Au fur et à mesure que l'atome avance dans sa trajectoire, le couplage augmente lentement. Le système suit adiabatiquement l'état $|+, n\rangle$, et l'atome n'échange pas son énergie avec le mode. Comme l'éq. (2.59) le montre, en effet, les oscillations résonnantes dérivent de la superposition des états $|+, n\rangle$ et $|-, n\rangle$, qui évoluent à des fréquences différentes. Dans le cas considéré ici, grâce au branchement lent du couplage, seul l'état $|+, n\rangle$ est peuplé. Après le passage de l'atome au centre de la cavité, le couplage diminue progressivement pendant que l'atome sort du mode. L'état du système à la fin de l'interaction est égal à l'état initial $|e, n\rangle$.

La condition (2.64), en raison du branchement lent du couplage, est donc remplacée par une condition moins stricte :

$$\Omega_0 \lesssim \delta \quad (2.74)$$

La thèse de doctorat de Jochen Dreyer [88] contient une description détaillée de cet effet

et de la limite entre le cas résonnant et dispersif.

Soulignons ici que dans d'autres types de cavité, où le profil du couplage est carré, cet effet d'adiabaticité n'intervient pas, et la condition (2.64) doit être respectée strictement pour empêcher l'échange d'énergie entre les sous-systèmes. La représentation dans la sphère de Bloch illustre cet effet de façon qualitative (fig. 2.12 et 2.13). L'atome est représenté par un vecteur qui tourne autour du vecteur du champ effectif Ω , obtenu par la somme vectorielle d'un vecteur de longueur δ aligné sur le plan équatorial et d'un vecteur de longueur Ω_n orienté selon l'axe vertical de la sphère. En présence d'un désaccord δ , le vecteur champ effectif est initialement aligné selon l'axe vertical (fig. 2.12(a)), ainsi que le vecteur $|\psi_0\rangle$, qui représente l'atome initialement dans l'état $|e\rangle$. Lorsque le couplage $\Omega_n = \Omega_0\sqrt{n+1}$, représenté par le vecteur sur le plan équatorial, est allumé soudainement, le vecteur $|\psi\rangle$ commence à tourner autour du vecteur champ effectif (fig. 2.12(b)). Au contraire, si le couplage croît *lentement* et, ensuite, décroît, le vecteur champ effectif s'écarte progressivement et se rapproche de la verticale (fig. 2.13(a)). Le vecteur $|\psi\rangle$, qui tourne autour du vecteur champ effectif, reste toujours aligné avec le champ effectif. À la fin de l'interaction l'atome se trouve toujours dans l'état $|e\rangle$ initial (fig. 2.13(b)).

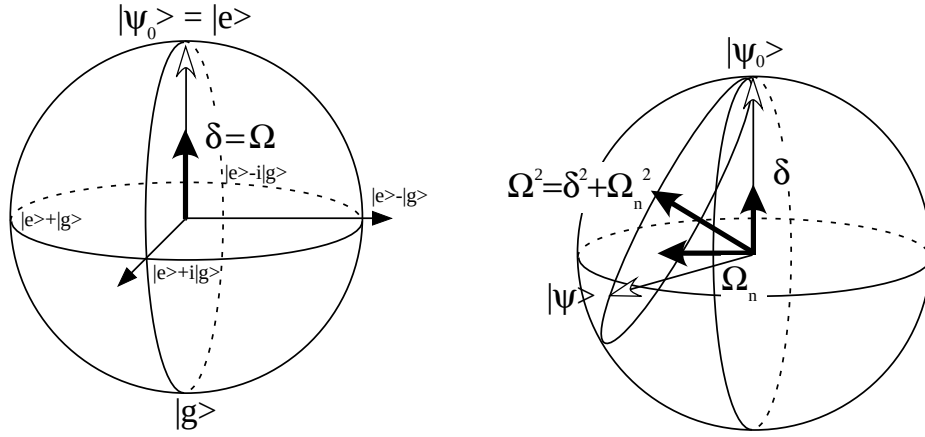


FIG. 2.12 – (a) Représentation sur la sphère de Bloch de l'état $|\psi_0\rangle$ de l'atome et du champ effectif (vecteur noir) avant le début de l'interaction, pour un désaccord δ . (b) Lorsque le couplage augmente soudainement, les vecteurs $|\psi_0\rangle$ de l'atome et du champ effectif ne sont plus alignés. L'atome tourne autour du champ effectif et, à la fin de l'interaction, se trouve dans une superposition des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$.

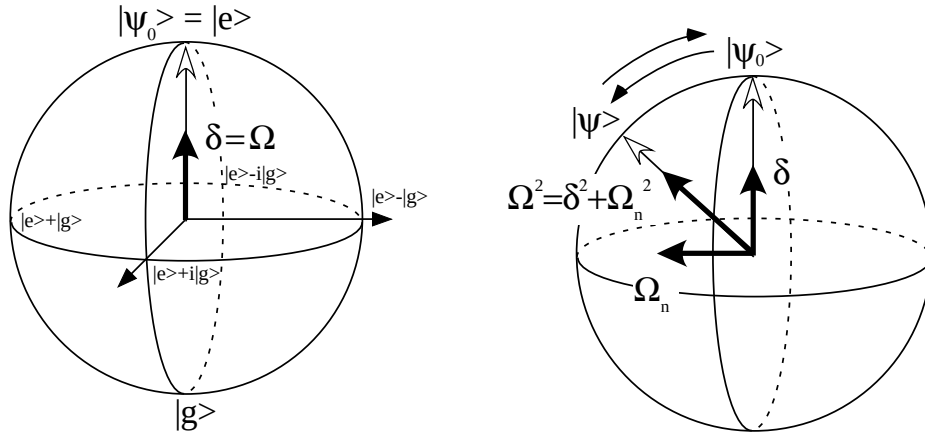


FIG. 2.13 – (a) Représentation sur la sphère de Bloch de l'état $|\psi_0\rangle$ de l'atome et du champ effectif (vecteur noir) avant le début de l'interaction, pour un désaccord δ . (b) Lorsque le couplage augmente lentement, l'atome suit adiabatiquement et reste aligné avec le vecteur champ effectif. À la fin de l'interaction l'atome revient dans l'état initial.

2.3 Interférométrie de Ramsey

L'interférométrie de Ramsey est une technique fondamentale dans nos expériences. Elle permet par exemple de mesurer le déphasage d'une superposition cohérente d'états atomiques sous l'effet de l'interaction dispersive avec un champ. Puisque, comme nous l'avons vu dans le § 2.3.1, pendant une interaction dispersive l'état du système atome–champ subit un déphasage proportionnel au nombre de photons, l'interférométrie de Ramsey permet en mesurant ce déphasage de connaître l'intensité du champ. C'est dans ce but qu'elle sera utilisée au cours des expériences présentées dans ce manuscrit. Dans ces expériences, les deux états atomiques utilisés pour l'interférométrie de Ramsey sont les états $|g\rangle$ et $|i\rangle$. Nous allons donc décrire la réalisation de l'interféromètre en utilisant ces deux états.

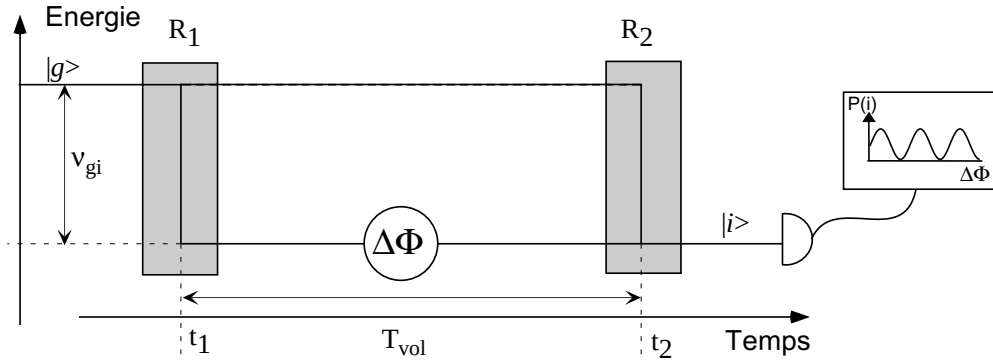
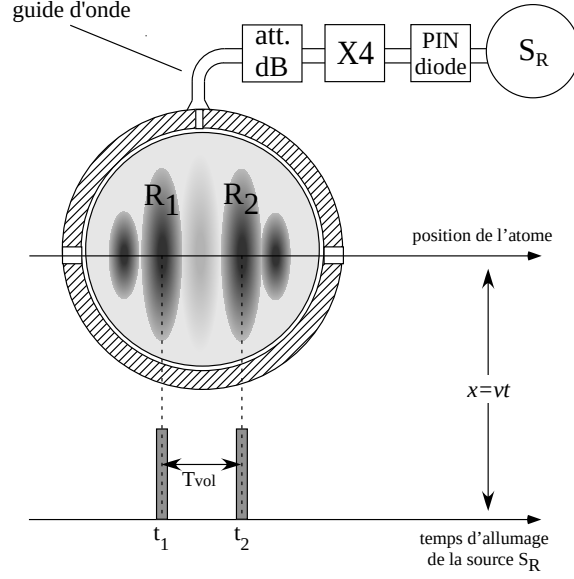


FIG. 2.14 – Principe de l'interféromètre de Ramsey

Le principe du fonctionnement d'un interféromètre de Ramsey est schématisé sur la fig. 2.14. Une source micro-onde externe, accordée sur la fréquence d'une transition atomique entre les deux niveaux $|g\rangle$ et $|i\rangle$, est allumée très brièvement à deux instants différents t_1 et t_2 . La première des deux impulsions crée une superposition des états $|g\rangle$ et $|i\rangle$. La seconde les remélange. L'atome peut suivre deux chemins indiscernables pour aller de l'état initial $|g\rangle$ à l'état final $|i\rangle$. La probabilité de détecter l'atome dans l'état $|i\rangle$ résulte d'une interférence entre ces deux chemins.

D'un point de vue expérimental, l'injection du champ externe utilisé pour les deux impulsions est effectuée par le guide d'onde latéral qui débouche dans l'anneau de la cavité, discuté au § 1.3.4. La fig. 2.15 montre la structure du champ injecté par le guide latéral ainsi que les temps d'allumage t_1 et t_2 choisis. Le champ est injecté à deux endroits, appelés « zones de Ramsey » $R1$ et $R2$, respectivement avant et après le passage de l'atome dans le mode de la cavité.

Nous allons d'abord présenter la réalisation de l'interféromètre de Ramsey dans notre dispositif (§ 2.3.1). Nous allons voir ensuite comment le signal d'interférométrie est affecté par la présence de la cavité (§ 2.3.2) et comment cela nous permet de mesurer l'intensité d'un champ.

FIG. 2.15 – Position des zones de Ramsey $R1$ et $R2$ utilisées pour l'interférométrie.

2.3.1 Le principe de fonctionnement

L'interférométrie en électrodynamique quantique en cavité

Pendant que l'atome traverse l'axe du dispositif, il interagit successivement avec deux impulsions de champ classique injectées par une source micro-onde externe S_R , quasi-résonnante avec la fréquence ν_{gi} de la transition entre les niveaux $|g\rangle$ et $|i\rangle$. Le champ injecté est décrit par une onde monochromatique $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E} \sin(2\pi\nu_R t)$, avec $\nu_R \simeq \nu_{gi}$. L'évolution atomique est bien décrite par un modèle semi-classique où l'atome est quantifié et le champ est considéré comme classique. L'intensité du champ injecté et la durée des deux injections sont réglées de façon à effectuer deux impulsions $\pi/2$ classiques, qui égalisent les populations des états $|g\rangle$ et $|i\rangle$ à l'issue de chaque interaction. En représentation d'interaction, la transformation des états atomiques dans la première zone de Ramsey $R1$ s'écrit :

$$\left. \begin{aligned} |g\rangle &\longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|g\rangle - i|i\rangle) \\ |i\rangle &\longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (-i|g\rangle + |i\rangle) \end{aligned} \right\} R1 \quad (2.75)$$

La transformation dans la deuxième zone de Ramsey $R2$ devient :

$$\left. \begin{aligned} |g\rangle &\longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|g\rangle - ie^{i\Delta\Phi_C} |i\rangle) \\ |i\rangle &\longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (-ie^{-i\Delta\Phi_C} |g\rangle + |i\rangle) \end{aligned} \right\} R2 \quad (2.76)$$

Ici $\Delta\Phi_C$ est le déphasage accumulé par le champ classique extérieur par rapport à la phase du dipôle atomique, supposée inchangée, pendant le temps T_{vol} entre les deux impulsions. Entre les deux zones $R1$ et $R2$ nous pouvons aussi faire varier la phase du dipôle atomique,

par une méthode qui sera décrite ensuite, de telle manière à réaliser la transformation :

$$\left. \begin{array}{l} |g\rangle \longrightarrow e^{-i\Delta\Phi_A} |g\rangle \\ |i\rangle \longrightarrow |i\rangle \end{array} \right\} R1 - R2 \quad (2.77)$$

Supposons maintenant l'atome initialement dans $|g\rangle$. Après l'interaction dans les deux zones de Ramsey l'état final de l'atome devient :

$$\begin{aligned} |g\rangle &\xrightarrow{R1} \frac{1}{\sqrt{2}} (|g\rangle - i|i\rangle) \xrightarrow{R1-R2} \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{-i\Delta\Phi_A} |g\rangle - i|i\rangle) \\ &\xrightarrow{R2} \frac{1}{2} [(e^{-i\Delta\Phi_A} - e^{-i\Delta\Phi_C}) |g\rangle - i(1 + e^{i(\Delta\Phi_C - \Delta\Phi_A)}) |i\rangle] \end{aligned} \quad (2.78)$$

Les probabilités de détecter l'atome dans $|g\rangle$ et $|i\rangle$ valent :

$$\begin{aligned} P_g(\Delta\Phi) &= \frac{1}{2}(1 - \cos \Delta\Phi) \\ P_i(\Delta\Phi) &= \frac{1}{2}(1 + \cos \Delta\Phi) \end{aligned} \quad (2.79)$$

où $\Delta\Phi = \Delta\Phi_C - \Delta\Phi_A$. La modulation de ces probabilités en fonction de $\Delta\Phi$ prend le nom de « franges de Ramsey ».

Technique de balayage des franges Dans la définition de $\Delta\Phi$, $\Delta\Phi_C$ est le déphasage accumulé par le champ classique et $\Delta\Phi_A$ celui accumulé par le dipôle atomique par rapport à un système de référence. De cette expression émerge que nous avons deux possibilités pour faire varier $\Delta\Phi$.

La première technique consiste à modifier la phase du champ injecté dans $R2$ par rapport au champ injecté dans $R1$, tout en laissant la phase de la superposition atomique inchangée ($\Delta\Phi_C \neq 0$, $\Delta\Phi_A = 0$). Pour cela, nous désaccordons la fréquence ν_R du champ par rapport à la fréquence ν_{gi} de l'atome d'une quantité $\Delta\nu_R = \nu_R - \nu_{gi}$. Dans la condition $\Delta\nu_R \ll 1/T_{int}$, où T_{int} est le temps d'interaction dans chacune des zones de Ramsey, la puissance vue par l'atome reste inchangée. Chaque impulsion transfère toujours 50% des atomes d'un niveau vers l'autre, comme l'indiquent les éqs. (2.75) et (2.76). En revanche, la phase relative entre le système atomique et le champ classique varie d'une quantité :

$$\Delta\Phi_C = 2\pi(\nu_R - \nu_{gi})T_{vol} \quad (2.80)$$

Cela nous permet de faire varier $\Delta\Phi = \Delta\Phi_C$ en balayant la fréquence ν_R aux alentours de ν_{gi} .

L'autre technique consiste à balayer la phase de la superposition atomique sans modifier la fréquence ν_R du champ injecté ($\Delta\Phi_C = 0$, $\Delta\Phi_A \neq 0$). La fig. 2.16 illustre la méthode. Pendant une brève période T_v , au moment où l'atome se trouve entre $R1$ et $R2$, on applique une impulsion de champ électrique directeur qui fait varier, par effet Stark, la fréquence de la transition $g - i$ d'une quantité $\Delta\nu_{gi}$. Au cours de cette période, la phase du dipôle atomique accumule un déphasage $\Delta\Phi_A = 2\pi\Delta\nu_{gi}T_v$. En balayant la valeur du champ électrique pendant l'impulsion on parvient donc à balayer le déphasage $\Delta\Phi = -\Delta\Phi_A$.

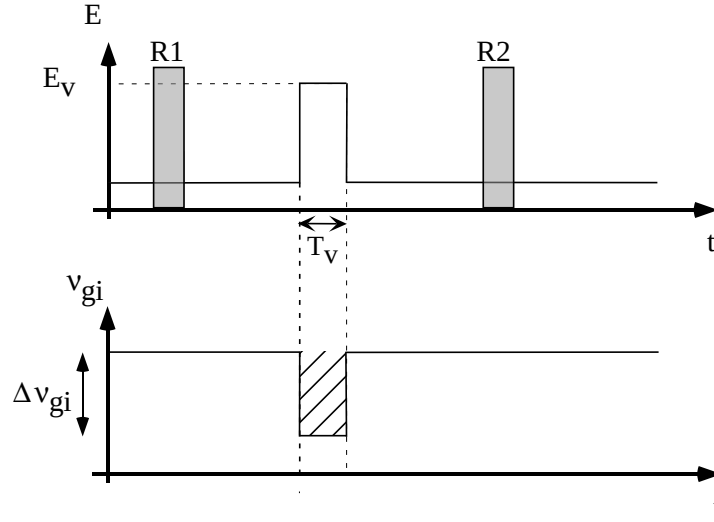


FIG. 2.16 – Principe de la méthode utilisée pour balayer les franges de Ramsey. Une impulsion de champ électrique change la fréquence de la transition $g-i$ d'une quantité $\Delta\nu_{gi}$. Le déphasage accumulé vaut $\Delta\Phi_A = 2\pi\Delta\nu_{gi}T_v$.

2.3.2 L'interférométrie de Ramsey comme outil de mesure d'un champ

Dans les expériences discutées dans la suite de ce manuscrit, les franges de Ramsey sont employées pour mesurer et calibrer l'intensité du champ à l'intérieur de la cavité. Nous allons d'abord nous intéresser au cas où un état de Fock $|n\rangle$ est stocké dans la cavité. Ensuite nous allons voir l'effet d'un champ cohérent sur le signal d'interférence.

Mode dans un état $|n\rangle$ Supposons que le mode de la cavité est dans un état de Fock $|n\rangle$. En reprenant les résultats obtenus au § 2.2.2.b pour les niveaux $|g\rangle$ et $|i\rangle$, l'interaction non résonnante d'un atome avec la cavité génère les transformations suivantes des états atome-champ :

$$\begin{aligned} |g, n\rangle &\longrightarrow e^{-i\Phi_0 n} |g, n\rangle \\ |i, n\rangle &\longrightarrow |i, n\rangle \end{aligned} \quad (2.81)$$

où $\Phi_0 = \Omega_0^2 t_{\text{eff}}^D / 4\delta$ est le déphasage par photon. En mesurant le déphasage total de la fonction d'onde atomique, nous pouvons en déduire directement le nombre de photons de l'état. Grâce à l'interférométrie de Ramsey nous sommes justement capables de mesurer ce déphasage, dont nous déduisons le nombre n .

Comme nous l'avons vu au § 2.2.2.b, l'état $|g\rangle$ est couplé au mode de la cavité à travers la transition $e - g$ quasi-résonnante avec le mode, alors que les transitions à partir de l'état $|i\rangle$, d'énergie inférieure, ne sont pas couplées au mode. L'état $|i\rangle$, inchangé par l'interaction, joue ici le rôle de référence de phase.

Le déphasage $\Delta\Phi$ entre la phase du champ classique et celle du dipôle atomique devient,

en présence de la cavité dans l'état $|n\rangle$:

$$\Delta\Phi \longrightarrow \Delta\Phi - \Phi_0 n \quad (2.82)$$

La probabilité de détecter l'atome dans les états $|g\rangle$ et $|i\rangle$ devient :

$$P_{g,i}(\Delta\Phi) = \frac{1}{2}[1 \mp \cos(\Delta\Phi - \Phi_0 n)] \quad (2.83)$$

Pour calculer n , il faudra donc acquérir deux signaux de franges obtenus en balayant $\Delta\Phi$: l'un avec la cavité complètement hors de résonance, l'autre avec la cavité désaccordée d'une fréquence δ . La différence de phase entre les deux signaux est finalement (cf. éqs. (2.69) et (2.70)) :

$$\Phi_0 n = \frac{\Omega_0^2}{4\delta} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{w}{v} n \quad (2.84)$$

L'éq. (2.83) montre que, dans le cas d'un état de Fock, le contraste des franges de Ramsey dispersives reste maximal.

Mode dans un état $|\alpha\rangle$ Lorsque la cavité contient un état cohérent α la situation est plus complexe. Nous avons vu qu'un état cohérent est modifié par l'interaction dispersive avec un atome, sa phase étant déplacée de la quantité Φ_0 . Partons de l'éq. (2.73) :

$$\begin{aligned} |g, \alpha\rangle &\longrightarrow |g, \alpha e^{-i\Phi_0}\rangle \\ |i, \alpha\rangle &\longrightarrow |i, \alpha\rangle \end{aligned} \quad (2.85)$$

Après le passage de l'atome, préparé initialement dans $|g\rangle$, dans la première zone de Ramsey et à l'intérieur de la cavité, l'état du système devient :

$$|g, \alpha\rangle \xrightarrow{R1} \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle - i|i\rangle) \otimes |\alpha\rangle \xrightarrow{cav} \frac{1}{\sqrt{2}}(|g, \alpha e^{-i\Phi_0}\rangle - i|i, \alpha\rangle) \quad (2.86)$$

Après le passage dans la deuxième zone de Ramsey $R2$ la fonction d'onde du système devient :

$$\xrightarrow{R2} \frac{1}{2} \left[|g\rangle \otimes (e^{-i\Delta\Phi_A} |\alpha e^{-i\Phi_0}\rangle - e^{-i\Delta\Phi_C} |\alpha\rangle) - i|i\rangle \otimes (e^{i(\Delta\Phi_C - \Delta\Phi_A)} |\alpha e^{-i\Phi_0}\rangle + |\alpha\rangle) \right] \quad (2.87)$$

Les probabilités de détecter l'atome dans les états $|g\rangle$ et $|i\rangle$ valent :

$$P_{g,i}(\Delta\Phi) = \frac{1}{2} \{1 \mp \Re(e^{-i\Delta\Phi} \langle \alpha e^{-i\Phi_0} | \alpha \rangle)\} \quad (2.88)$$

$$= \frac{1}{2} \{1 \mp \exp[-2|\alpha|^2 \sin^2(\frac{\Phi_0}{2})] \cos[\Delta\Phi - |\alpha|^2 \sin(\Phi_0)]\} \quad (2.89)$$

où nous avons utilisé l'éq. (2.25) pour développer le produit scalaire $\langle \alpha e^{-i\Phi_0} | \alpha \rangle$.

L'expression (2.89) montre que le déphasage des franges dû au champ cohérent dans la cavité est $-|\alpha|^2 \sin(\Phi_0)$, qui est proportionnel au nombre moyen de photons $\bar{n} = |\alpha|^2$.

Cela marque une analogie avec le déphasage des franges en présence d'un état de Fock $|n\rangle$, où le déphasage est proportionnel à n .

Le contraste des franges, au contraire, vaut : $\exp[-2|\alpha|^2 \sin^2(\frac{\Phi_0}{2})]$. Plus le champ cohérent est intense, plus le contraste des franges est petit. La réduction du contraste est due à la dispersion du nombre de photons dans le champ cohérent, proportionnelle à $|\alpha| = \sqrt{n}$. La superposition d'oscillations avec des fréquences différentes, chacune proportionnelle à n , provoque un brouillage des signaux et une baisse du contraste.

Nous pouvons donner une autre interprétation du phénomène. L'éq. (2.81) montre en effet que l'état du champ dépend de l'état de l'atome. Puisque dans l'interférométrie de Ramsey l'atome est préparé dans une superposition des états $|g\rangle$ et $|i\rangle$, l'interaction crée un état atome-champ intriqué (eq. (2.86)). Le champ joue le rôle d'un instrument de mesure de l'état de l'atome. Plus le champ est intense et l'incertitude relative sur sa phase petite, plus les informations sur l'état atomique sont précises. Le fait que l'on puisse connaître l'état de l'atome en mesurant le champ détruit la cohérence de la superposition entre les états $|g\rangle$ et $|i\rangle$, et par conséquent les franges disparaissent. L'éq. (2.88) exprime cet effet en terme de recouvrement $\langle \alpha e^{-i\Phi_0} | \alpha \rangle$ entre les états cohérents. Plus les états se recouvrent et leur produit scalaire est grand, plus les franges sont visibles, et vice versa [89].

Dans le cas de la cavité dans un état $|n\rangle$, l'interaction atome-champ dispersive ne modifie pas l'état du champ. Par conséquent, aucune information sur l'état de l'atome n'est contenue dans l'état du champ et le contraste des franges de Ramsey est maximal. La fig. 2.17 schématise le principe de l'interférométrie de Ramsey dans le cas d'un état de Fock (a) et d'un état cohérent (b) et montre qualitativement la réduction du contraste.

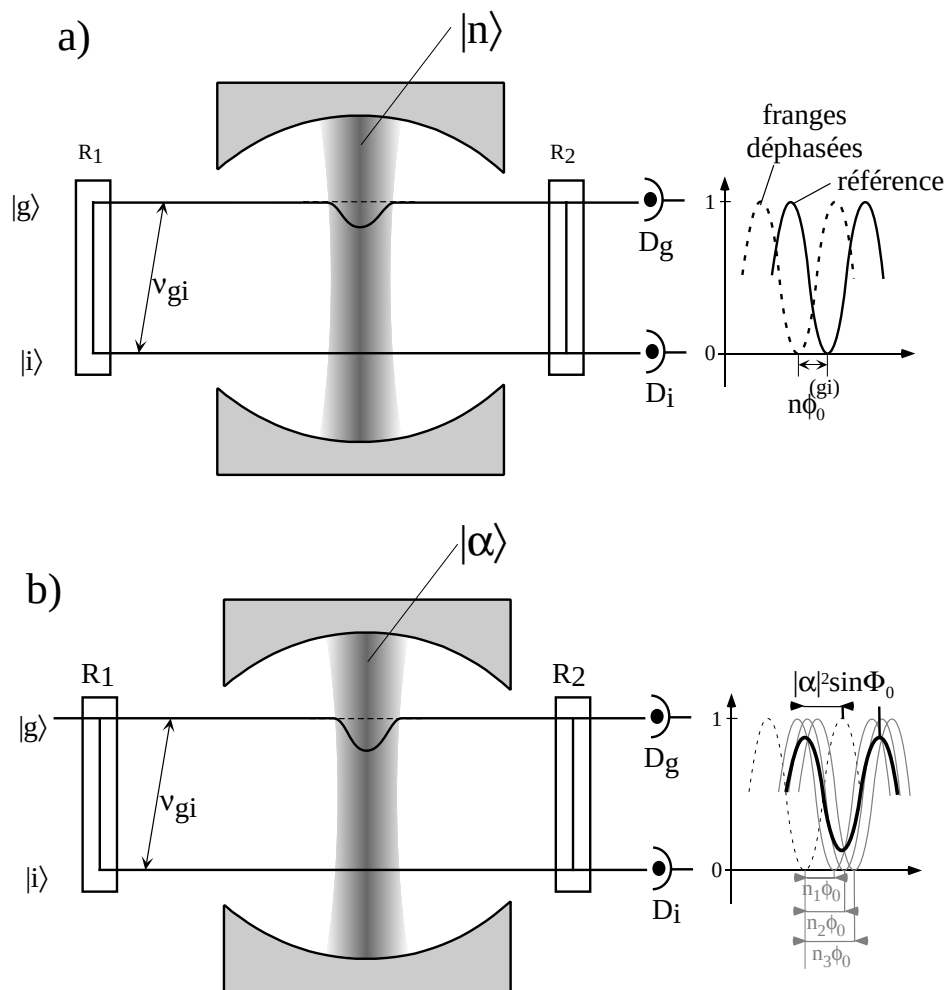


FIG. 2.17 – Image des déphasages des franges dans le cas (a) d'un état de Fock $|n\rangle$ et (b) d'un état cohérent $|\alpha\rangle$.

Chapitre 3

Détection homodyne de la phase du champ

Nous avons vu dans l'introduction (p. 13) que, dans la technique de détection non destructive d'un atome, il est nécessaire de pouvoir mesurer la phase d'un champ cohérent à l'intérieur de la cavité. Ceci est possible grâce à la technique de « détection homodyne », appelée également technique d'« homodynage ». Rappelons l'idée de fond de cette technique : pour mesurer la phase inconnue d'un champ cohérent piégé dans le mode de la cavité, on injecte un deuxième champ cohérent qui a la même fréquence et le même nombre moyen de photons que le premier et une phase bien contrôlée. L'intensité du champ résultant dépend de la phase relative entre les deux champs cohérents qui interfèrent. La technique de détection homodyne consiste donc à déterminer la *phase* inconnue d'un champ cohérent en mesurant l'*intensité* du champ résultant de la superposition avec un champ de référence.

Pendant toutes les expériences décrites dans ce chapitre, le champ dans la cavité à l'issue de la deuxième injection a été mesuré à l'aide d'un seul atome, qui sera souvent appelé « atome sonde ». L'état du champ est donc mesuré à partir de la probabilité de détecter l'atome sonde dans les deux états d'énergie interne.

Une fois les paramètres de la technique d'homodynage maîtrisés, nous avons remplacé l'atome sonde par plusieurs paquets contenant beaucoup d'atomes absorbants, ce qui permettra de détecter, dans chaque séquence expérimentale, le passage et l'énergie interne d'un atome de Rydberg. Ces expériences seront décrites dans le chap. 4.

Nous allons donc discuter, étape par étape, de toutes les expériences que nous avons conduites afin de maîtriser la technique de détection homodyne. Le § 3.1 contient une introduction sur la détection homodyne appliquée à notre dispositif et une comparaison avec la technique appliquée aux expériences des faisceaux propageants.

Le § 3.2 décrit la méthode que nous utilisons pour contrôler la phase relative entre les deux injections d'homodynage, et comment cette phase est très sensible aux vibrations mécaniques des deux miroirs qui forment la cavité. Par conséquent, avant toute expérience, nous avons réduit soigneusement l'amplitude de ces vibrations. Ces améliorations sont décrites au § 3.2.

Le § 3.3 contient la description des premiers signaux d'homodynage, qui ont permis de

vérifier le bon fonctionnement de la technique. Dans les expériences décrites dans cette section le champ injecté est directement détecté par un seul atome sonde. Nous allons voir que la probabilité de détecter l'atome sonde dans les deux états d'énergie $|e\rangle$ et $|g\rangle$ donne directement la mesure de la fonction Q de l'état du champ dans la cavité (cf. § 2.1.2).

Nous avons ensuite ajouté un atome susceptible de déphaser le champ par interaction dispersive avec le mode de la cavité. Dans le § 3.4 nous allons montrer l'effet du déphasage provoqué par cette atome sur les signaux de détection homodyne.

3.1 La technique de détection homodyne

3.1.1 La détection homodyne dans notre dispositif

Supposons que le mode de la cavité ne contienne au début aucun photon. À l'aide d'une source classique externe nous injectons un champ micro-onde dans la cavité. La fig. 3.1 nous montre étape par étape l'état de la cavité et l'état du champ dans le plan complexe. L'injection prépare dans le mode de la cavité un champ cohérent $|\beta\rangle$ (fig. 3.1(a)). Négligeons pour l'instant l'effet de la décroissance du champ due au temps de vie fini de la cavité. Il sera facile de réintégrer cet effet plus tard. Supposons qu'après l'injection le champ interagisse dispersivement avec un ou plusieurs atomes, de telle façon à ce que le champ après l'interaction soit un champ cohérent avec le même nombre moyen de photons mais avec une phase ϕ' . Appelons ce champ $|\beta'\rangle$ (fig. 3.1(b)).

Dans le but de mesurer la phase inconnue ϕ' de $|\beta'\rangle$, nous injectons une deuxième fois, par la même source externe réglée à la même fréquence, un champ cohérent $|\alpha\rangle$, qui a le même nombre moyen de photons que $|\beta\rangle$. Les champs $|\beta'\rangle$ et $|\alpha\rangle$ se superposent dans le plan complexe de façon cohérente (fig. 3.1(c)). Le champ résultant $|\beta' + \alpha\rangle$ est représenté par un vecteur obtenu en faisant la somme vectorielle des deux vecteurs $|\beta'\rangle$ et $|\alpha\rangle$. Nous pouvons contrôler, par une méthode qui sera décrite ensuite, la phase relative $\pi + \phi$ entre les deux injections $|\beta\rangle$ et $|\alpha\rangle$.

Pour mesurer l'intensité du champ résultant de la deuxième injection, nous envoyons dans la cavité un atome absorbant, l'atome sonde (fig. 3.1(d)). L'atome sonde est préparé dans l'état $|g\rangle$ et interagit de façon résonnante avec la cavité. Le taux d'absorption de l'atome sonde dépend du nombre moyen de photons du champ $|\beta' + \alpha\rangle$.

Étudions deux cas limites :

- lorsque les champs $|\beta'\rangle$ et $|\alpha\rangle$ se superposent avec la même phase $\pi + \phi = \phi'$ (fig. 3.2(a)), le champ résultant a un nombre moyen de photons égal à 4 fois le nombre moyen de photons de $|\beta\rangle$. Lorsque l'atome sonde entre dans le mode de la cavité, il interagit avec un champ cohérent qui a un nombre moyen de photons typiquement de quelques dizaines. La probabilité qu'il absorbe un photon est de 50% (cf. fig. 2.8).
- lorsque $|\beta'\rangle$ et $|\alpha\rangle$ ont deux phases opposées $\phi = \phi'$ (fig. 3.2(b)), le champ résultant est nul. L'atome, préparé dans l'état $|g\rangle$, interagit avec le champ dans le vide et n'absorbe pas d'énergie. Il est détecté dans l'état $|g\rangle$ avec 100% de probabilité.

Ceci explique qualitativement la technique de détection par l'atome sonde. Pour deux champs $|\beta'\rangle$ et $|\alpha\rangle$ avec le même nombre moyen de photons, la courbe donnant la proba-

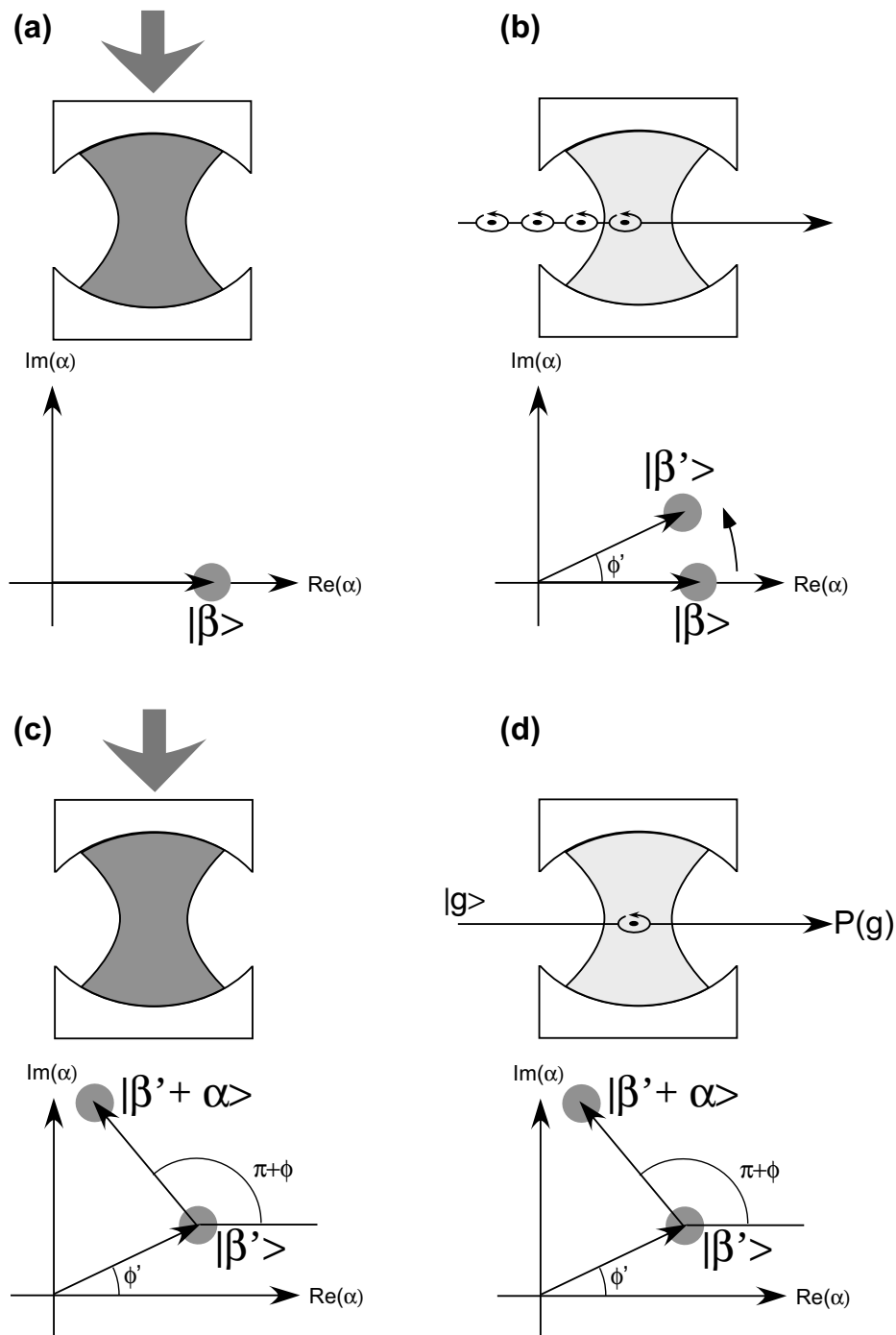


FIG. 3.1 – Schéma du principe de la détection homodyne adaptée à notre dispositif expérimental. (a) Un champ $|\beta\rangle$ est injecté dans la cavité. (b) Le champ $|\beta\rangle$ est déphasé d'une quantité ϕ' à déterminer. (c) Un deuxième champ $|\alpha\rangle$ est injecté dans la cavité. (d) Un atome préparé dans l'état $|g\rangle$ interagit de façon résonnante avec le champ déplacé.

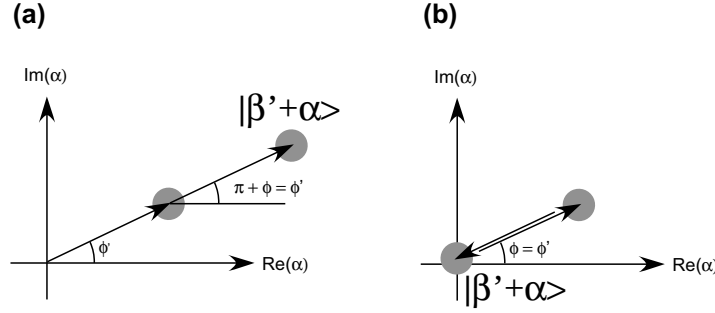


FIG. 3.2 – (a) Schéma dans le plan complexe de la superposition des deux champs avec la même phase et (b) avec deux phases opposées.

bilité de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$ en fonction de la phase relative entre $|\beta\rangle$ et $|\alpha\rangle$, dorénavant appelée également « signal d'homodyne », nous montre un pic centré sur la valeur de la phase du champ $|\beta'\rangle$.

3.1.2 La technique de détection homodyne pour des faisceaux propageants

La technique de détection homodyne adaptée à la situation expérimentale des faisceaux propageants consiste à mélanger le champ à mesurer avec un champ cohérent intense, l'*oscillateur local*, avant la détection par des photodétecteurs. La fig. 3.3 illustre le principe de la technique. Le champ d'entrée à mesurer, d'amplitude complexe E_b , est superposé, à l'aide d'une lame séparatrice réfléchissante à 50%, à un champ cohérent E_a de la même fréquence.

On mesure ensuite la différence d'intensité entre les deux faisceaux sortant de la lame séparatrice, d'amplitude E_c et E_d . Dans l'hypothèse $E_a \gg E_b$ où l'oscillateur local est beaucoup plus intense que le signal d'entrée, les fluctuations quantiques de E_a deviennent négligeables, et la différence en intensité entre les faisceaux E_c et E_d est directement proportionnelle à la valeur moyenne de la quadrature $\hat{q}(\phi + \pi/2)$ du champ E_b [90, p. 125] :

$$\langle I_d - I_c \rangle = -2|E_b| \langle \hat{q}(\phi + \pi/2) \rangle \quad (3.1)$$

où ϕ est la phase relative entre le champ et l'oscillateur local. En balayant la phase ϕ on peut donc faire des mesures des opérateurs quadratures dans toutes les directions du plan complexe.

La technique de détection homodyne que nous venons de décrire permet la reconstruction de la fonction de Wigner du champ inconnu à travers la mesure de ses quadratures (cf. § 2.1.1). La mesure des quadratures répétée un grand nombre de fois permet de connaître les distributions marginales des probabilités sur toutes les directions du plan complexe. À partir des distributions marginales, par une méthode *tomographique*, la fonction de Wigner peut être obtenue. Soulignons que dans cette méthode il ne suffit pas de mesurer la valeur moyenne de quadratures ; les distributions marginales complètes sont nécessaires pour calculer la fonction de Wigner. Plusieurs équipes ont utilisé cette technique pour

mesurer la fonction de Wigner d'états non classiques [91, 92] et d'états comprimés du rayonnement [93, 94].

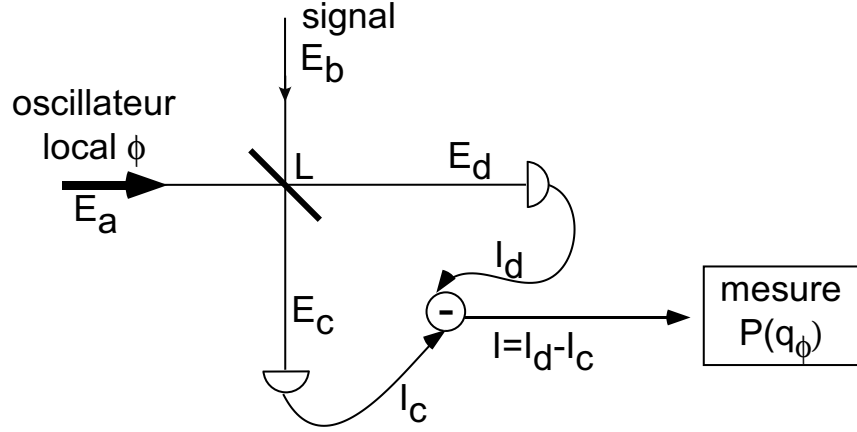


FIG. 3.3 – Homodyne en optique avec les faisceaux propageant.

Examinons maintenant l'analogie entre ces deux techniques de détection homodyne. Dans les deux cas, on exploite la superposition entre le signal d'entrée et un oscillateur de référence pour créer un signal d'interférence qui puisse être détecté. Le signal inconnu à mesurer est dans notre cas le champ $|\beta'\rangle$ injecté et modifié par l'interaction avec les atomes. Celui-ci est l'équivalent du champ E_b dans la fig. 3.3. Le champ injecté par la deuxième impulsion est l'équivalent de l'oscillateur local E_a . Dans les deux cas, les champs ont la même fréquence et on est en mesure de contrôler la phase relative entre le signal d'entrée et l'oscillateur local. L'action de mélanger les champs à l'aide d'une lame semi-réfléchissante correspond dans notre montage à superposer les champs à l'intérieur du résonateur. Dans l'application aux faisceaux propageants, les champs qui se superposent sur la lame semiréfléchissante se propagent ensuite jusqu'aux photodétecteurs. Dans la détection homodyne en cavité, en revanche, les champs sont piégés à l'intérieur d'un résonateur avec un très grand facteur de qualité. Par conséquent, il est nécessaire d'effectuer la mesure d'intensité à l'intérieur de la cavité, ce qui est possible avec un atome sonde. Pour explorer le plan complexe en fonction de la phase, enfin, dans les deux cas on fait varier la phase relative entre le signal d'entrée et l'oscillateur de référence.

3.2 La réduction du bruit sur la phase

Dans le § 1.3.4 nous avons discuté de la technique d'injection d'un champ dans la cavité par le couplage avec une source micro-onde externe. Nous allons discuter dans cette section de la méthode que nous utilisons pour contrôler la phase relative entre les deux impulsions de détection homodyne. Nous allons examiner dans quelle mesure les vibrations physiques des deux miroirs rajoutent du bruit dans la phase d'homodynage et nous allons décrire les expériences que nous avons effectuées pour réduire l'amplitude de ces vibrations.

3.2.1 Le contrôle de la phase de détection homodyne

Pour injecter un champ cohérent dans un mode de la cavité ayant une fréquence de résonance ν_c , nous utilisons une source externe réglée à une fréquence ν_s , avec $\nu_s \sim \nu_c$. Après avoir été injecté, le champ à l'intérieur de la cavité oscille dans le temps à la fréquence propre de la cavité ν_c . En revanche, le signal de la source oscille à la fréquence ν_s . Lorsque, après un délai T entre les deux impulsions d'homodynage, nous injectons, par la même source, le deuxième champ dans la cavité, la phase relative entre le champ stocké dans le résonateur et le champ injecté pendant la deuxième impulsion vaut :

$$\phi + \pi = 2\pi(\nu_s - \nu_c)T \quad (3.2)$$

Le terme π est ajouté pour que la formule soit cohérente avec la définition de la phase d'homodynage choisie dans la fig. 3.1.

La méthode que nous utilisons pour contrôler la phase ϕ est donc très directe : en connaissant la fréquence ν_c de la cavité et l'intervalle T entre les deux injections, nous ajustons la fréquence ν_s de la source externe pour obtenir une phase relative $\phi + \pi$. Une excursion 2π de la phase ϕ correspond à une variation de la fréquence ν_s égale à $1/T$. Dans les expériences que nous allons présenter, $T \sim 100 - 200 \mu\text{s}$.

Regardons de plus près les conditions expérimentales que les fréquences ν_s et ν_c doivent respecter. Nous avons mentionné au § 1.3.1 que la fréquence de résonance des deux modes TEM₉₀₀ avec polarisations orthogonales (modes HF et BF) est $\nu_c \simeq 51,099 \text{ GHz}$ et que le temps de vie du mode HF est $\tau \simeq 860 \mu\text{s}$, ce qui correspond à un facteur de qualité $Q = 2\pi \cdot \nu_c \tau \simeq 2,8 \cdot 10^8$. La largeur spectrale de chaque mode est $\Delta\nu_c = 1/(2\pi\tau) \simeq 190 \text{ Hz}$. Pour pouvoir injecter un champ dans la cavité, par conséquent, nous nous attendrions à ce que la fréquence ν_s de la source externe d'injection doive être dans un intervalle de largeur $\Delta\nu_c$ autour de la fréquence de mode. En fait, puisque le signal d'injection est pulsé, avec une durée t de l'impulsion de l'ordre de quelques μs , le spectre de la source micro-onde a une structure de sinus cardinal centré à la fréquence ν_s et une largeur inversement proportionnelle à la durée t de l'impulsion. Par conséquent, lorsqu'on balaye la fréquence ν_s , et tant que l'excursion est petite devant $1/t$, qui est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de kHz, la puissance du signal injecté dans la cavité reste constante.

Soulignons l'analogie de cette méthode de contrôle de la phase d'homodynage avec la technique de contrôle de la phase dans l'interférométrie de Ramsey, discutée au § 2.3.1. La phase de l'interféromètre est $\Delta\Phi_C = 2\pi(\nu_R - \nu_{gi})T_{vol}$ (éq. 2.80), où ν_R est la fréquence de la source externe, ν_{gi} la fréquence atomique et T_{vol} le délai entre les deux

impulsions de Ramsey. La phase de l'interféromètre est donnée, par le même principe que dans la technique d'homodynage, par l'oscillation de la source et du dipôle atomique à deux fréquences différentes (respectivement ν_R et ν_{gi}) pendant le délai T_{vol} entre les deux impulsions de Ramsey. De plus, à cause de la durée finie de l'interaction entre la source externe et l'atome dans chacune des zones de Ramsey, de façon analogue, la puissance du signal externe vu par l'atome à la fréquence atomique ν_{gi} ne varie pas lorsqu'on balaye la fréquence ν_R de la source autour de ν_{gi} .

Puisque la phase ϕ d'homodynage est une fonction de ν_s , de ν_c et de T , comme le montre l'éq. (3.2), un bruit sur un de ces paramètres expérimentaux se traduit en un bruit sur ϕ . Nous allons voir que la dispersion de phase $\delta\phi$ est provoquée essentiellement par le bruit $\delta\nu_c$ de la fréquence de résonance, qui est dû aux vibrations mécaniques des deux miroirs :

$$\delta\phi = 2\pi\delta\nu_c T \quad (3.3)$$

En effet, à cause des vibrations mécaniques du bâti qui soutient le cryostat, la distance entre les deux miroirs oscille légèrement et, par conséquent, la fréquence de résonance ν_c de la cavité, inversement proportionnelle à la longueur d'onde λ_c et à la distance entre les miroirs, varie.

Soulignons que nous avons appelé $\Delta\nu_c$ la largeur intrinsèque du spectre de la cavité autour de la fréquence de résonance ν_c due à l'amortissement de la cavité et $\delta\nu_c$ la dispersion de la valeur ν_c due aux vibrations des deux miroirs. La largeur spectrale intrinsèque $\Delta\nu_c$ n'a aucune influence sur la dispersion de phase $\delta\phi$, qui est due uniquement aux oscillations de la fréquence de résonance avec une amplitude $\delta\nu_c$.

Revenons au problème des vibrations. Le bâti du dispositif, et par conséquent les miroirs qui sont à l'intérieur du cryostat, vibrent à plusieurs fréquences. Tous les dispositifs électriques provoquent des vibrations à la fréquence de 50 Hz du secteur. Les pompes à vide primaires et turbo-moléculaires tournent à plusieurs fréquences entre 50 et 800 Hz. L'ébullition de l' ^4He à l'intérieur du cryostat provoque aussi des vibrations des miroirs, ainsi que tous les bruits acoustiques et mécaniques dans la salle du montage. À ces bruits rapides s'ajoute une dérive lente de la distance entre les miroirs, sur une échelle de temps qui varie de quelques minutes à plusieurs heures, provoquée par des variations thermiques du cryostat, corrélées au niveau de remplissage des réservoirs d'hélium et d'azote. La plupart de ces sources de bruit de phase peuvent être réduites par une isolation méticuleuse des sources de vibrations.

Soulignons que la source micro-onde externe, un générateur Anritsu MG3692A à 8-18 GHz, est très stable et très fine spectralement. La largeur spectrale $\Delta\nu_s$ de cette source est négligeable. Le délai T entre les deux impulsions, contrôlé électroniquement, est également défini avec une très grande précision, suffisante pour rendre négligeable la dispersion δT sur l'intervalle T .

Avant de décrire l'expérience de mesure du bruit de phase $\delta\phi$ dû aux vibrations et d'expliquer les améliorations qui ont été nécessaires pour le réduire, soulignons un effet important. À partir de l'éq. (3.2) on est tentés de conclure que les oscillations rapides élargissent seules la phase. Seules les oscillations de la cavité qui interviennent à une fréquence assez rapide pour que ν_c change de valeur significativement entre les deux injections semblent perturber l'homodynage. En fait, un autre effet intervient. Dans une acquisition de données

ordinaire, la séquence expérimentale, qui dure quelques millisecondes, est répétée un très grand nombre de fois avec les mêmes paramètres, dans le but d'avoir une accumulation statistique suffisante. Pour avoir une courbe complète, en outre, plusieurs accumulations sont effectuées en balayant de façon cyclique la fréquence ν_s avec une période de plusieurs minutes. La fréquence de la cavité, par conséquent, doit rester stable non seulement pendant le temps T entre les deux injections à l'intérieur de la même séquence expérimentale, mais aussi pendant tout le temps où la même séquence est répétée, pour éviter que la phase ϕ ne soit perturbée par le fait de moyenner les signaux sur des séquences expérimentales obtenues avec une fréquence ν_c différente. Ceci nous oblige à réduire les vibrations à toutes les fréquences jusqu'aux dérives très lentes de la cavité.

Dans le § 3.2.2 nous allons tout d'abord discuter la technique que nous utilisons pour mesurer le spectre de fréquences et le facteur de qualité de la cavité. Nous allons montrer la courbe de transmission du résonateur micro-onde et l'influence des vibrations des miroirs sur ce signal. Ensuite, dans le § 3.2.4 nous allons mesurer quantitativement l'effet des vibrations des miroirs et nous allons discuter des améliorations que nous avons apportées au dispositif pour réduire cette source de bruit.

3.2.2 Spectroscopie de la cavité

L'idée la plus naturelle pour mesurer le spectre de fréquences de la cavité micro-onde consiste à injecter un champ à l'intérieur du résonateur, par un des deux trous de couplage au centre des miroirs, et à observer l'intensité du signal qui sort par le trou du miroir opposé en fonction de la fréquence d'injection. Puisque la fréquence de résonance de la cavité $\nu_c \sim 51,099$ GHz est trop élevée pour que l'on puisse observer directement ce signal par un instrument électronique, il est nécessaire de créer un battement entre le signal transmis et un signal de référence ayant une fréquence proche pour créer un signal à une fréquence de l'ordre de quelques MHz qu'on puisse mesurer directement à l'aide d'un oscilloscope ou d'autres instruments électroniques usuels.

La technique de mesure que nous utilisons exploite l'analyseur vectoriel développé et breveté par Philippe Goy et Michel Gross pour la société ABmm. Cet instrument est utilisé depuis plusieurs années pour mesurer le spectre de la cavité et son fonctionnement est expliqué en détails dans plusieurs références [95, 88]. La fig. 3.4 montre une image schématique de la configuration de l'analyseur vectoriel telle que nous l'avons utilisée pour les mesures.

Pour créer un signal de battement à une fréquence $\Delta\nu_0 = 9,01$ MHz, nous utilisons deux sources micro-onde. La première est constituée par un générateur Anritsu MG3692A très fin spectralement. Il s'agit du même instrument que nous utilisons pour injecter le champ dans la cavité au cours des expériences de détection homodyne. Cette source crée un signal électrique à une fréquence $\nu_0/4$ qui est quadruplé en fréquence par une diode Schottky avant d'être injecté dans la cavité à travers les guides d'onde qui parcourent tout le cryostat et connectent les sources extérieures au trou de couplage des miroirs. Le signal injecté dans la cavité a une fréquence ν_0 de l'ordre de 51 GHz. La deuxième source micro-onde est un cristal YIG, qui est asservi en phase sur le premier générateur, pour que la fréquence émise, après le quadrupleur, soit $\nu_0 + \Delta\nu_0$. Pour réaliser l'asservissement, nous

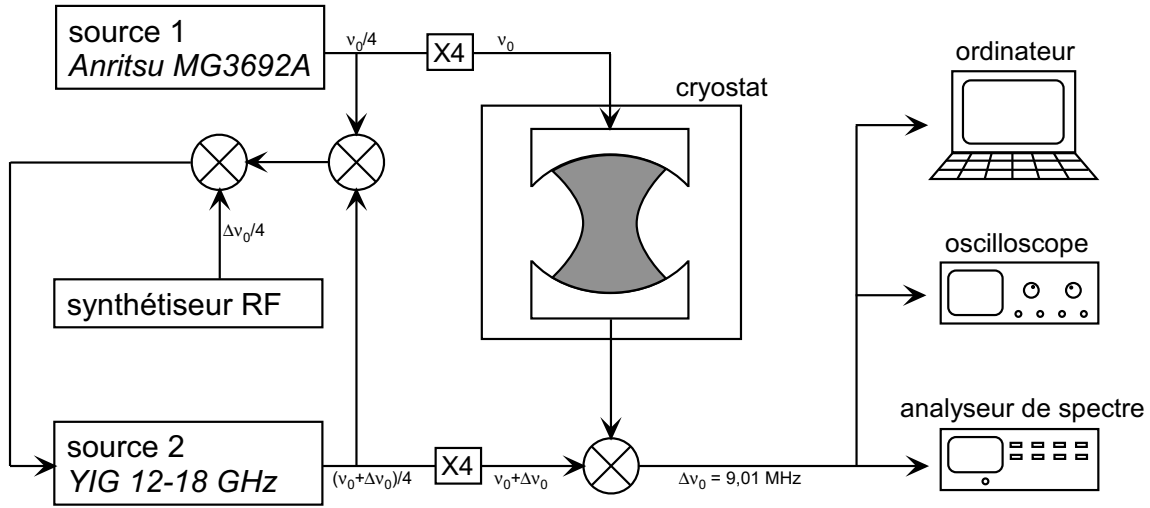


FIG. 3.4 – Schéma du système de spectroscopie de la cavité.

produisons tout d'abord un premier signal de battement de fréquence $\Delta\nu_0/4$ entre les fréquences $\nu_0/4$ et $(\nu_0 + \Delta\nu_0)/4$ des deux sources non quadruplées, et nous superposons ensuite ce signal avec un autre signal, à la même fréquence, issu d'un synthétiseur de radiofréquences. Le signal d'erreur ainsi créé permet d'asservir le cristal YIG en phase sur le signal du premier générateur. Le signal de battement à $\Delta\nu_0 = 9,01$ MHz entre le signal transmis à la sortie de la cavité et celui issu de la deuxième source peut être observé sur l'ordinateur qui contrôle l'analyseur vectoriel, sur un oscilloscope ou sur un analyseur de spectres.

La cavité se comporte comme un filtre en fréquence. Seul un champ injecté à la fréquence propre d'un mode de la cavité résonne. Lorsque la fréquence ν_0 de la source est loin de la fréquence ν_c d'un mode de la cavité, aucun champ ne se construit dans la cavité et, par conséquent, le signal transmis est nul. Puisque le deuxième générateur est asservi en phase sur le premier, l'amplitude et la phase du signal de battement donnent directement l'amplitude et la phase du champ à l'intérieur de la cavité.

À partir de cette configuration, deux techniques différentes permettent de mesurer le facteur de qualité des modes de la cavité.

Mesure de la courbe de transmission en fonction de la fréquence Une technique consiste à balayer la fréquence ν_0 du signal injecté dans la cavité et à mesurer, en observant le battement, le signal transmis en fonction de la fréquence d'injection. Dans le cas $\nu_0 \sim \nu_c$ où la fréquence de la source est proche de la fréquence de résonance d'un mode gaussien du résonateur, l'intensité du signal transmis est une fonction lorentzienne donnée par la formule [96, p. 372] :

$$I(\nu_0) = \frac{I_0}{1 + 4 \left(\frac{\nu_0 - \nu_c}{\Delta\nu_c} \right)^2} \quad (3.4)$$

La largeur spectrale $\Delta\nu_c$ est la largeur à la mi-hauteur : $I(\nu_c \pm \Delta\nu_c/2) = I(0)/2 = I_0/2$. L'intensité transmise à travers le résonateur est donc donnée par un pic centré à $\nu_0 = \nu_c$ et de largeur $\Delta\nu_c$. À partir de cette méthode, par un ajustement vectoriel de l'amplitude et de la phase de la courbe de transmission de la cavité, nous pouvons calculer le facteur de qualité $Q = \nu_c/\Delta\nu_c$. La fig. 3.5 montre la courbe de transmission du mode HF de la cavité.

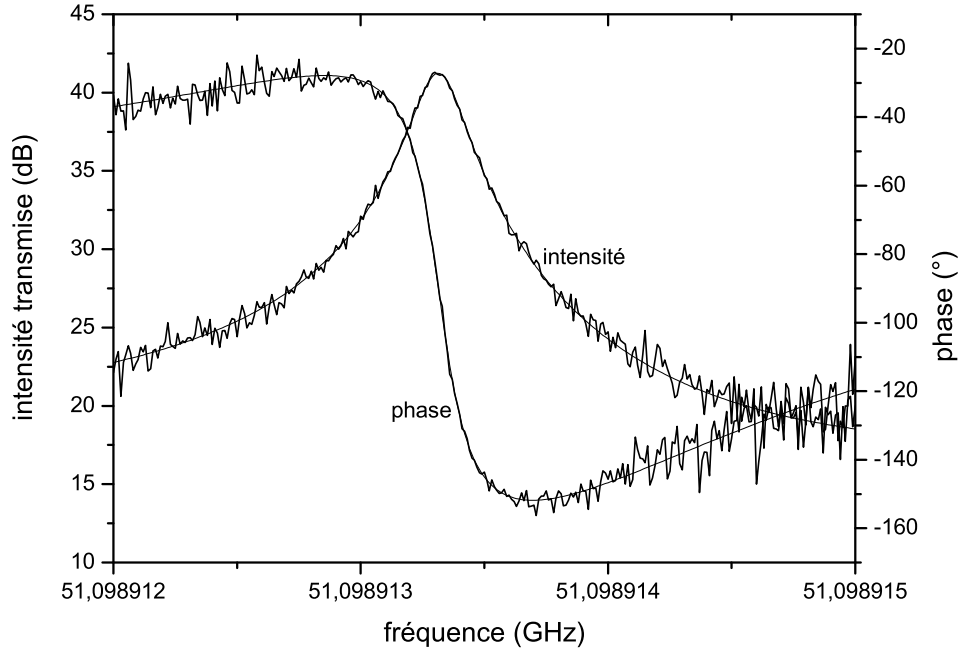


FIG. 3.5 – Courbe de transmission du mode HF de la cavité. La courbe a été acquise après la procédure d'isolation des vibrations. Les ajustements du signal sont montrés.

Mesure du temps de vie à une fréquence fixe Une autre méthode de détermination du facteur de qualité de la cavité consiste à mesurer directement le temps de vie d'un mode injecté par la source pulsée. La fig. 1.14, dans le chapitre 1, montre la mesure du temps de vie. La source d'injection du signal est allumée jusqu'à l'instant $t = 0$. Au moment où la source est éteinte, le champ à l'intérieur de la cavité s'amortit. Son intensité décroît à un taux $\tau = \kappa^{-1}$. À travers un ajustement exponentiel du signal de décroissance nous calculons le temps d'amortissement de la cavité τ . Ensuite, le facteur de qualité $Q = 2\pi\nu_c\tau$ est calculé directement.

Sensibilité aux vibrations La détermination du facteur de qualité du résonateur par la mesure directe du temps de vie du mode à une fréquence fixe d'injection est la méthode utilisée le plus fréquemment. L'avantage de cette méthode est son insensibilité aux vibrations des miroirs. Cette technique, en effet, consiste à injecter un champ dans la cavité

et à attendre que le champ relaxe. L'oscillation de la fréquence de résonance de la cavité pendant le temps de relaxation n'a aucune influence sur le taux d'amortissement. Le facteur Q ainsi calculé est donc le facteur de qualité intrinsèque des miroirs indépendant des vibrations.

En revanche, la mesure du signal transmis en fonction de la fréquence d'injection dépend fortement des vibrations. Lorsque les miroirs bougent, la fréquence propre ν_c du mode de la cavité oscille à plusieurs fréquences f_i correspondant chacune à un mode de vibration différent. Le signal injecté à la fréquence ν_0 de la source est filtré par un résonateur de largeur $\Delta\nu_c$ et de fréquence centrale $\nu_c + \delta\nu_{c,i} \sin(2\pi f_i t)$, dans le cas d'une fréquence f_i de vibration; $\delta\nu_{c,i}$ est ici l'excursion de la fréquence de résonance de la cavité autour de la fréquence centrale ν_c due à la vibration des miroirs à la fréquence f_i . À cause de l'oscillation du résonateur, le spectre de fréquences que nous obtenons en mesurant la transmission de la cavité en fonction de la fréquence ν_0 d'injection contient des bandes latérales à des fréquences multiples de f_i .

Distinguons deux cas :

- $f_i \gtrsim \Delta\nu_c$. Lorsque la fréquence f_i des vibration est plus grande que la largeur spectrale intrinsèque du mode, la bande latérale est résolue et séparée du pic lorentzien central de transmission.
- $f_i \lesssim \Delta\nu_c$. Lorsque f_i est petite devant la largeur du pic, nous ne pouvons pas résoudre la bande latérale correspondant à la vibration. L'effet qui en découle est un élargissement du pic lorentzien provoqué par les vibrations à basse fréquence.

En présence de vibrations à basse fréquence, par conséquent, la largeur $\Delta\nu_{c,v}$ de la courbe de transmission expérimentale est plus grande que la largeur intrinsèque $\Delta\nu_c$ du mode, et le facteur de qualité calculé à partir de la largeur $\Delta\nu_{c,v}$ du pic de transmission est inférieur à sa valeur intrinsèque, mesurée par décroissance exponentielle. Soulignons que nous avons appelé $\Delta\nu_c$ la largeur intrinsèque de la courbe de transmission et $\Delta\nu_{c,v}$ la largeur mesurée expérimentalement, affectée par les vibrations. Lorsque nous obtenons le même facteur de qualité par les deux méthodes différentes de mesure dont on vient de discuter, l'influence des vibrations à basse fréquence est négligeable.

Mode	Fréquence (GHz)	τ (μ s)	$\Delta\nu_c$ (Hz)	$Q(\tau)$	$Q(\Delta\nu_{c,v})$
TEM ₉₀₀ HF	51,098 913 304	860	185	$2,8 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^8$
TEM ₉₀₀ BF	51,098 827 613	680	235	$2,2 \cdot 10^8$	

TAB. 3.1 – Spectroscopie des modes gaussiens.

Le tab. 3.1 résume les résultats de la spectroscopie des modes de la cavité par les deux méthodes expérimentales. La première colonne indique le mode gaussien considéré. Comme nous avons vu au § 1.3, à cause de la légère ellipticité des miroirs chaque mode est divisé en deux modes non dégénérés : un mode haute fréquence (HF) et un autre à plus basse fréquence (BF). La deuxième colonne indique la fréquence du mode. La troisième colonne indique le temps de vie τ de chaque mode calculé par l'ajustement exponentiel de la courbe d'amortissement. La colonne $\Delta\nu_c$ indique la largeur intrinsèque du mode $\Delta\nu_c = 1/(2\pi\tau)$.

La colonne $Q(\tau)$ indique le facteur de qualité intrinsèque du mode, calculé par la mesure du temps de décroissance : $Q = 2\pi\nu_c\tau$. La colonne $Q(\Delta\nu_{c,v})$ indique le facteur de qualité calculé à partir de la largeur spectrale de la courbe de transmission. La valeur $Q(\Delta\tau)$ du mode HF est inférieure à $Q(\Delta\nu_{c,v})$. Cela signifie que nous sommes gênés par les vibrations à basse fréquence des miroirs.

Avant de procéder à l'isolation des vibrations, nous avons mesuré plus précisément l'excursion $\delta\nu_{c,i}$ de la fréquence de résonance des miroirs correspondant à chaque fréquence de vibration f_i , par la méthode décrite dans le prochain paragraphe. Cela nous a permis de mesurer aussi bien les vibrations à basses qu'à haute fréquence. Pour l'instant, en effet, nous ne disposons d'aucune information sur les vibrations à haute fréquence car nous n'avons pas balayé la source ν_0 sur une plage de valeurs assez large pour pouvoir observer, sur le signal de transmission, des bandes latérales à l'extérieur du pic lorentzien de transmission.

3.2.3 Mesure des vibrations

La fig. 3.6 montre l'amplitude $a(\nu_0) = \sqrt{I(\nu_0)}$ du signal de transmission théorique tracé à partir de l'éq. (3.4). Nous avons vu que, à cause des vibrations des miroirs, la fréquence ν_c de résonance oscille autour de la valeur centrale à plusieurs fréquences f_i , l'excursion totale des oscillations étant $\delta\nu_c$. En ligne continue nous avons dessiné la courbe centrée à la fréquence ν_c de la cavité. En lignes pointillées nous avons représenté la même courbe de transmission donnée par la formule déplacée de $\delta\nu_c/2$.

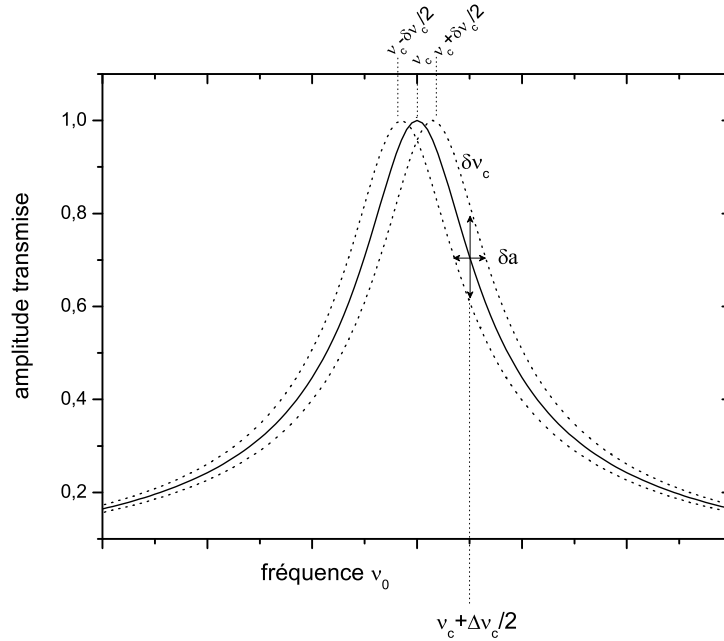


FIG. 3.6 – Amplitude du signal de transmission de la cavité.

La figure montre que, lorsqu'on mesure la transmission à travers la cavité à une fréquence d'injection ν_0 fixée, l'amplitude du signal transmis varie dans le temps à cause de l'oscillation de la courbe lorentzienne autour de sa valeur centrale. Supposons que la source soit réglée à la fréquence $\nu_0 = \nu_c + \Delta\nu_c/2$, indiquée dans la fig. 3.6 par une ligne verticale. Il est possible d'exprimer l'excursion en fréquence de la cavité $\delta\nu_c$, que l'on veut déterminer, en fonction de l'amplitude δa de l'oscillation du signal de transmission, que nous pouvons mesurer. Pour cela on prend la dérivée de la fonction lorentzienne $a(\nu_0)$ par rapport à ν_0 au point $\nu_0 = \nu_c + \Delta\nu_c/2$:

$$\delta\nu_c = \left| \frac{da}{d\nu_0} \right|_{\nu_c + \Delta\nu_c/2}^{-1} \delta a|_{\nu_c + \Delta\nu_c/2} = \sqrt{2}\Delta\nu_c \frac{\delta a|_{\nu_c + \Delta\nu_c/2}}{a_0} \quad (3.5)$$

Pour déterminer le bruit en fréquence $\delta\nu_c$ nous mesurons tout d'abord la courbe de transmission de la cavité en balayant la fréquence ν_0 d'injection. Cela nous permet de connaître la valeur centrale ν_c , l'amplitude a_0 transmise au centre du pic et la largeur $\Delta\nu_c$ du signal de transmission. Ensuite, nous réglons la fréquence de la source dans le flanc de la courbe de transmission à la valeur $\nu_0 = \nu_c + \Delta\nu_c/2$. En fait, la courbe de transmission nous donne la largeur $\Delta\nu_{c,v}$, qui est plus grande que la largeur intrinsèque $\Delta\nu_c$ du mode en présence des vibrations à basse fréquence. Dans la mesure où $\delta\nu_c$ est faible, nous pouvons négliger cette différence.

À ce stade, il nous reste à mesurer le signal δa pour déterminer la variation de fréquence $\delta\nu_c$ provoquée par les vibrations. Puisque plusieurs fréquences f_i de vibrations des miroirs interviennent, on peut écrire de manière générale le signal δa sous la forme : $\delta a = \sum \delta a_i \sin(2\pi f_i t)$. En d'autres mots, on s'attend à ce que le signal δa soit donné par une superposition de toutes les fréquences de vibration f_i , correspondant chacune à une amplitude d'oscillation δa_i .

Dans la suite nous allons donc mesurer le signal δa à la fois à l'aide d'un oscilloscope, de façon à observer les oscillations des miroirs en fonction du temps et mesurer l'amplitude totale δa des oscillations, et d'un analyseur de spectre, pour reconstruire le spectre des vibrations.

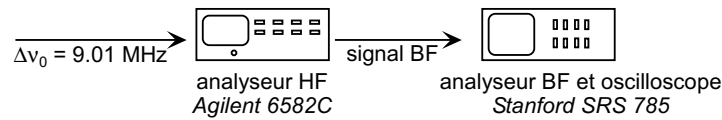


FIG. 3.7 – Connexion des analyseurs de spectre.

La fig. 3.7 montre les instruments de mesure que nous avons utilisés. Le signal de battement à la fréquence $\Delta\nu_0 = 9,01$ MHz entre le signal de la première source transmis à travers la cavité et le signal de la deuxième source (cf. fig. 3.4) est envoyé à un analyseur de spectre Agilent 6582C à haute fréquence. Le rôle de cet instrument est de filtrer le signal du battement à 9,01 MHz entre les deux sources et de sortir un signal à basse fréquence proportionnel à l'amplitude $a(\nu_0) = \sqrt{I(\nu_0)}$ du signal transmis à travers la cavité. L'analyseur de spectre est programmé à une fréquence fixe égale à la fréquence $\Delta\nu_0 = 9,01$ MHz du battement et avec une largeur de bande d'analyse $BW = 100$ kHz. Le signal $a(\nu_0)$ à la sortie de cet analyseur, par conséquent, oscille à toutes les fréquences f_i de vibrations de la cavité jusqu'à une fréquence de l'ordre de $BW/2 = 50$ kHz.

Le signal issu de cet instrument est envoyé à un analyseur de spectres à basse fréquence du type Stanford SRS 785, qui fonctionne en même temps comme oscilloscope et comme analyseur de spectres, permettant d'observer à la fois le signal en fonction du temps et son spectre en fréquence.

Nous avons effectué la même mesure du signal $a(\nu_0)$ avant et après l'isolation des vibrations, dont les détails seront donnés plus bas. La fig. 3.8 montre l'ensemble des résultats. Les différentes lignes correspondent à différentes plages des valeurs de fréquences observées, partant toutes de 0 Hz. Selon la largeur de bande passante choisie, les intervalles observés varient entre 0 – 200 Hz et 0 – 6,4 kHz. Dans chaque ligne, le graphe de gauche montre l'amplitude AC du signal en fonction du temps et celui de droite le spectre en fréquences correspondant. Selon la bande passante choisie, le signal est accumulé pendant un intervalle de temps qui varie entre 125 ms et 4 s. Dans chaque graphe, les courbes pointillées et pleine montrent respectivement le signal avant et après l'isolation des vibrations.

À côté de chaque graphe de gauche nous avons indiqué l'excursion en fréquence $\delta\nu_c$ avant et après l'isolation des vibrations. Pour obtenir cette valeur nous avons calculé δa comme moyenne RMS du signal tracé et nous avons ensuite dérivé $\delta\nu_c$ par l'éq. (3.5), en connaissant a_0 et $\Delta\nu_c \simeq \Delta\nu_{c,v}$.

Les valeurs indiquées dans la fig. 3.8 montrent que, avant la procédure d'isolation des vibrations, l'excursion de la fréquence de la cavité, mesurée à fréquences différentes avec des largeurs de bande différentes, était $\delta\nu_c \sim 75$ Hz. Après l'isolation des vibrations, $\delta\nu_c < 10$ Hz. Lorsqu'on regarde de plus près les spectres en fréquences, nous observons plusieurs pics, présents avant et après l'isolation des vibrations. Les pics les plus importants se trouvent à $f_i = 100, 325$ et 780 Hz. Les deux premiers ont diminué d'environ 16 dB grâce à l'isolation des vibrations. Le pic à $f_i = 780$ Hz n'a pas baissé. Le pic le plus intense reste celui à $f_i = 100$ Hz.

3.2.4 Isolation des vibrations

Pour réduire les vibrations mécaniques nous avons éliminé systématiquement les sources des ces bruits. Nous résumons ici les interventions qui ont été effectuées.

- La structure qui soutient le cryostat est en contact avec le sol de la salle uniquement à travers des chambres pneumatiques remplies à une pression de 2 bars. Nous avons gonflé ces chambres et pendant toutes les expériences nous avons soigneusement vérifié la pression.
- Nous avons déplacé hors de la structure la plupart des instruments électroniques posés initialement sur le bâti, susceptibles de créer des vibrations à la fréquence de 50-60 Hz du secteur et aux fréquences harmoniques supérieures, notamment à 100 Hz.
- Dans la partie supérieure du cryostat plusieurs tuyaux flexibles en tombac connectent les circuits d' ^3He et d' ^4He avec les pompes primaires posées à l'extérieur de la structure. Pour réduire les vibrations mécaniques transmises à travers ces tuyaux nous les avons recouverts d'une gaine semi-rigide qui réduit l'élasticité des tubes. Tous ces tubes, dans le trajet entre les pompes externes et la connexion avec le cryostat, passent à travers des blocs en béton qui, grâce à leur masse importante, réduisent les vibrations. C'est grâce à l'isolation de ces tubes que le pic $f_i = 325$ Hz a baissé considérablement.

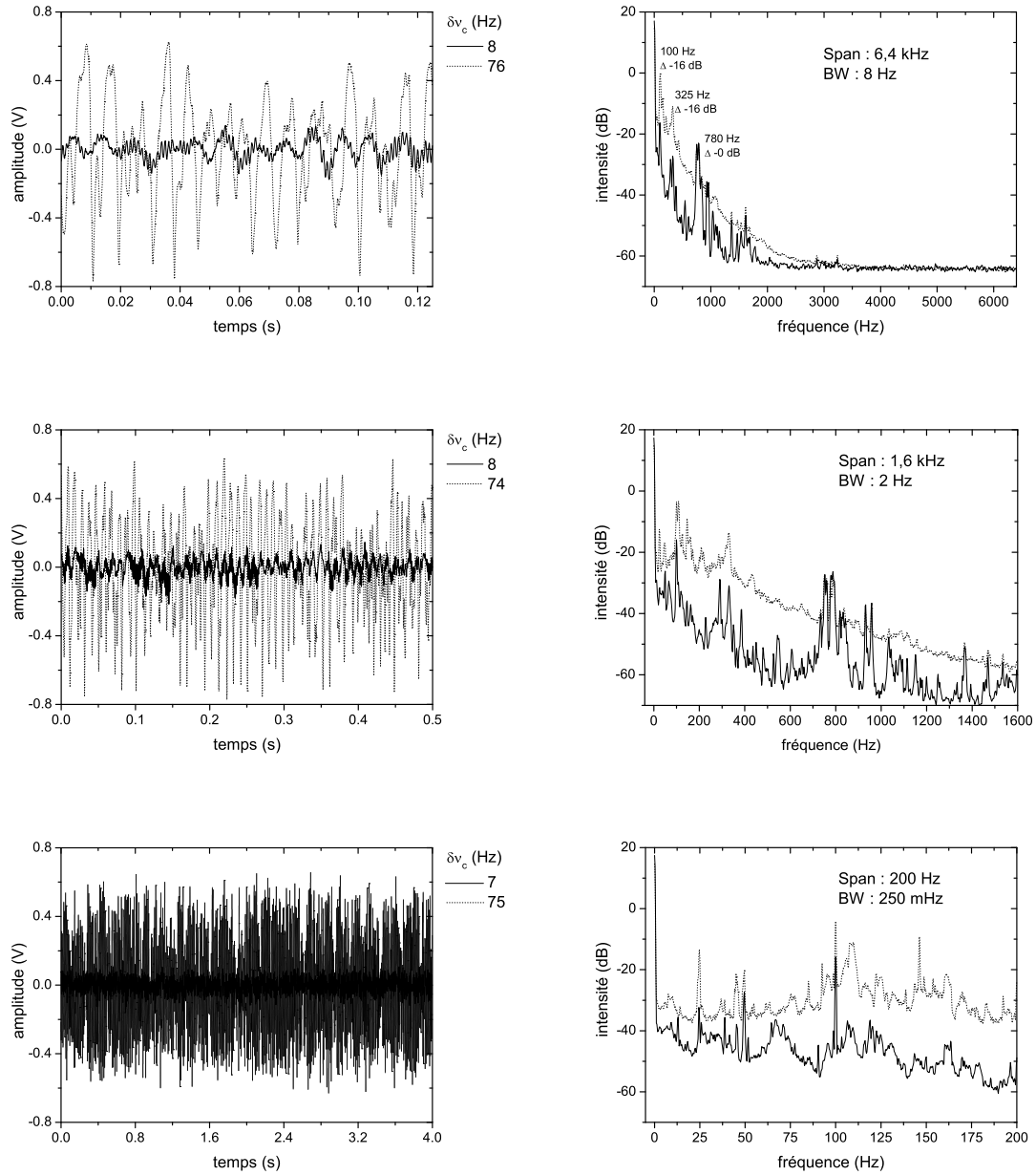


FIG. 3.8 – Signaux d'oscillation et spectres en fréquences pour différentes largeurs de bande avant (ligne pointillée) et après (ligne continue) l'isolation des vibrations.

- Les nombreux fils électriques et les câbles coaxiaux nécessaires pour amener les potentiels et le courant dans le dispositif ont été coincés, avant le branchement dans le montage, en contact avec les blocs en béton. Les câbles coaxiaux semi-rigides qui amènent les signaux micro-onde aux quadrupleurs ont été isolés de la même façon.
- Beaucoup de précautions banales mais indispensables ont été adoptées pendant toute la durée des expériences pour réduire des bruits soudains acoustiques et mécaniques. Parmi ces précautions, nous avons évité de marcher dans la salle et d'ouvrir et fermer les portes pendant les acquisitions.

Le pic à $f_i = 780$ Hz est probablement dû à l'ébullition de ^3He au fond du cryostat. Le pic était assez faible pour ne pas gêner les expériences.

Malgré tous ces efforts, nous ne pouvons pas éviter certaines oscillations de la cavité. Il s'agit en particulier des dérives très lentes, qui interviennent avec des temps typiques de quelques minutes à plusieurs heures. Le niveau de remplissage du réservoir d'azote et d' ^4He , la pression dans le réservoir d' ^3He , les dérives thermiques à la suite d'un transfert d'azote ou d' ^4He sont des facteurs sur lesquels nous pouvons difficilement intervenir. La fig. 3.9(a) montre une oscillation régulière de la cavité à une fréquence de 25 mHz. Cette vibration est corrélée à l'oscillation de la température de la plaque qui soutient la

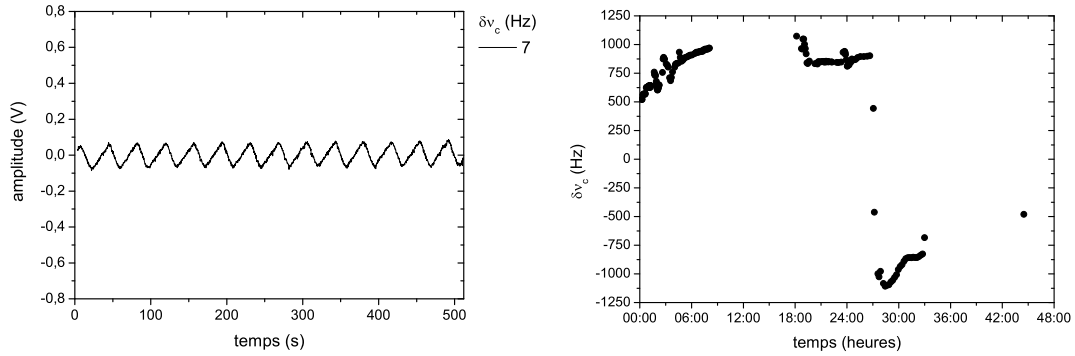


FIG. 3.9 – Dérives lentes de la cavité dues à des effets thermiques : (a) oscillations à 25 mHz et (b) dérives observées sur plusieurs heures.

cavité avec une amplitude $\delta T \sim 0,05$ K. La valeur $\delta\nu_c < 10$ Hz de cette oscillation n'est toutefois pas gênante. En revanche, la fig. 3.9(b) montre des dérives importantes qui interviennent sur plusieurs heures d'observation. On remarque que des variations importantes de plusieurs centaines de hertz interviennent sur cette échelle de temps. Puisque nous ne pouvons pas contrôler ce genre des fluctuations, dans toutes les expériences qui seront décrites dans la suite nous avons constamment acquis des courbes de référence donnant la fréquence centrale de la cavité plusieurs fois dans chaque journée pour repérer et prendre en compte ces dérives dans les expériences.

Pour mieux comprendre les nombreuses précautions que nous avons été obligés de prendre pour réduire les vibrations des miroirs, soulignons qu'un bruit $\delta\nu_c \sim 10$ Hz de la fréquence de résonance ν_c de la cavité correspond à une amplitude des vibrations entre les deux miroirs extrêmement faible. Puisque le mode considéré dans toutes ces mesures est le mode

de profil gaussien TEM₉₀₀ constitué de 9 demi-longueurs d'onde, de fréquence $\nu_c \simeq 51,1$ GHz, la variation δz correspondant à $\delta \nu_c$ est donnée par :

$$\delta z = \frac{9}{2}(\delta \lambda) = \frac{9}{2} \frac{c}{\nu_c^2} \delta \nu_c \sim 1 \cdot 10^{-11} \text{m} \sim 5 \text{ pm} \quad (3.6)$$

Pour conclure, l'expérience de réduction des vibrations qui vient d'être discutée montre que nous sommes en mesure de limiter l'amplitude totale des vibrations entre les deux miroirs à une valeur de l'ordre de 5 picomètres.

3.3 Mise au point de la technique de détection homodyne

Le but de l'expérience présentée dans cette section est de décrire la mesure de la phase du champ à travers la technique de détection homodyne. Nous allons montrer que la probabilité de détecter l'atome sonde dans les deux états atomiques donne approximativement la valeur de la fonction Q du champ. Par rapport à la technique de détection homodyne introduite au § 3.1.1, nous n'envoyons ici aucun atome dans la cavité entre les deux impulsions.

La fig. 3.10 montre, de façon qualitative, le déroulement spatio-temporel de l'expérience. Nous allons d'abord injecter un champ dans la cavité, pendant l'impulsion I_1 . Nous allons ensuite injecter une deuxième impulsion I_2 et nous allons envoyer l'atome sonde qui interagit à résonance avec le champ.

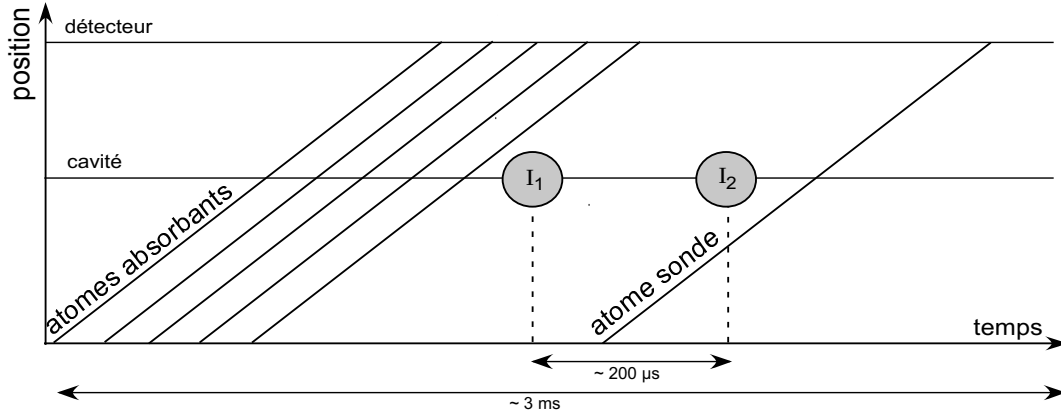


FIG. 3.10 – Principe de l'expérience de détection homodyne du champ dans le diagramme spatio-temporel.

Pour obtenir un signal statistiquement significatif, il faut répéter l'expérience un très grand nombre de fois et accumuler les résultats de toutes les acquisitions (cf. § 1.2.4). Les conditions expérimentales de départ doivent être strictement identiques dans chaque séquence. En particulier, il faut qu'au début de chaque séquence expérimentale le champ injecté au cours des deux impulsions d'homodynage I_1 et I_2 de la séquence précédente soit complètement effacé. Pour cela, comme la fig. 3.10 le montre, nous envoyons plusieurs paquets d'atomes préparés dans l'état $|g\rangle$ au début de chaque séquence, chaque paquet contenant une dizaine d'atomes. Ces atomes absorbent le champ restant dans la cavité à l'issue de la séquence expérimentale précédente.

3.3.1 Expériences et réglages préliminaires

Dans les prochains paragraphes nous discutons le choix des paramètres expérimentaux et les expériences préliminaires qui expliquent ces choix.

3.3.1.a Accord de la fréquence de la cavité

Nous avons besoin tout d'abord de déterminer la fréquence de la cavité, pour être capable, dans la suite, de régler le désaccord δ entre la fréquence de la transition atomique et la fréquence propre de la cavité.

Nous avons déjà discuté des méthodes d'accord au § 1.3.2, où nous avons vu que nous disposons de deux paramètres réglables pour contrôler δ : la distance entre les miroirs et le champ électrique dans la cavité, qui permet de varier par effet Stark la fréquence de la transition atomique. La distance entre les miroirs, qui détermine la fréquence de résonance de la cavité, peut être modifiée en appliquant une tension électrique aux cales piézoélectriques situées sous un des deux miroirs. Pour accorder la cavité sur la fréquence atomique, nous effectuons une expérience similaire au micromaser [97, 98]. Nous préparons des atomes dans l'état $|e\rangle$ et nous les envoyons, sans les sélectionner en vitesse, dans la cavité initialement dans l'état d'équilibre thermique. Nous détectons l'énergie des atomes après l'interaction avec le mode en fonction de la distance entre les miroirs. Lorsqu'un des deux modes est résonnant avec la fréquence atomique, il y a un échange d'énergie par des oscillations de Rabi entre les atomes, préparés dans l'état $|e\rangle$, et la cavité.

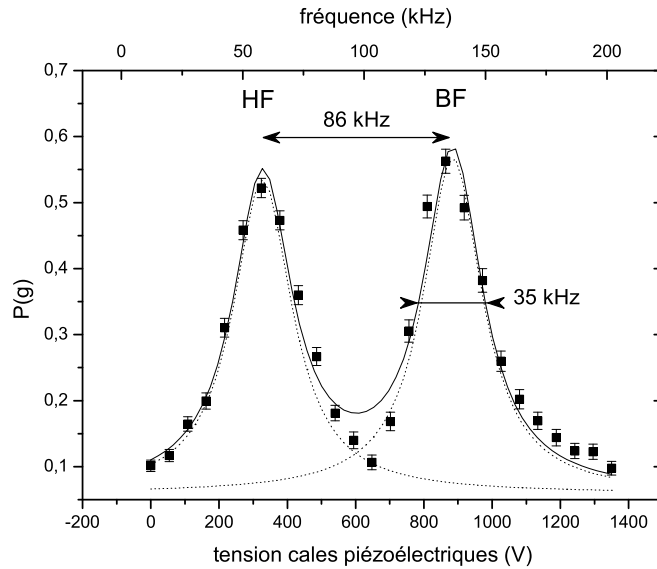


FIG. 3.11 – Probabilité qu'un atome subisse une transition de l'état $|e\rangle$ vers $|g\rangle$ en fonction de la tension appliquée aux cales piézoélectriques de contrôle de la fréquence de la cavité. Les deux pics correspondent aux valeurs de tension pour lesquelles le mode HF et BF sont en résonance avec la cavité. L'ajustement à travers la somme de deux courbes lorentziennes est montré.

La fig. 3.11 montre la probabilité de détecter les atomes dans l'état $|g\rangle$ en fonction de la tension appliquée aux cristaux piézoélectriques. Nous observons que le transfert des atomes de l'état $|e\rangle$ initial à l'état $|g\rangle$ est maximum pour deux valeurs de tension. Ces deux valeurs correspondent aux fréquences propres du mode à haute (HF) et à basse fréquence (BF) (cf. § 1.3.1). Puisque nous connaissons le facteur de conversion entre la

tension appliquée sur les cales piézoélectriques et la fréquence de résonance de la cavité, à travers une procédure de calibration qui consiste à mesurer la fréquence absolue en fonction de la tension appliquée, nous pouvons déterminer l'écartement entre les modes HF et BF, égal à 86 kHz. Pendant cette expérience le champ électrique est à la valeur de 0,25 V/cm.

Soulignons que plus la tension appliquée est élevée plus haute est la fréquence de résonance, puisque les cristaux piézoélectriques exercent une pression sur un des deux miroirs et réduisent ainsi la longueur de la cavité. La plage de fréquences que nous pouvons explorer par cette méthode est de 400 kHz, avec une résolution de l'ordre d'une dizaine de Hz. Cependant, nous observons dans la fig. 3.11 que les pics sont beaucoup plus larges que la résolution dont nous disposons. En effet, bien que la largeur naturelle du niveau $|e\rangle$ soit d'environ $\gamma \simeq 30$ Hz et que la largeur du mode de la cavité soit $\kappa/2\pi \simeq 200$ Hz, les pics du signal sont élargis par le temps d'interaction limité, de l'ordre de 20 μ s, entre les atomes de Rydberg et le mode de la cavité. Nous observons que, malgré cette largeur, qui vaut environ 35 kHz, l'écart entre les deux fréquences est suffisant pour négliger un des deux modes lorsque la fréquence atomique est résonnante avec l'autre. Dans la suite, il nous sera pratique de fixer la fréquence de la cavité à une valeur plus élevée que la fréquence du mode HF de ~ 100 kHz et de faire varier la fréquence atomique par effet Stark. Rappelons que l'effet Stark différentiel entre les niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$ est quadratique et négatif, ce qui entraîne que, lorsque le champ électrique est plus élevé que sa valeur de repos $E = 0,25$ V/cm, la fréquence de la transition $e - g$ diminue.

3.3.1.b Choix de la vitesse des atomes

Comme nous l'avons vu au § 1.2.3, la distribution en vitesse des atomes de Rydberg est une courbe maxwellienne centrée autour de 335 m/s. Dans le choix de la vitesse de l'atome sonde, il nous a semblé naturel d'utiliser la classe de vitesse la plus peuplée, ce qui permet d'appliquer des impulsions de circularisation plus brèves et d'avoir une sélection de vitesse en temps de vol plus fine. Les atomes absorbants qui effacent le champ résiduel au début de chaque séquence, pour la même raison, sont réglés à 335 m/s.

3.3.1.c Paramètres des atomes absorbants

Les atomes envoyés au début de chaque séquence expérimentale ont pour rôle d'absorber le champ qui reste à la fin de la séquence précédente. Ce champ, comme nous le verrons dans la suite, a un nombre moyen de photons maximal de l'ordre de 120 photons. Bien qu'une bonne partie de ce champ soit dissipée à cause de l'amortissement du champ pendant la durée de la séquence, de l'ordre de 3 ms, un champ maximal avec un nombre moyen de photons de l'ordre de la dizaine reste dans la cavité à la fin de la séquence expérimentale. Nous avons intérêt à envoyer un nombre d'atomes de l'ordre de quelques dizaines pour être sûrs que tout le champ est absorbé. La solution naturelle est de rallonger la durée des impulsions de circularisation (cf. § 1.2.2) pour avoir un paquet d'atomes contenant quelques dizaines d'atomes. Cependant, comme nous l'avons vu au § 1.2.3, une durée des impulsions de circularisation trop longue réduirait excessivement la finesse de la sélection de vitesse par temps de vol et créerait trop d'atomes mal sélectionnés en vitesse qui

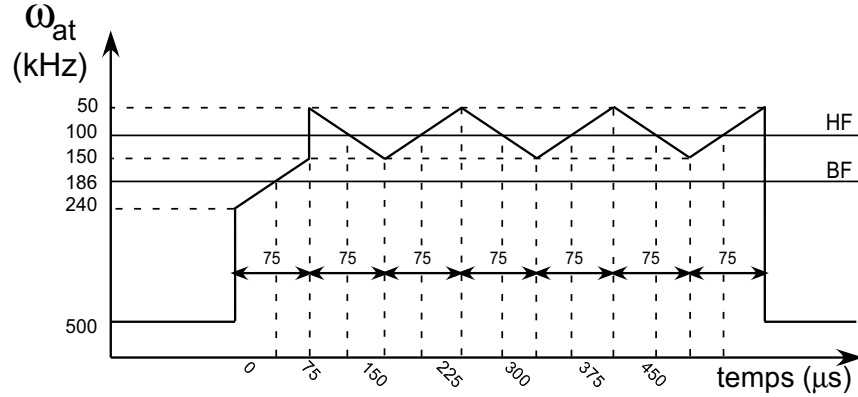


FIG. 3.12 – Variation de la fréquence atomique par effet Stark au moment où les 7 paquets d’atomes absorbants traversent la cavité. Les paquets sont séparés de 75 μs .

traverseraient la cavité au mauvais moment. Par conséquent, un choix plus judicieux consiste à utiliser plusieurs paquets d’atomes absorbants contenant un nombre limité d’atomes et à réduire ainsi la dispersion en vitesse dans chaque paquet. Nous avons choisi d’utiliser 7 paquets d’atomes avec un nombre moyen d’atomes par paquet égal à 10.

La fréquence de la transition atomique est réglée de façon à ce qu’elle varie autour de la fréquence du mode HF au moment où l’atome traverse la cavité. Cela permet d’avoir, par des passages adiabatiques rapides, une absorption du champ par les atomes plus efficace par rapport à une simple interaction résonnante, dans laquelle chaque atome a une probabilité maximale d’absorber un photon de 50%. La fig. 3.12 montre la variation de la fréquence atomique par rapport aux modes HF et BF au moment du passage des 7 paquets d’atomes absorbants. Le premier paquet d’atomes absorbe le photon dans le mode BF.

3.3.1.d Durée des injections micro-onde

Pendant les deux impulsions d’homodynage le champ externe est injecté dans le mode HF de la cavité. Le mode BF est non seulement inutile mais, en plus, il est dangereux. Lorsque l’on injecte un champ micro-onde externe dans le mode HF, en effet, il faut prendre soin à ne pas injecter du champ dans le mode BF, pour éviter un effet de déplacement lumineux de la fréquence de la transition atomique en fonction de l’intensité du champ injecté dans le mode BF.

La durée limitée de l’injection du champ nous donne une structure de son spectre de fréquences en sinus cardinal, centrée autour de la fréquence d’injection. Avec une durée d’injection I_1 de 23,3 μs , la position du deuxième minimum du sinus cardinal est à ~ 86 kHz de la fréquence centrale (fig. 3.13). Cette valeur correspond à l’écart en fréquence entre les deux modes. Avec ce choix, lorsque l’on injecte dans le mode HF nous pouvons négliger le champ injecté dans le mode BF, qui a une intensité de 30 dB plus petite.

Pour que le champ s’amortisse le moins possible entre les deux impulsions à cause de

l'amortissement de la cavité, qui a un temps de vie de $\tau = 860 \mu\text{s}$ pour le mode HF, nous avons intérêt à rapprocher temporellement les deux impulsions. Cependant, puisque le but dans la suite des expériences est de faire passer un atome entre les deux impulsions pour qu'il soit détecté à travers le déphasage qu'il provoque, nous devons laisser un délai suffisant pour que l'atome puisse traverser la cavité entre les deux impulsions. Nous avons choisi, comme compromis, un délai entre les deux impulsions d'environ $140 \mu\text{s}$.

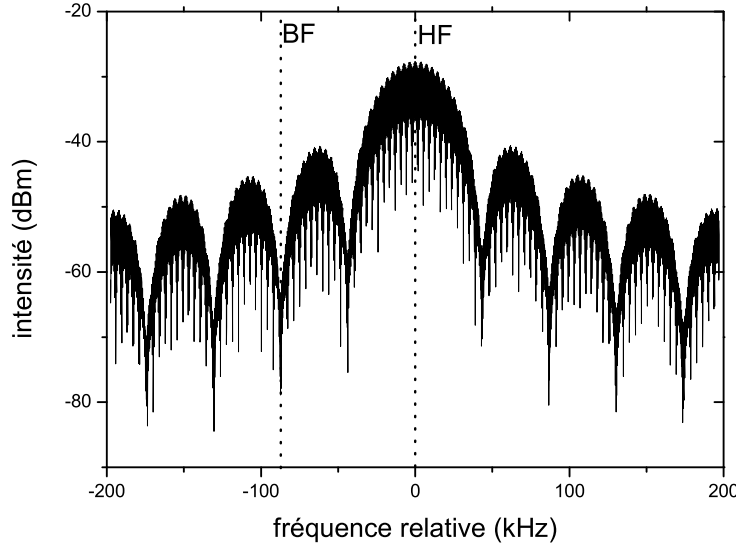


FIG. 3.13 – Spectre de la source pulsée avec une durée de l'impulsion de $23,3 \mu\text{s}$. La position des modes HF et BF est indiquée. Le mode BF se trouve dans un minimum du sinus cardinal. Les nombreux pics fins orientés vers le bas sont liés à la fréquence de répétition que nous avons choisie au moment de l'enregistrement du signal sur l'analyseur de spectre.

Comme nous l'avons vu dans l'explication de la technique d'homodyne, nous avons intérêt à ce que le deuxième champ injecté annule le mieux possible le premier, pour optimiser le contraste du signal d'homodyne en fonction de la phase. Il faut donc régler le nombre moyen de photons de l'impulsion I_2 pour qu'il soit égal au nombre moyen de photons du champ dans la cavité au moment de la deuxième injection. Puisque le nombre moyen de photons du champ décroît au taux $\kappa = 1/\tau$ et le nombre moyen de photons injectés est proportionnel au carré de la durée de l'injection, la durée t_2 de l'impulsion I_2 est fixée à $t_2^2 = t_1^2 e^{-\delta t/\tau}$, où δt est le délai entre les deux injections. La valeur utilisée est $t_2 = 20,6 \mu\text{s}$.

Il faut que le champ injecté dans le mode BF reste négligeable lorsqu'on balaye la fréquence d'injection, ce qui est nécessaire pour faire varier la phase d'homodyne. Lorsqu'on balaye la fréquence de la source externe on change la fréquence centrale du sinus cardinal, et par conséquent la position des minima change également. Le mode BF, dans lequel nous ne voulons pas injecter de champ, risque de sortir du deuxième minimum du sinus cardinal.

Cependant, avec le choix que nous venons de faire du délai $T_{12} = 140 \mu\text{s}$ entre les instants initiaux des deux impulsions, pour avoir une variation de la phase d'une période 2π il suffit de balayer la fréquence de la source externe de $1/T_{12} \sim 7 \text{ kHz}$. Pour une excursion en fréquence si petite le mode BF reste en bonne approximation dans le minimum du sinus cardinal. Puisque la deuxième impulsion est plus brève que la première, en outre, les minima du sinus cardinal sont plus éloignés de la fréquence centrale. Même en tenant compte de ces deux effets, la puissance injectée dans le mode BF est toujours inférieure d'au moins 25 dB par rapport à celle injectée dans le mode HF.

3.3.1.e Calibration du champ injecté

Une fois les durées des impulsions d'injection choisies, il faut calibrer l'intensité de la source externe pour contrôler le nombre moyen de photons du champ classique injecté.

Entre la source micro-onde externe et les guides d'onde qui amènent les signaux micro-onde dans la cavité nous avons placé des atténuateurs réglables très précis, leur résolution étant de 0,1 dB (cf. fig. 1.16). Cependant, dans le parcours après l'entrée des guides d'onde dans le cryostat et jusqu'à l'injection dans la cavité, les signaux micro-onde injectés par l'extérieur subissent des pertes difficiles à estimer, de l'ordre de plusieurs dizaines de décibels. La seule façon de mesurer précisément le champ dans la cavité, donc, est d'utiliser une sonde très sensible et ayant accès à la cavité : les atomes de Rydberg eux-mêmes. Le but de la procédure de calibration est de connaître le nombre moyen de photons du champ cohérent injecté dans la cavité en fonction de la valeur de l'atténuation ajustée à l'extérieur.

La procédure de calibration est fondée sur le déphasage de la fonction d'onde du dipôle atomique par l'interaction dispersive entre l'atome et le champ stocké dans la cavité. Ce déphasage est mesuré à travers l'interférométrie de Ramsey, par la technique discutée au § 2.3.2.

Le diagramme spatio-temporel de l'expérience est représenté dans la fig. 3.14(a). Un atome préparé dans l'état $|g\rangle$ interagit dans les zones de Ramsey $R1$ et $R2$, illustrées dans la fig. 2.15, avec un champ classique injecté par l'extérieur à travers le trou de couplage latéral de la cavité. La fréquence du champ injecté est résonnante avec la transition atomique $g-i$. Les intensités et les durées des deux injections sont réglées de façon à réaliser une impulsion $\pi/2$ dans chaque zone $R1$ et $R2$. Entre les deux injections l'atome interagit dispersivement avec le mode HF de la cavité, sa fréquence étant désaccordée de 100 kHz par rapport à la fréquence du mode HF. Au début de chaque séquence expérimentale 7 paquets d'atomes absorbants, du même type que ceux décrits dans le paragraphe précédent, effacent le champ injecté dans la cavité au cours de la séquence précédente. La séquence des 7 atomes absorbants n'est pas représentée en détails sur la figure, mais simplement résumée par le cadre au début du diagramme. Avant le passage de l'atome, 5 autres paquets d'atomes absorbent le champ thermique. Pour éviter que le champ thermique ne retourne à la valeur d'équilibre $\bar{n} \sim 1$ avant l'arrivée de l'atome utilisé pour la calibration du champ, le délai entre les 5 paquets absorbants et l'atome est petit. Le dernier de ces paquets atomiques traverse le mode 175 μs avant la première impulsion micro-onde dans la cavité.

Au-dessous du diagramme principal, la fréquence de la transition atomique en fonction du

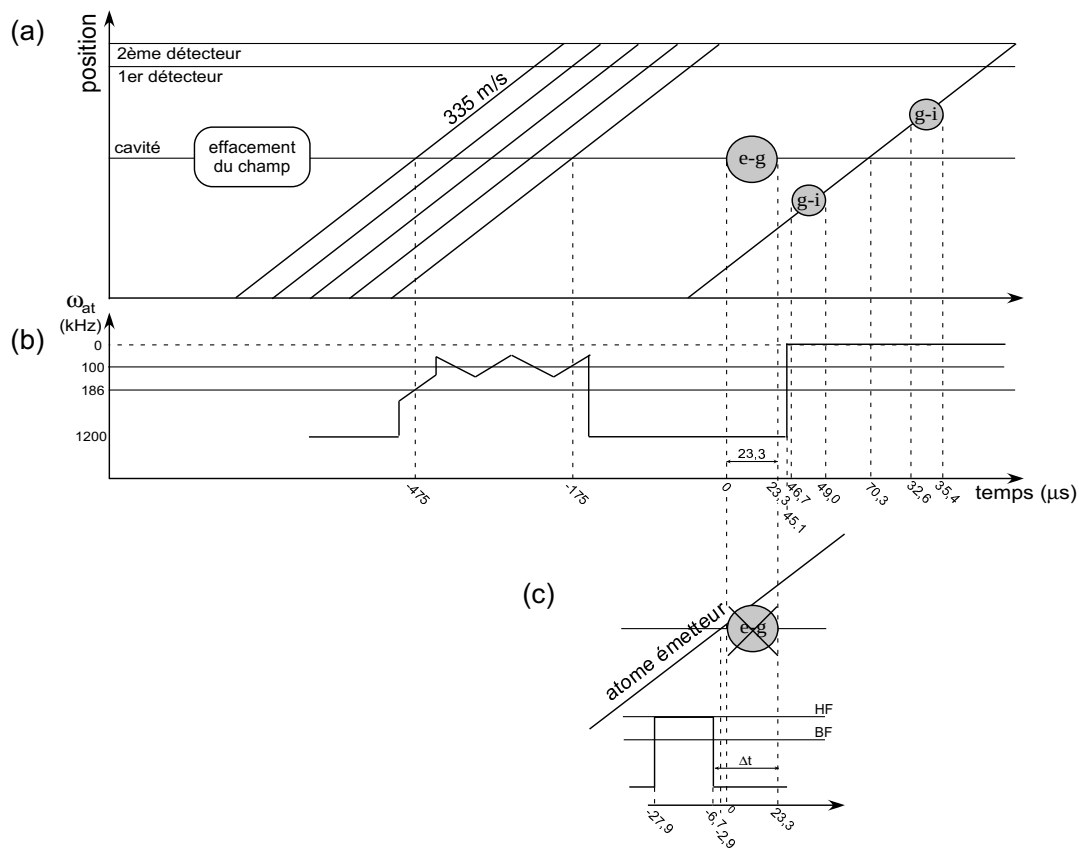


FIG. 3.14 – (a) Diagramme spatio-temporel de l'expérience de calibration du nombre de photons. (b) Variation de la fréquence de la transition atomique réglée par effet Stark (cf. § 1.2.1 et § 1.3.2) au cours de la séquence expérimentale. (c) Diagramme de l'expérience de référence qui mesure le déphasage à un photon.

temps est représentée (fig. 3.14(b)). La distance entre les deux miroirs est réglée de telle façon que la fréquence atomique est résonnante avec le mode HF lorsqu'elle est déplacée de 100 kHz par le champ électrique Stark.

Comme l'indique l'éq. (2.89), le déphasage des franges est proportionnel à $|\alpha|^2 \sin \Phi_0$, où $|\alpha|^2$ est le nombre moyen de photons du champ injecté, que l'on veut mesurer, et Φ_0 est le déphasage provoqué par le champ $|n=1\rangle$. Deux expériences sont nécessaires. Il faut tout d'abord mesurer la valeur Φ_0 du déphasage des franges par photon. Ensuite, il faut mesurer le déphasage provoqué par un champ cohérent pour plusieurs valeurs de l'atténuation pour dériver la dépendance entre la valeur de l'atténuation et le nombre moyen de photons du champ injecté.

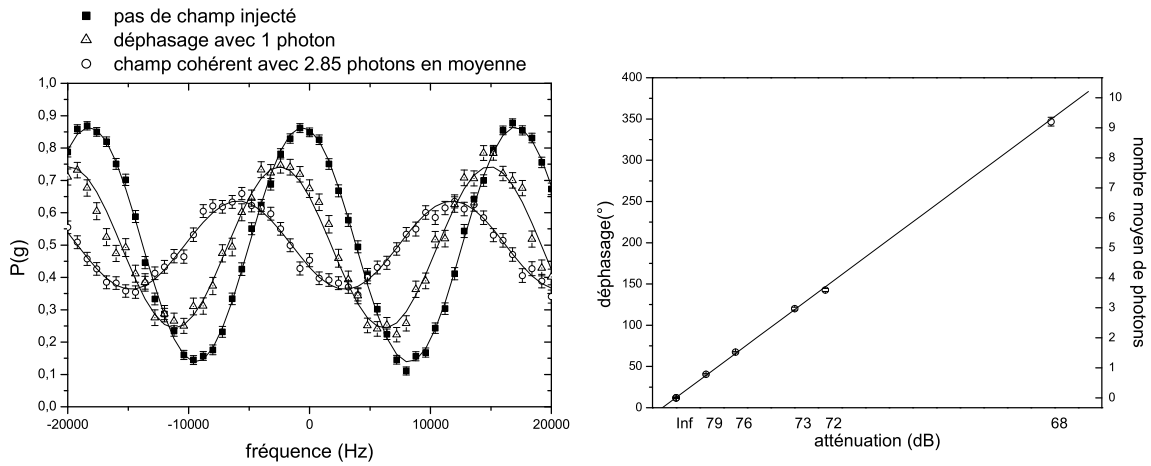


FIG. 3.15 – (a) Système des franges de Ramsey correspondant à différents champs dans la cavité. (b) Dépendance du déphasage en fonction de l'atténuation du signal micro-onde injecté.

Pour effectuer l'expérience de référence de mesure de Φ_0 nous avons remplacé l'injection du champ externe par l'émission d'un photon par un atome auxiliaire préparé dans l'état $|e\rangle$ pendant une impulsion π de Rabi dans le mode HF. La fig. 3.14(c) schématise la différence apportée au schéma du déroulement spatio-temporel pour cette expérience de référence. L'expérience donne la valeur $\Phi_0 = (43,0 \pm 2,5)^\circ$, en accord avec la valeur théorique $\Phi_0 = 44,7^\circ$, obtenu en partant de l'éq. (2.84) et en posant $\delta/2\pi = 100$ kHz. Comme le montre la figure, il y a un délai $\Delta t = 30$ μ s entre la fin de l'injection du champ cohérent dans l'expérience de calibration et la fin de l'interaction π de l'atome qui émet un photon dans l'expérience de mesure de référence du déphasage par photon. Ce délai est pris en compte dans le calcul du nombre moyen de photons du champ.

La fig. 3.15(a) montre un système de franges acquises sans injecter aucun champ dans la cavité, avec un photon émis dans la cavité et en présence d'un champ cohérent. La fig. 3.15(b) montre le déphasage de plusieurs systèmes de franges en fonction de l'atténuation programmée, en unités linéaires. Puisque, en connaissant le déphasage par photon Φ_0 et en mesurant le déphasage provoqué par le champ cohérent $|\alpha|^2 \sin \Phi_0$, nous obtenons

le nombre moyen de photons $|\alpha|^2$, la courbe 3.15(b) nous indique le nombre moyen de photons injectés en fonction de la valeur de l'atténuation programmée sur les atténuateurs externes.

L'incertitude estimée sur le nombre de photons est de l'ordre de 10%. Elle dérive principalement des erreurs systématiques dans la mesure du déphasage Φ_0 de référence. Lorsqu'on crée l'état $|n = 1\rangle$ dans la cavité, celui-ci relaxe, pendant le délai de $\sim 80 \mu\text{s}$ avant que l'atome qui mesure le champ entre dans la cavité, vers un mélange statistique des états $|n = 0\rangle$ et $|n = 1\rangle$. Il est difficile de corriger cet erreur systématique puisque le déphasage provoqué par un état nombre $|n = 1\rangle$ qui relaxe vers l'état du vide pendant un temps τ n'est pas une fonction simple de τ .

3.3.1.f Durée de l'interaction résonnante de l'atome sonde

Lorsque les deux champs d'homodyne sont en opposition de phase ($\phi = \phi'$ dans la fig. 3.1 où, en l'absence d'atomes entre les deux impulsions, $\phi' = 0$), aucun champ n'est censé être présent dans le mode au moment où l'atome sonde traverse la cavité. On s'attend à ce que l'atome sonde, préparé dans l'état $|g\rangle$, sorte avec 100% de probabilité dans cet état.

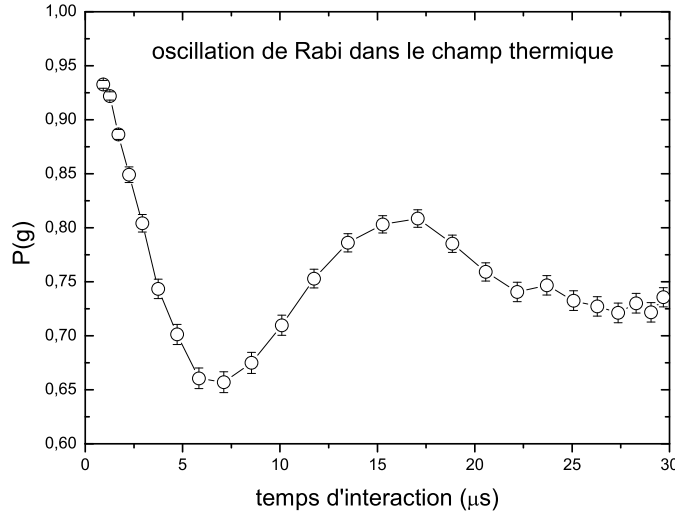


FIG. 3.16 – Oscillation de Rabi d'un atome à 335 m/s préparé dans l'état $|g\rangle$ dans le mode HF dans un champ thermique de $\bar{n} \sim 1$.

Cependant, comme nous l'avons vu dans le § 1.3, à cause de la mauvaise isolation de la cavité du rayonnement provenant des parties plus chaudes du montage, un champ thermique avec un nombre moyen de photons $\bar{n} \sim 1$ est toujours présent dans le mode. Par conséquent, pour la valeur de la phase d'homodyne $\phi = \phi'$, la cavité ne reste pas dans l'état du vide mais contient un champ thermique de l'ordre de $\bar{n} \sim 1$. La fig. 3.16 montre l'oscillation de Rabi d'un atome à 335 m/s préparé dans l'état $|g\rangle$ avec le mode HF dans

le champ thermique. Le signal montre que, de façon qualitative, pendant une interaction complète l'atome effectue une oscillation 3π avec le mode. La probabilité finale de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$, lorsque la fréquence atomique est accordée à la fréquence de la cavité pendant toute la durée de l'interaction, est de l'ordre de 75%.

Notre but est d'avoir une probabilité la plus grande possible de détecter l'atome sonde dans l'état $|g\rangle$, lorsque les deux impulsions sont en opposition de phase. Nous avons donc décidé, dans l'expérience, de laisser la fréquence atomique accordée avec le mode de la cavité pendant toute la durée de l'interaction. On s'attend donc à ce que l'atome, lorsque la phase de la détection homodyne est $\phi = \phi'$, sorte dans l'état $|g\rangle$ avec une probabilité de 75%.

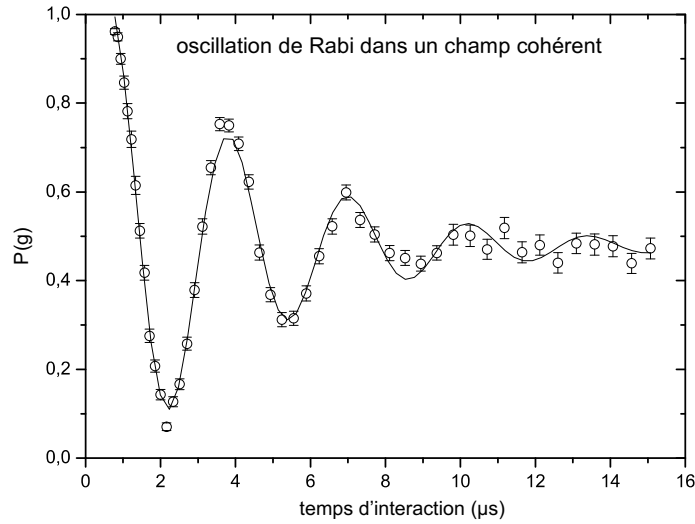


FIG. 3.17 – Oscillation de Rabi d'un atome à 335 m/s préparé dans l'état $|g\rangle$ avec un champ cohérent de 30 photons en moyenne dans le mode HF. Les oscillations s'amorcent autour de la valeur de 0,48 plutôt que 0,5. Cette différence est due aux imperfections expérimentales.

Lorsque le nombre moyen de photons du champ augmente, pour des valeurs de phase qui s'écartent progressivement de $\phi = \phi'$, l'atome interagit avec un champ de plus en plus intense. Pour un nombre moyen de photons de quelques unités, l'atome sort de la cavité à probabilité égale dans l'état $|g\rangle$ ou $|e\rangle$. La fig. 3.17 montre l'oscillation d'un atome à 335 m/s préparé dans $|g\rangle$ avec un champ cohérent contenant en moyenne ~ 30 photons. On remarque que la probabilité de détecter l'atome dans l'état $|g\rangle$, à la fin de l'interaction, vaut $\sim (48 \pm 1)\%$, plutôt que 50% comme on l'attend. Cette différence est due à deux effets. Tout d'abord, les imperfections du système de détection (cf. § 1.2.4) font qu'une fraction des atomes dans l'état $|g\rangle$ sont détectés par erreur en tant qu'atomes dans l'état $|e\rangle$. La procédure de préparation non parfaite, ensuite, crée un fond d'atomes non circulaires excités en même temps que les atomes circulaires, et ayant une énergie d'ionisation très proche. Ces atomes *impurs* n'interagissent pas avec la cavité et restent

dans l'état atomique dans lequel ils ont été préparés.

Dans la suite, en tenant compte du réglage du temps d'interaction de l'atome sonde et de l'erreur de détection, on s'attend à ce que le signal d'homodynage présente un fond centré à 0,48 et une valeur au centre du pic de 0,75.

3.3.2 Expérience de mesure de la phase du champ

Nous passons maintenant à la discussion de l'expérience de mesure de la phase d'un champ par la technique de détection homodyne. Pour l'instant aucun atome susceptible de déphaser le champ cohérent n'est envoyé entre les deux injections du champ. La fig. 3.18 montre le diagramme spatio-temporel de l'expérience.

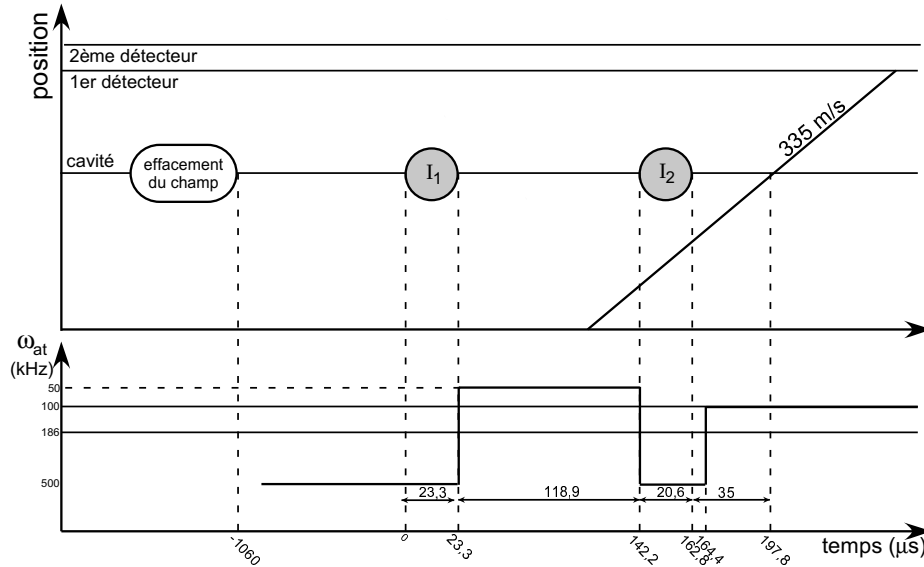


FIG. 3.18 – Diagramme spatio-temporel de l'expérience de référence avec l'atome sonde.

D'après les choix des paramètres expérimentaux discutés dans le paragraphe précédent, l'expérience se déroule de la manière suivante. 1060 μs après le passage dans la cavité des 7 paquets d'atomes absorbants, contenant chacun ~ 12 atomes, un champ micro-onde I_1 est injecté dans le mode HF de la cavité, pendant une durée de 23,3 μs . Après un délai de 119 μs , la deuxième injection I_2 , de durée de 20,6 μs , est accomplie. Le nombre moyen de photons du champ à moitié entre les deux impulsions est 29. L'atome sonde à 335 m/s est préparé dans l'état $|g\rangle$ et traverse la cavité 35 μs après I_2 . Soulignons que les paquets d'atomes absorbants envoyés au début de chaque séquence ont pour rôle d'effacer le champ injecté dans la séquence précédente. Puisque ces atomes traversent la cavité 1060 μs avant la première injection, et compte tenu du taux d'amortissement de la cavité $\kappa^{-1} = 860$ μs , le champ thermique a le temps de retourner à la valeur d'équilibre de $\bar{n} = 1$ avant la première injection. Lorsqu'on effectue les impulsions d'homodyne, le champ injecté se superpose donc au champ thermique à l'équilibre.

La fréquence de la cavité est accordée par rapport à la fréquence de la transition atomique par la méthode d'accord classique décrite au § 1.3.2. Nous avons ajusté la distance entre les deux miroirs de façon à ce que, pour que l'atome soit en résonance avec le mode HF, la fréquence atomique doive être déplacée par effet Stark de 100 kHz.

La fig. 3.19 montre un temps de vol des atomes, obtenu en mesurant le nombre d'atomes détectés dans les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ en fonction du temps d'arrivée au deuxième détecteur. Cependant, le premier détecteur est utilisé dans l'expérience. Celui-ci nous permet, comme

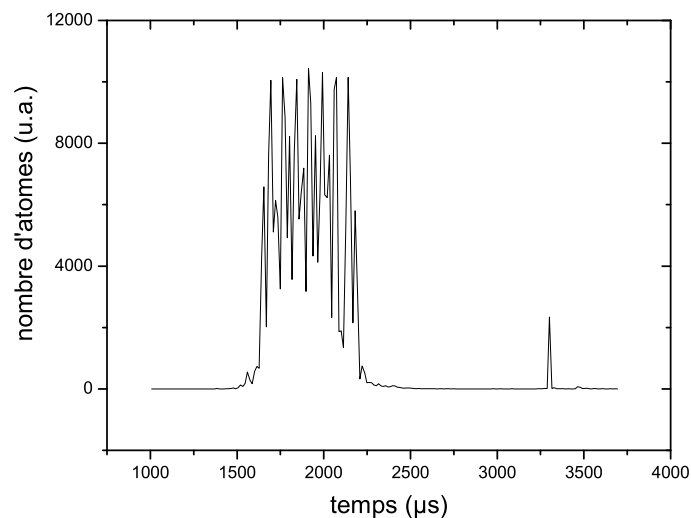


FIG. 3.19 – Temps de vol de l'expérience de référence avec l'atome sonde. On distingue les 7 paquets d'atomes absorbants et le paquet de l'atome sonde.

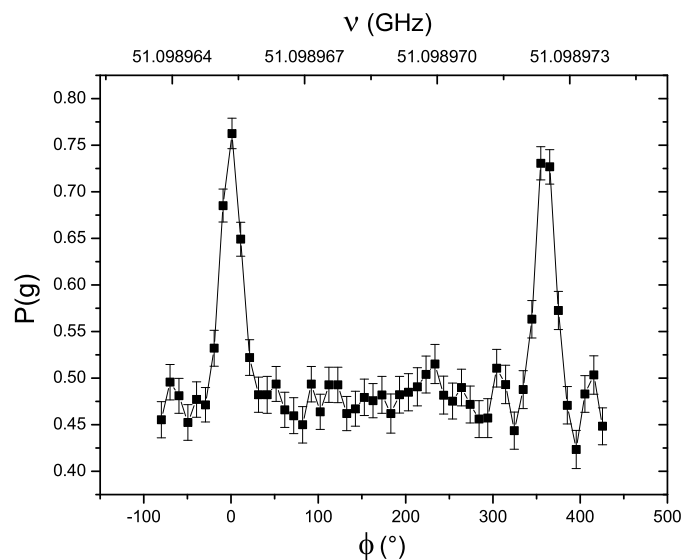


FIG. 3.20 – Probabilité de détecter l'atome sonde dans l'état $|g\rangle$ en fonction de la phase ϕ relative entre les deux injections. L'échelle au-dessus du graphe indique la fréquence de la source externe. Celle au-dessous indique la valeur de la phase $\pi + \phi$ d'homodynage.

nous l'avons montré dans le § 1.2.4, de détecter les deux états de l'atome $|e\rangle$ et $|g\rangle$ à l'intérieur de la même séquence expérimentale.

On répète l'expérience un grand nombre de fois en balayant la phase entre les deux impulsions, par la méthode décrite au § 3.2. La fig. 3.20 montre la probabilité de détecter l'atome sonde dans l'état $|g\rangle$ en fonction de la phase relative entre les deux injections, pour le champ injecté de 29 photons en moyenne. Le résultat montre ce que l'on attendait, en prenant en compte le réglage du temps d'interaction discuté au § 3.3.1.f. Lorsque les deux champs injectés sont en opposition de phase $\phi = \phi'$, ils se superposent de façon destructive et l'atome sort du mode de la cavité dans l'état $|g\rangle$ avec une probabilité de $\sim 75\%$. Au contraire, lorsque les deux champs se superposent avec une phase différente, l'atome interagit avec un champ non nul et il sort dans l'état $|g\rangle$ avec une probabilité de $\sim 48\%$.

3.3.2.a Mesure de la fonction Q

D'après l'éq. (2.17) de la p. 46, la valeur $Q(-\alpha)$ de la fonction Q au point $-\alpha$ de l'espace des phases est égale à la probabilité $P_\alpha(0)$ que le champ, déplacé du vecteur $|+\alpha\rangle$ dans le plan complexe, soit dans l'état $|n=0\rangle$ (fig. 3.21). Le rôle du champ $|\alpha\rangle$ de la fig. 3.1(c) est exactement celui de déplacer le champ $|\beta'\rangle$ d'un vecteur $|\alpha\rangle$. Si les conditions suivantes sont satisfaites, le taux d'absorption $P(g)$ de l'atome sonde est alors directement proportionnel, à une constante additive près, à la valeur de la fonction $Q(-\alpha)$:

- lorsque la cavité est dans l'état $|n=0\rangle$, l'atome doit rester dans l'état $|g\rangle$ dans lequel il a été préparé ;
- lorsque la cavité est dans l'un des états $|n>0\rangle$, l'atome doit absorber un photon avec une probabilité de 50%.

Puisque dans les expériences nous balayons uniquement la phase relative $\pi + \phi$ des deux champs injectés en laissant leur intensité inchangée, nous nous intéressons ici à une coupe de la fonction Q sur un cercle du plan complexe ayant un rayon constant $|\alpha| = \sqrt{\bar{n}}$, où $\bar{n}$ est le nombre moyen de photons du champ cohérent injecté.

À cause de la présence, en plus, du champ thermique, le champ dans la cavité avant l'injection du champ de déplacement $|\alpha\rangle$ est non pas un champ cohérent $|\beta'\rangle$ mais plus exactement un champ thermique déplacé par le champ cohérent $|\beta'\rangle$, dont les propriétés sont discutées au § 2.1.3.a. En partant de l'éq. (2.37), la fonction Q du champ thermique déplacé en fonction de la phase ϕ , à $|\alpha| = |\beta'|$ constant, est égale à :

$$Q_{\bar{n},\beta'}(\phi) \simeq \frac{1}{\pi(\bar{n}_{th} + 1)} \exp\left(-\frac{\bar{n}}{\bar{n}_{th} + 1}(\phi - \phi')^2\right) \quad (3.7)$$

où $\bar{n}$ est le nombre moyen de photons des champs cohérents $|\beta'\rangle$ et $|\alpha\rangle$ et $\bar{n}_{th}$ est le nombre moyen de photons du champ thermique. Le pic de la fonction est centré à la phase ϕ' du champ $|\beta'\rangle$. L'éq. (3.7) montre que, autour de la valeur $\phi = \phi'$, la fonction $Q_{\bar{n}_{th},\beta}(\phi)$ est en première approximation une fonction gaussienne de largeur :

$$\Delta\phi = \frac{\Delta\phi_0}{\sqrt{\bar{n}}} = \sqrt{\frac{2(\bar{n}_{th} + 1)}{\bar{n}}} \quad (3.8)$$

où la largeur est définie comme la distance entre les deux points de flexion et :

$$Q_{\bar{n},\beta'}(\phi' \pm \Delta\phi) = \frac{Q_{\bar{n},\beta'}(\phi')}{e^2} \quad (3.9)$$

Nous avons répété l'expérience de détection homodyne avec différentes valeurs d'intensité du champ injecté. La fig. 3.22(a) montre plusieurs courbes d'homodynage prises pour différentes valeurs d'intensité du champ $|\beta\rangle$ injecté (en l'absence d'atomes déphaseurs $|\beta'\rangle = |\beta\rangle$). Nous observons l'élargissement des pics au fur et à mesure que le nombre moyen de photons diminue. La fig. 3.22(b) montre la largeur des courbes d'ajustement gaussien en fonction de $1/\sqrt{\bar{n}}$. On remarque la dépendance linéaire de la largeur du pic en fonction de $1/\sqrt{\bar{n}}$, en accord avec l'éq. (3.8).

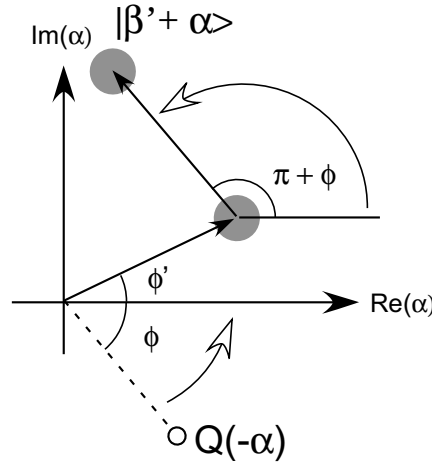


FIG. 3.21 – Pour mesurer la fonction Q du champ $|\beta'\rangle$ en fonction de la phase nous balayons la phase $\pi + \phi$ du champ $|\alpha\rangle$. Schéma du balayage dans le plan complexe.

En faisant un ajustement linéaire de la courbe 3.22(b) nous trouvons un facteur de proportionnalité $\Delta\phi_0 = (135 \pm 5)^\circ$, plutôt que 115° comme la théorie suggère, en présence d'un champ thermique de $\bar{n} = 1$ photon en moyenne. Le signal de détection homodyne donne donc une fonction $Q(\phi)$ légèrement *élargie*. Ceci est dû au fait que les conditions de transfert de l'atome sonde pour un champ dans l'état $|n = 0\rangle$ et $|n > 0\rangle$, résumées à la page précédente, ne sont pas parfaitement satisfaites. Pour affiner les pics d'homodynage, et mesurer ainsi la fonction Q de façon plus précise, il est nécessaire de régler différemment le temps d'interaction de l'atome sonde avec le mode de la cavité (cf. § 3.3.1.f).

Nous n'allons pas entrer dans les détails de l'optimisation de la mesure de la fonction Q que nous avons effectuée. La thèse de doctorat de Tristan Meunier [99] contient les résultats de ces améliorations. Dans les expériences que nous allons discuter dans la suite, nous utiliserons toujours le réglage de la transition atomique de l'atome sonde que nous venons de décrire. Le fait que la fonction mesurée soit une fonction Q élargie n'aura pas d'influence fondamentale dans les résultats que nous allons présenter par la suite.

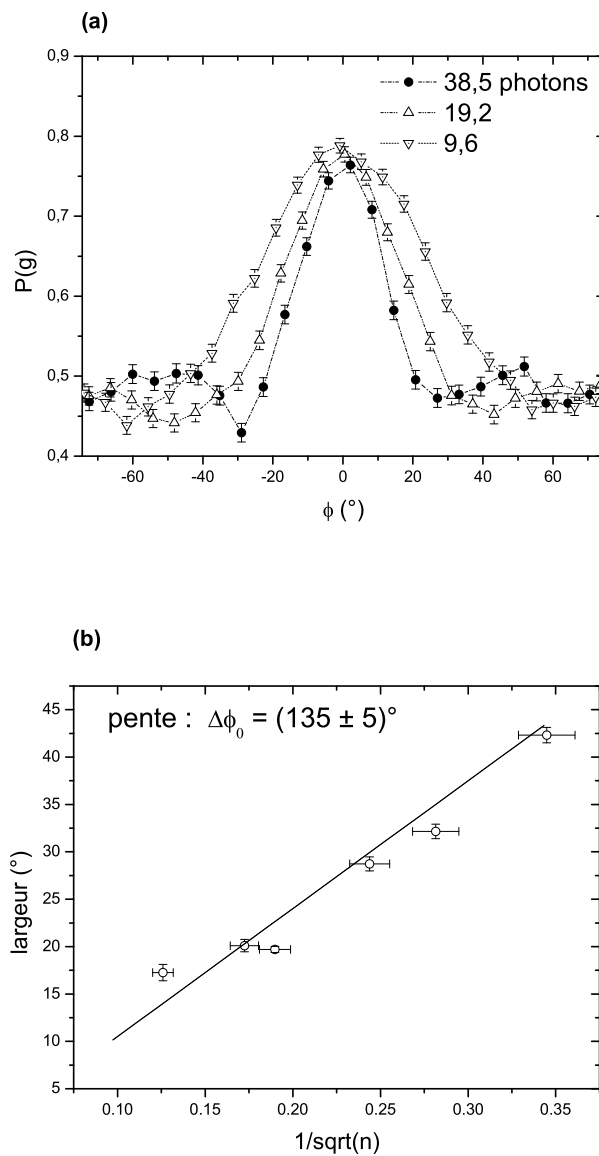


FIG. 3.22 – (a) Signaux d'homodyne pour différentes valeurs du nombre moyen de photons injectés. (b) Largeur des pics d'homodyne en fonction de $1/\sqrt{n}$.

3.4 Détection du déphasage du champ par un atome unique

Une fois la technique de la détection homodyne maîtrisée, nous allons maintenant étudier l'effet du déphasage provoqué par un atome qui traverse la cavité entre les deux impulsions d'homodynage. Dans la suite cet atome sera régulièrement appelé « atome déphaseur », puisque sa fonction est exactement de déphaser le champ injecté. Comme pour l'expérience décrite précédemment, un atome sonde, envoyé après la deuxième injection et interagissant de façon résonnante avec le mode, mesure le champ.

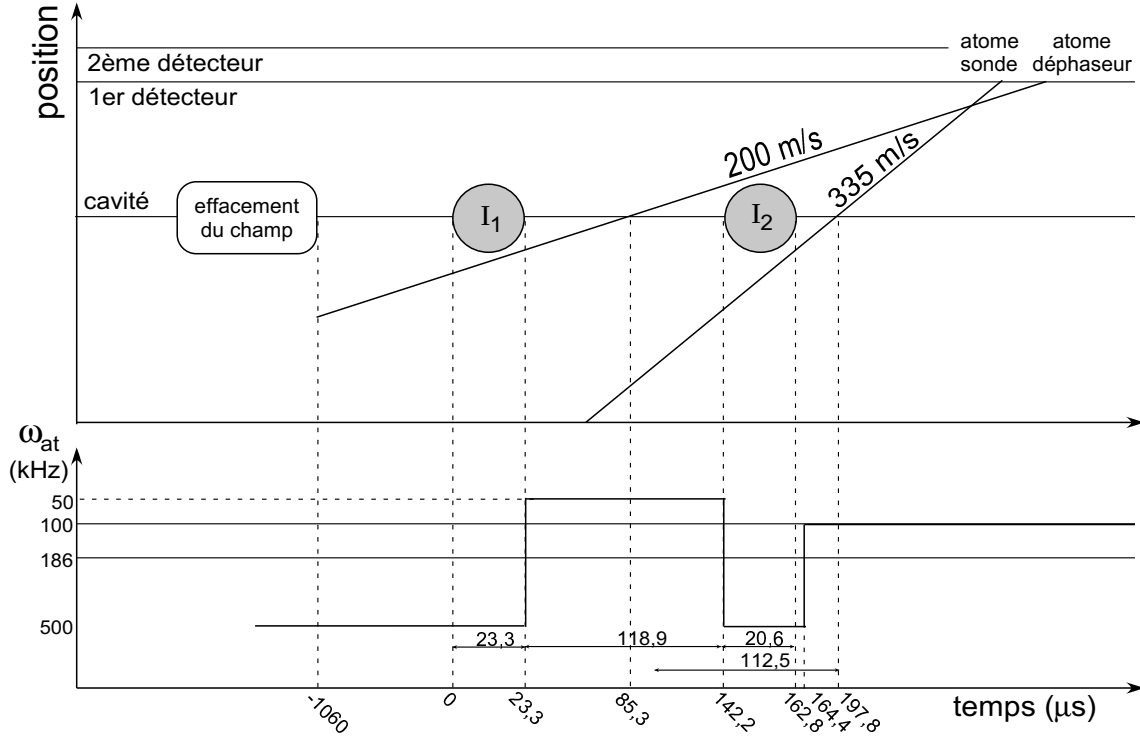


FIG. 3.23 – Diagramme spatio-temporel de l'expérience de détection homodyne avec un atome déphaseur entre les deux impulsions.

La fig. 3.23 résume l'expérience. Comme on le remarque en comparant cette figure avec la fig. 3.18, la seule différence entre les deux expériences est l'introduction de l'atome déphaseur. Les délais entre tous les événements restent inchangés. Le nombre moyen de photons du champ injecté, au moment où l'atome déphaseur traverse la cavité, est 29.

La fig. 3.24 montre la détection en temps de vol des atomes réalisée par le deuxième détecteur. À partir de cette mesure nous connaissons les nombres moyens d'atomes détectés dans chaque paquet, qui est 0,605 pour l'atome déphaseur, 0,9 pour l'atome sonde et 10 pour chaque paquet d'atomes absorbants. Puisque la distribution du nombre d'atomes dans chaque séquence est une distribution poissonnienne, comme on l'a vu au § 1.2.2, le nombre d'atomes préparés dans chaque paquet varie d'une séquence à l'autre. Nous nous attendons donc, lorsqu'on mesure le taux d'absorption de l'atome sonde en fonction de

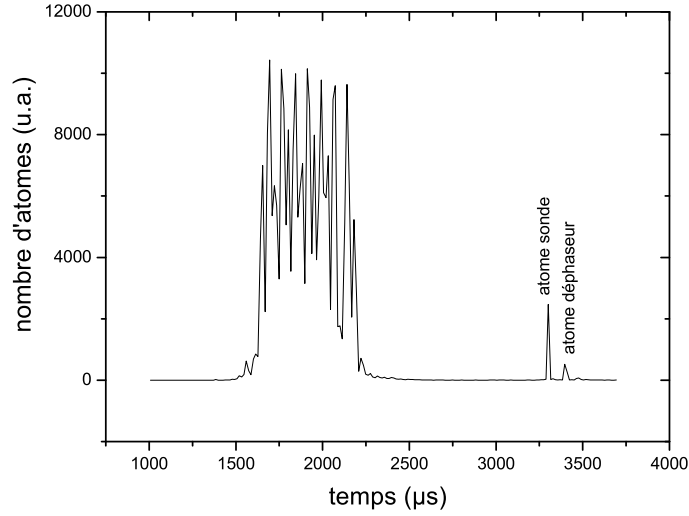


FIG. 3.24 – *Détection en temps de vol des atomes dans l'expérience de détection homodyne. On distingue dans l'ordre les 7 paquets d'atomes absorbants, le paquet de l'atome sonde et celui de l'atome déphaseur.*

la phase entre les impulsions, à différents pics correspondant au déphasage du champ par un nombre différent d'atomes déphaseurs. Pour que ces pics soient bien résolus, il faut les écarter le plus possible. Nous avons donc intérêt à maximiser le déphasage du champ provoqué par un atome. Pour cela il nous est nécessaire de choisir un temps d'interaction long et un désaccord atome-cavité petit. Pour la première raison nous avons choisi d'utiliser des atomes déphaseurs ayant une vitesse de 200 m/s, qui correspond à une des classes de vitesse les plus faibles possibles avec notre dispositif. Pour la deuxième nous avons choisi un désaccord $\delta = 50$ kHz. Comme nous l'avons vu au § 2.2.2.c, le branchement adiabatique de l'interaction nous permet de réduire le désaccord δ jusqu'à une valeur proche de la fréquence de Rabi du vide Ω_0 sans que il y ait d'échange d'énergie important entre l'atome et la cavité. Dans l'expérience, environ 15% des atomes déphaseurs échangent leur énergie avec le mode de la cavité, en passant de l'état interne dans lequel ils sont préparés ($|e\rangle$ ou $|g\rangle$) à l'autre état.

Les atomes dans le paquet de l'atome sonde et de l'atome déphaseur sont détectés à l'aide du premier détecteur. La fig. 3.25 montre le signal d'homodynage obtenu lorsque l'atome est préparé dans l'état $|e\rangle$. Nous distinguons trois pics, correspondant à trois valeurs de phase différentes. Le pic à $\phi = 0$ correspond aux séquences expérimentales où, à cause de la distribution aléatoire du nombre des atomes dans le paquet, aucun atome déphaseur n'est préparé. Le premier pic à sa droite correspond aux séquences où 1 atome est préparé. Le dernier pic correspond à la présence de deux atomes déphaseurs. L'aire des différents pics est proportionnelle à la probabilité d'avoir, de gauche à droite, 0, 1 ou 2 atomes déphaseurs.

À partir des séquences expérimentales enregistrées, nous pouvons considérer, par une pro-

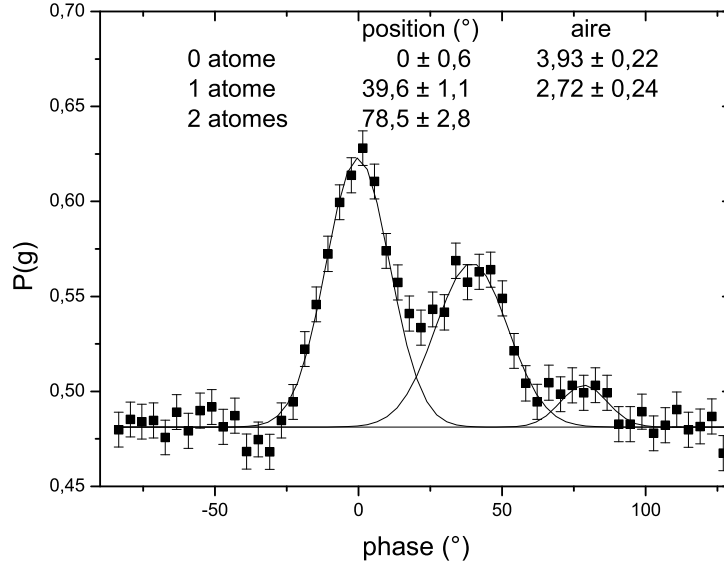


FIG. 3.25 – Signal d'homodyne obtenu en préparant l'atome déphaseur dans l'état $|e\rangle$. On distingue les pics correspondant aux séquences avec 0, 1 et 2 atomes déphaseurs.

cédure de post-sélection, uniquement celles où le nombre d'atomes détectés dans le paquet de l'atome déphaseur est égal à 0, 1 ou plus que 1. Cela nous permet d'avoir des signaux d'homodyne conditionnels à la détection d'un nombre donné d'atomes déphaseurs, dans lesquels nous nous attendons à avoir un seul pic, correspondant à un déphasage donné.

La fig. 3.26 montre les signaux d'homodyne conditionnels à la détection d'un atome déphaseur dans l'état $|e\rangle$, de 2 ou plus atomes, et le signal correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté. Les barres d'erreur statistiques sont d'autant plus importantes que le nombre d'événements correspondants est faible.

Les signaux d'homodyne conditionnels sont affectés par l'efficacité du détecteur. Dans le pic correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté, deux types de séquences expérimentales sont prises en compte : les séquences où aucun atome déphaseur n'est effectivement préparé et les séquences où un atome déphaseur est préparé mais n'est pas détecté, à cause de l'efficacité de détection limitée. De la même façon, le pic conditionnel à la détection d'un atome déphaseur est contaminé par les événements où plus d'un atome déphaseur sont préparés mais un seul est détecté. Nous nous servirons de cet effet pour calculer l'efficacité de détection du détecteur.

Pour vérifier que le signe du déphasage du champ cohérent après l'interaction avec l'atome déphaseur dépend de l'état interne de l'atome (cf. éq. (2.73)), nous avons répété l'expérience en préparant l'atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$ plutôt que dans l'état $|e\rangle$. La fig. 3.27 montre les résultats de l'expérience. Comme attendu, nous obtenons le même genre de signaux avec, comme différence, des valeurs de phase négatives. Les valeurs absolues du déphasage obtenues pour l'atome préparé dans l'état $|e\rangle$ (fig. 3.25) et $|g\rangle$ (fig. 3.27) sont compatibles avec les barres d'erreur.

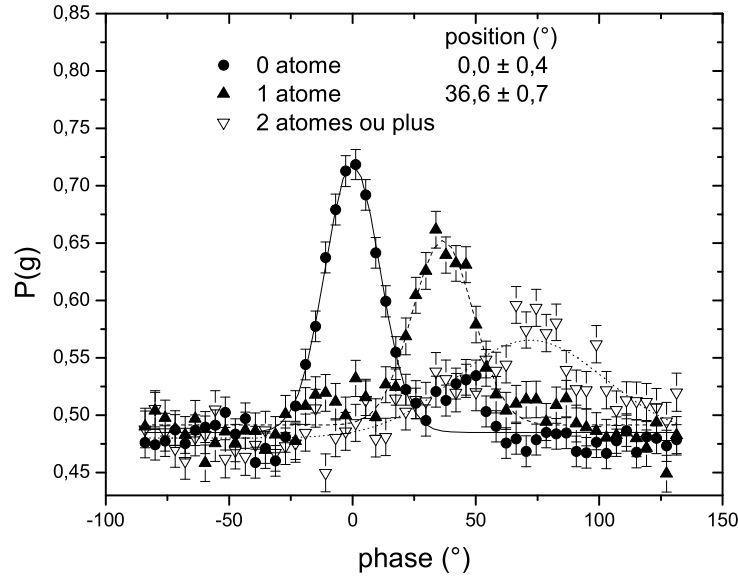


FIG. 3.26 – Signal d’homodyne obtenu en préparant l’atome déphaseur dans l’état $|e\rangle$. Les trois courbes correspondent aux signaux conditionnels à la détection de 0, 1 et >1 atomes. Les ajustements gaussiens des signaux sont représentés.

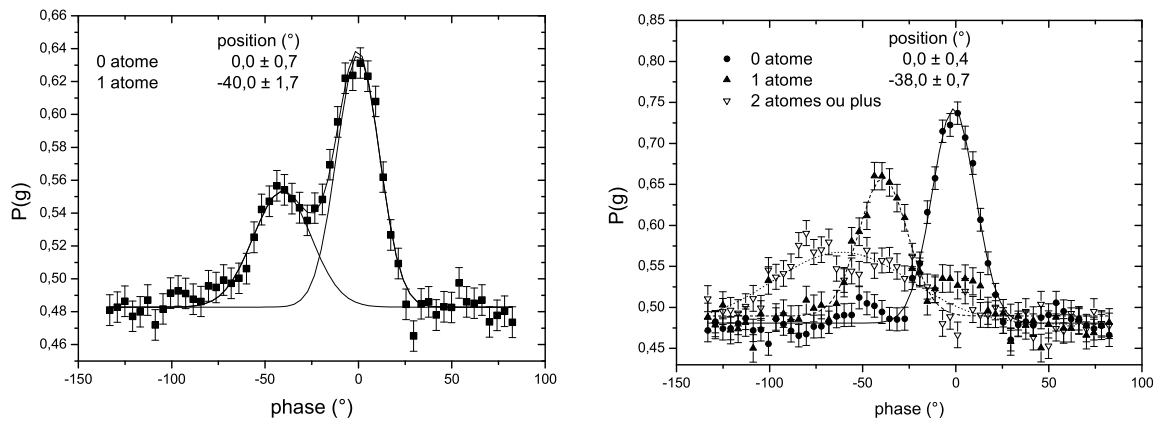


FIG. 3.27 – (a) Signal d’homodyne obtenu en préparant l’atome déphaseur dans l’état $|g\rangle$, équivalent à celui de la fig. 3.25 pour l’atome dans $|e\rangle$. (b) Signaux conditionnels.

Calcul du déphasage Le déphasage Φ_0 provoqué par l'atome déphaseur à 200 m/s avec un désaccord $\delta = 50$ kHz, en combinant les données des signaux montrés ci-dessus, avec l'atome préparé dans les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$, est $(39 \pm 2)^\circ$. Nous voulons vérifier que cette valeur est compatible avec la valeur attendue théoriquement. À cause du faible désaccord et du nombre élevé de photons injectés, l'approximation dispersive, qui requiert $\Omega_0 \sqrt{n+1} \ll \delta$ (cf. § 2.2.2.b), ne peut pas être appliquée. Rappelons que $\Omega_0/2\pi = 49$ kHz et que, au cours des expériences que nous venons de montrer, $\bar{n} = 29$. Nous ne pouvons donc pas utiliser la formule donnée par l'éq. (2.70).

Nous avons vu au § 2.2.2.c que, grâce au profil gaussien du mode, nous avons le droit de réduire le désaccord δ tout en limitant l'échange résonnant d'énergie entre l'atome et le mode de la cavité, pourvu que la condition $\Omega_0 \lesssim \delta$ soit satisfaite, ce qui est le cas ici. Grâce au profil gaussien du mode, en effet, l'état atome-champ non couplé $|e, n\rangle$ ($|g, n+1\rangle$) se branche lentement sur l'état couplé $|+, n\rangle$ ($|-, n\rangle$) et revient ensuite dans l'état de départ lorsque l'atome sort du mode de la cavité. Le système est donc dans l'état $|+, n\rangle$ ($|-, n\rangle$) pendant toute la durée de l'interaction.

Nous allons calculer la valeur du déphasage Φ_0 dans cette situation en supposant l'atome initialement dans l'état $|e\rangle$. Le même résultat est obtenu en supposant l'atome dans l'état $|g\rangle$ initial. Revenons à l'expression exacte de l'énergie $E_{+,n}$ de l'état habillé $|+, n\rangle$ donnée par l'éq. (2.52). Cette expression indique que l'évolution de l'état $|+, n\rangle$, en présence du couplage atome-cavité, est donnée par :

$$|+, n\rangle \rightarrow \exp\{-i\Phi(n)\} |+, n\rangle = \exp\left\{-\frac{i}{2} \int dt \sqrt{\Omega_0^2 f^2(vt)(n+1) + \delta^2}\right\} |+, n\rangle \quad (3.10)$$

Ici la fonction $f(vt)$ décrit le couplage à la position $x = vt$ et nous avons appelé $\Phi(n)$ le déphasage accumulé par la fonction d'onde. Nous avons vu, au § 2.2.2.b, que dans le cas dispersif le déphasage de l'état $|e, n\rangle$, linéaire en n et égal à $\Phi_0 n$, se traduit en un déphasage Φ_0 d'un état cohérent, qui est une superposition linéaire des états $|n\rangle$.

Nous allons donc calculer ici, à partir de l'éq. (3.10), un terme de déphasage linéaire en $|n\rangle$. Pour cela nous posons :

$$\begin{aligned} \Phi_0(n) &= \Phi(n+1) - \Phi(n) = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} dt \left(\sqrt{\Omega_0^2 f^2(vt)(n+2) + \delta^2} - \sqrt{\Omega_0^2 f^2(vt)(n+1) + \delta^2} \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

$\Phi_0(n)$ est la différence entre les déphasages accumulés par les états $|+, n+1\rangle$ et $|+, n\rangle$. Pour un état cohérent $|\alpha\rangle$ avec une distribution des nombres de photons centrée autour d'une valeur moyenne $\bar{n}$ et avec dispersion $|n - \bar{n}| = \sqrt{\bar{n}} \ll \bar{n}$, nous pouvons faire l'approximation que tous les états $|n\rangle$ de la superposition subissent un déphasage égal à $n\Phi_0(\bar{n})$ donné par les éqs. (3.10) et (3.11), et que l'état cohérent se transforme donc selon :

$$|e, \alpha\rangle \rightarrow |e, \alpha e^{i\Phi_0(\bar{n})}\rangle \quad (3.12)$$

L'approximation est d'autant plus valable que $\bar{n}$ est grand. La fig. 3.28 montre le déphasage $\Phi_0(\bar{n})$ d'un état cohérent calculé numériquement à travers l'éq. (3.11). Les paramètres utilisés dans le calcul correspondent aux conditions expérimentales, c'est-à-dire : $\Omega_0/2\pi =$

49 kHz, $\delta/2\pi = 50$ kHz et $v = 200$ et 154 m/s (cette vitesse sera utilisée dans la suite des expériences).

La valeur du déphasage $\Phi_0(\bar{n})$ calculée numériquement, correspondant au nombre moyen de photons du champ $\bar{n} = 29$ utilisé dans l'expérience, est $\Phi_0(\bar{n}) = 39^\circ$, en accord avec la valeur mesurée expérimentalement.

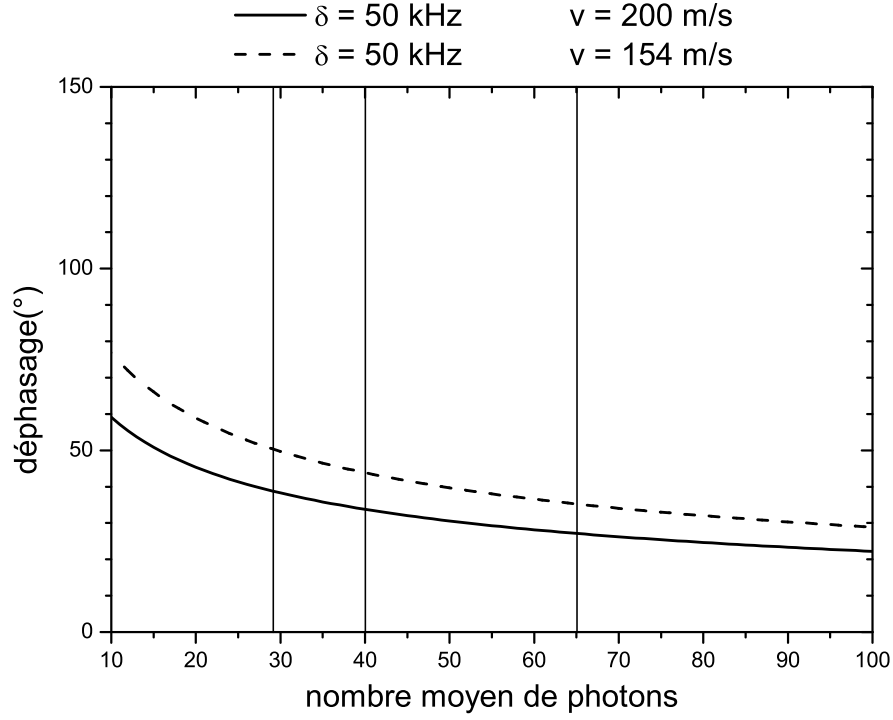


FIG. 3.28 – Simulation du déphasage correspondant à un désaccord $\delta = 50$ kHz et à une vitesse de l'atome déphaseur de 200 m/s et 154 m/s. Les barres verticales correspondent à un nombre moyen de photons $\bar{n} = 29, 40$ et 65.

3.4.1 Calcul de l'efficacité de détection

Comme on l'a dit au § 1.2.4, l'efficacité de détection du premier détecteur, utilisé dans l'expérience, est de $(79 \pm 10)\%$. Cette valeur a été mesurée par une expérience spécifique de mesure de l'efficacité de détection qui est décrite dans la thèse de doctorat d'Alexia Auffèves [73]. À partir des signaux d'homodyne que nous avons mesurés nous pouvons aussi déduire la valeur de l'efficacité de détection, par plusieurs méthodes que nous allons décrire.

Calcul à partir du signal d'homodyne non conditionnel

À partir du signal de détection homodyne non conditionnel représenté sur la fig. 3.25 nous pouvons calculer le nombre moyen d'atomes réels préparés dans les séquences expérimentales. En comparant le nombre obtenu avec le nombre moyen détecté nous pouvons en déduire l'efficacité de détection.

La fig. 3.25 montre le signal d'homodyne acquis avec l'atome déphaseur préparé dans l'état $|e\rangle$. Comme nous l'avons expliqué en commentant ce signal, les trois pics qui le composent sont dus aux séquences où le nombre d'atomes déphaseurs préparés est égal respectivement à 0, 1 et 2. Ce signal n'est pas affecté par l'efficacité de détection, puisqu'il montre l'absorption de l'atome sonde indépendamment du nombre d'atomes déphaseurs détectés. Par conséquent, les aires des trois pics sont directement proportionnelles aux probabilités d'avoir 0, 1 et 2 atomes déphaseurs, donnée par une distribution poissonnienne (cf. éq. 1.6). Pour le calcul du nombre moyen réel $\bar{n}$ d'atomes déphaseurs nous avons utilisé les valeurs des aires données par l'ajustement gaussien à trois pics indiquées dans la fig. 3.25. Le pic correspondant à 2 atomes déphaseurs détectés n'a pas été pris en compte car son ajustement gaussien est trop affecté par le bruit de fond. Puisque l'aire du pic centré à $\phi = 0$ est proportionnelle à $P(0) = \exp(-\bar{n})$ et l'aire du pic centré à $\phi = \phi_0$ est proportionnelle à $P(1) = \bar{n} \exp(-\bar{n})$, le rapport de ces deux aires donne directement $\bar{n} = P(1)/P(0) = (0,69 \pm 0,10)$. L'efficacité de détection η est donnée directement par le rapport entre le nombre d'atomes déphaseurs détectés et le nombre réel obtenu par ce calcul :

$$\eta = \frac{\bar{n}_{det}}{\bar{n}} = \frac{0,605}{0,69} = (87 \pm 12)\% \quad (3.13)$$

Les barres d'erreur dérivent de l'erreur statistique sur l'ajustement gaussien à trois pics du signal de la fig. 3.25. L'erreur sur la valeur moyenne $\bar{n}_{det}$ d'atomes détectés est négligeable.

Ajustement du signal d'homodyne non conditionnel sur le signal conditionnel en l'absence d'atomes préparés

Le calcul que nous venons de faire permet d'estimer l'efficacité de détection à partir d'un seul signal, en comparant l'effet physique des atomes déphaseurs avec leur nombre détecté. Le calcul que nous allons présenter maintenant, en revanche, permet de calculer le nombre réel d'atomes déphaseurs en comparant le même signal avec un signal de référence. Cela nous permettra de calculer le nombre moyen réel d'atomes préparés, et en comparant ce nombre avec le nombre moyen d'atomes détectés, comme nous avons fait dans la méthode

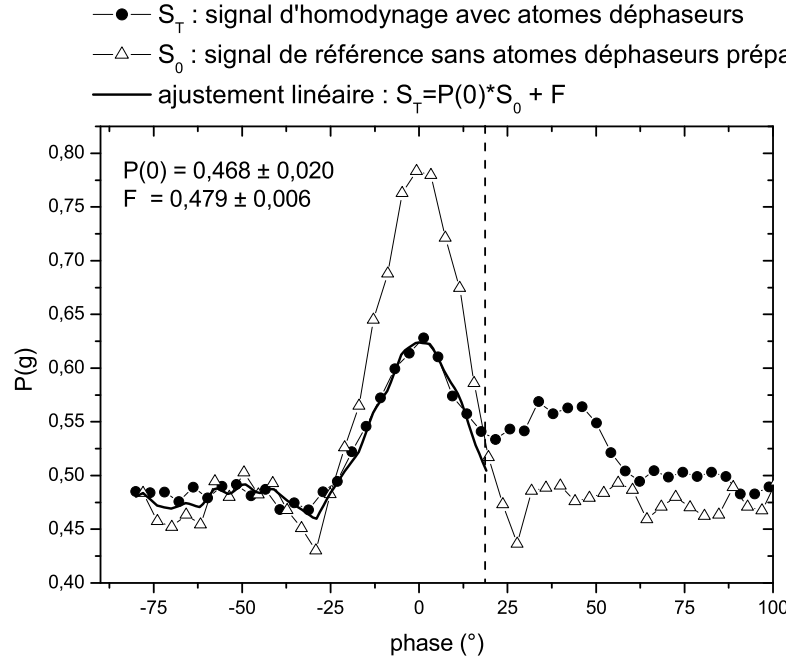


FIG. 3.29 – En ligne continue, signal d'homodynage pour l'atome déphaseur préparé dans l'état $|e\rangle$. En tirets, signal de référence en l'absence d'atomes déphaseurs. En pointillé, résultat de l'ajustement.

précédente, nous mesurerons l'efficacité de détection.

La fig. 3.29 montre en cercles pleins le signal acquis avec les atomes déphaseurs préparés dans l'état $|e\rangle$ (même signal que dans la fig. 3.25) et en triangles creux le signal d'homodynage acquis dans une expérience où aucun atome déphaseur n'était effectivement préparé. Ce signal de référence, par conséquent, n'est pas contaminé par les atomes déphaseurs non détectés, puisque ils n'ont pas été préparés du tout.

Nous appelons $S_T(\phi)$ le signal d'homodynage en fonction de la phase ϕ , $P(0) = \exp(-\bar{n})$ la probabilité d'avoir 0 atome déphaseur, $S_0(\phi)$ le signal de référence en l'absence d'atomes déphaseurs et F le fond du signal de référence. Nous pouvons ajuster le signal tracé P_T en utilisant S_0 comme signal de référence, selon la formule :

$$S_T(\phi) = P(0)S_0(\phi) + F \quad (3.14)$$

Seules les valeurs de ϕ à gauche de la barre verticale sont considérées dans l'ajustement. Puisque nous n'avons pas de signaux de référence pour le pic à un atome déphaseur, en effet, nous n'avons pas le droit de le prendre en compte dans l'ajustement.

Par l'ajustement nous obtenons $P(0) = (0,468 \pm 0,020)$, qui correspond à un nombre moyen d'atomes réels $\bar{n} = -\ln[P(0)] = (0,76 \pm 0,04)$, ce qui donne une efficacité de

détection égale à :

$$\eta = \frac{\bar{n}_{det}}{\bar{n}} = \frac{0,605}{0,76} = (80 \pm 4)\% \quad (3.15)$$

Les barres d'erreur statistiques, dans ce cas, sont dus principalement au bruit sur le fond en dehors des pics.

Calculs à partir des atomes non détectés dans le signal conditionnel

Nous pouvons également calculer l'efficacité de détection en comparant le signal d'homodyne correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté dans une expérience où le paquet d'atomes déphaseurs est préparé avec un signal de référence obtenu sans préparer le paquet d'atomes déphaseurs.

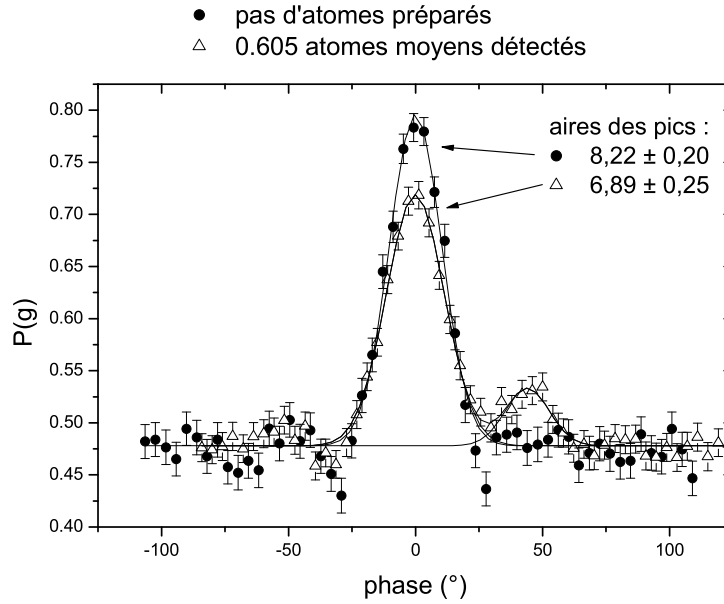


FIG. 3.30 – Effets sur les signaux d'homodyne de l'efficacité de détection inférieure à 100%. Signal d'homodyne obtenu sans préparer d'atomes déphaseurs superposé au signal d'homodyne conditionnel obtenu lorsque aucun atome n'est détecté, dans l'expérience où l'atome déphaseur est préparé dans l'état $|e\rangle$.

Dans la fig. 3.30 le pic d'homodyne correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté, dans l'expérience où l'atome déphaseur est préparé dans l'état $|e\rangle$, est superposé au signal d'homodyne obtenu lorsqu'aucun atome déphaseur n'est préparé. Les courbes d'ajustement gaussiennes sont aussi tracées. Nous avons discuté du fait que, à cause de l'efficacité de détection limitée, certains atomes déphaseurs qui sont réellement préparés et qui déphasent effectivement le champ ne sont pas détectés. Par conséquent, ces événements contribuent au signal correspondant au cas où il n'y a pas d'atomes déphaseurs détectés. Le champ affecté par le passage de ces atomes est centré à la phase

$\phi = 39^\circ$ plutôt que $\phi = 0^\circ$ comme dans les séquences où il n'y a effectivement pas d'atomes déphaseurs. L'effet de ces atomes sur le signal conditionnel est donc de réduire l'aire du pic à $\phi = 0^\circ$ et d'introduire un pic à $\phi = 39^\circ$, visible dans la figure.

Les aires des pics à $\phi = 0$ des deux signaux sont proportionnelles à la probabilité $P_{det}(0)$ de ne détecter aucun atome et à la probabilité $P_{real}(0)$ de n'avoir aucun atome. À partir du nombre moyen $\bar{n}_{real}$ d'atomes dans le paquet d'atomes déphaseurs et du nombre moyen $\bar{n}_{det} = \eta \bar{n}_{real}$ d'atomes détectés, nous définissons le rapport r :

$$r \equiv \frac{P_{det}(0)}{P_{real}(0)} = \frac{e^{-\bar{n}_{det}}}{e^{-\bar{n}_{real}}} = \frac{e^{-\bar{n}_{det}}}{e^{-\bar{n}_{det}/\eta}} = e^{-\bar{n}_{det}(\frac{\eta-1}{\eta})} \quad (3.16)$$

Cela nous donne :

$$\eta = \frac{\bar{n}_{det}}{\bar{n}_{det} + \ln r} \quad (3.17)$$

À partir de cette équation nous pouvons calculer l'efficacité de détection η en connaissant le nombre moyen d'atomes $\bar{n}_{det}$ dans le paquet et le rapport $\frac{P_{det}(0)}{P_{real}(0)}$ entre les aires des pics des deux signaux d'homodynage.

La valeur obtenue est $\eta = (77 \pm 6)\%$. La barre d'erreur est due à l'incertitude sur le rapport R des probabilités, provenant des barres d'erreur statistiques des ajustements gaussiens des deux signaux dans la fig. 3.30, pour lesquels nous avons imposé la même valeur du fond.

Le tab. 3.2 résume les trois méthodes utilisées pour la détermination de l'efficacité de détection η du premier détecteur et les résultats obtenus. En faisant la moyenne linéaire de ces trois données, nous pouvons conclure que l'efficacité de détection du premier détecteur, utilisé pour détecter les atomes déphaseurs, est de l'ordre de $(81 \pm 9)\%$. Cette donnée est compatible avec la valeur $\eta = (79 \pm 10)\%$ mesurée par l'expérience de calibration effectuée au moment où le détecteur a été installé (cf. 1.2.4).

Méthode	η (%)	$\Delta\eta$ (%)
détermination de $\bar{n}$ à partir du signal d'homodynage	87	12
détermination de $\bar{n}$ par l'ajustement du signal d'homodynage sur un signal de référence	80	4
comparaison des pics à $\phi = 0$ des deux signaux	77	6

TAB. 3.2 – Résumé des trois méthodes de mesure de l'efficacité de détection du premier détecteur.

Chapitre 4

Détection non destructive d'un atome

Jusqu'ici nous avons montré que la technique de détection homodyne permet de détecter, grâce à l'atome sonde, le passage de l'atome déphaseur, sans que celui-ci soit détruit.

Pour une phase ϕ entre les deux injections fixée aux alentours d'un des pics d'homodynage (cf. fig. 3.25), la probabilité de détecter l'atome sonde dans l'état $|g\rangle$ est différente selon que le champ a été déphasé ou pas. Pour mesurer la phase ϕ' du champ, toutefois, il a fallu accumuler et moyenner sur beaucoup de séquences expérimentales. Si on mène une seule séquence et qu'on détecte l'atome sonde dans un des deux états, on n'est pas capable de déterminer la phase ϕ' du champ. Il est donc naturel de chercher une méthode de détection qui nous indique, de façon univoque, l'état du champ pour une phase ϕ d'homodynage donnée, sans qu'il soit nécessaire d'accumuler des séquences expérimentales ; une méthode qui détecte, à coup sûr, l'état d'énergie d'un atome et le nombre d'atomes qui traversent la cavité lors d'une seule réalisation expérimentale.

À la fin d'une séquence expérimentale beaucoup d'informations inexploitées restent dans le système. Si $\bar{n}$ est le nombre moyen de photons injectés à chaque impulsion d'homodynage, le nombre moyen de photons après la deuxième injection varie de façon sinusoïdale, en fonction de la phase ϕ , entre 0 et $4\bar{n}$, si on néglige le champ thermique qui contient un photon en moyenne. L'atome sonde nous donne une information très partielle sur l'état du champ. Puisqu'il a été réglé pour mesurer la probabilité $P(0)$ que le champ soit dans l'état $|n=0\rangle$, son taux d'absorption est égal à la valeur de saturation de 0,5 et ne varie plus en fonction de la phase dès que la champ contient quelques photons en moyenne. Il est donc naturel de chercher une façon de lire le champ avec plus de résolution, grâce à un signal détecté linéaire par rapport au nombre moyen de photons.

Ceci est possible si l'on remplace *un* atome sonde par un *paquet* d'atomes sonde.

Dans la suite nous allons donc envoyer, après la deuxième impulsion d'homodynage, un nombre d'atomes, préparés dans l'état $|g\rangle$, du même ordre que le nombre maximum de photons à absorber. En comptant le nombre total d'atomes qui sont détectés dans l'état $|e\rangle$ après avoir absorbé un photon, nous allons connaître dans chaque séquence expérimentale l'état du champ à l'issue de l'interaction avec l'atome déphaseur. Nous allons pouvoir détecter cet atome de façon non destructive.

Ce chapitre est organisé dans la façon suivante. Dans le § 4.1, nous allons détailler le déroulement spatio-temporel de l'expérience et nous allons discuter des choix de plusieurs

paramètres expérimentaux, tels que la vitesse des atomes déphaseurs, le nombre moyen de photons du champ cohérent injecté, le nombre d'atomes absorbants et la variation temporelle de la transition atomique des atomes absorbants. Nous allons également montrer quelques signaux préliminaires tels que la courbe de détection homodyne avec lecture du champ par les atomes absorbants. Dans le § 4.2 nous allons présenter les résultats de l'expérience. Après avoir discuté, dans le § 4.3, des imperfections expérimentales et des facteurs limitants, nous allons interpréter quantitativement les données par un modèle numérique dans le § 4.4. Après avoir examiné les résultats de l'expérience, nous avons décidé de la répéter avec des atomes déphaseurs plus purs, ayant une vitesse différente, dans le but d'augmenter l'efficacité de la technique. Cette expérience fait le sujet du § 4.5. Enfin, dans le § 4.6, nous discuterons des possibles améliorations et des perspectives ouvertes par cette technique de détection.

4.1 Schéma de l'expérience

Pour que le déphasage ϕ_0 provoqué par l'atome déphaseur soit grand, nous avons intérêt à choisir des atomes très lents, pour que le temps d'interaction avec le champ dans la cavité soit long (cf. éq. (2.70)). Nous avons choisi d'utiliser des atomes à 154 m/s.

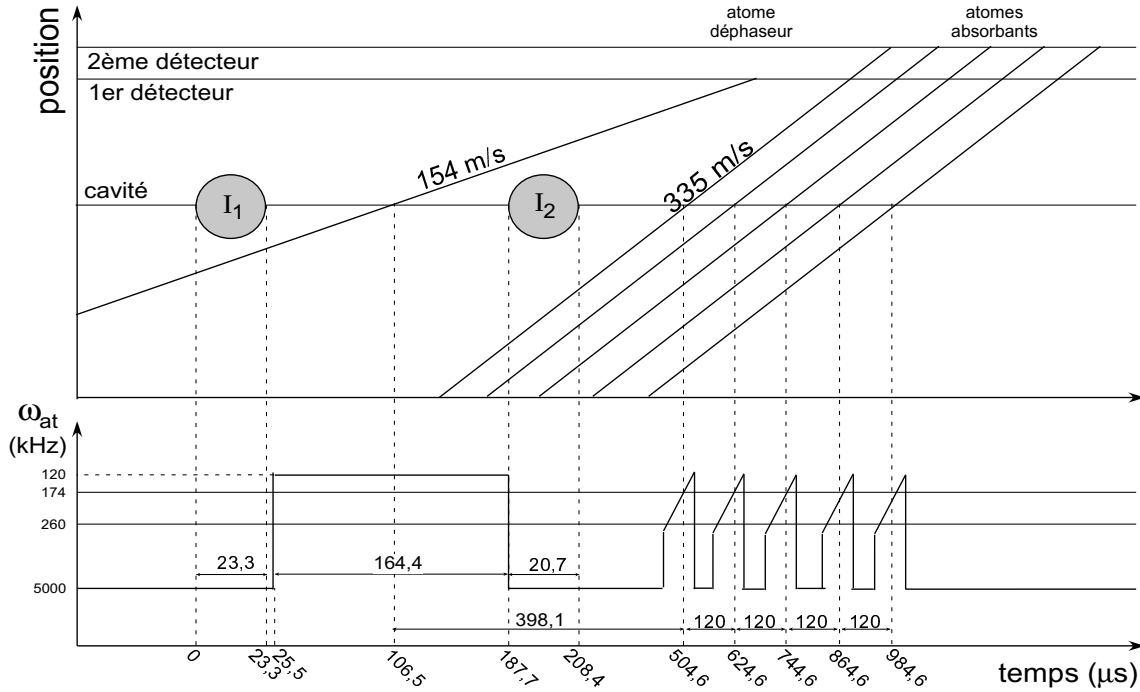


FIG. 4.1 – Diagramme spatio-temporel de l'expérience d'homodyne avec détection par cinq paquets d'atomes sonde.

La fig. 4.1 montre le déroulement de l'expérience. Le diagramme spatio-temporel est équivalent à celui de l'expérience de détection homodyne avec la lecture du champ effectuée par un atome sonde (fig. 3.23). La différence principale est le remplacement de l'atome

sonde par cinq paquet d'atomes absorbants à 335 m/s. Puisque l'atome déphaseur a ici une vitesse de 154 m/s plutôt que 200 m/s, comme dans l'expérience décrite précédemment, il faut séparer davantage les deux injections d'homodynage, pour laisser à l'atome déphaseur le temps d'interagir avec le mode de la cavité après la première injection et avant la deuxième. Le délai entre les deux impulsions est $\sim 190 \mu\text{s}$.

Le désaccord entre la fréquence de la transition atomique et le mode HF de la cavité pendant le passage de l'atome déphaseur dans la cavité est $\delta = 50 \text{ kHz}$. La distance entre les miroirs est réglée, dans cette expérience, de façon à ce que la transition atomique doive être déplacée par effet Stark de 174 kHz pour que l'atome soit à résonance avec le mode HF.

L'expérience a été faite avec un champ cohérent injecté de 65 photons en moyenne au moment du passage de l'atome déphaseur au centre du mode. Quand les atomes absorbants traversent la cavité, en l'absence de la deuxième injection, en prenant en compte l'amortissement de la cavité, le champ cohérent contient $\bar{n} = 41$ photons en moyenne. La fig. 4.2 montre dans le plan complexe l'effet de la superposition de deux champs cohérents avec un nombre $\bar{n}$ moyen de photons. Lorsque les champs des deux injections se superposent avec la même phase ($\pi + \phi = \phi'$), le champ résultant au moment où les atomes absorbants traversent la cavité contient $4\bar{n}$ photons en moyenne, ce qui vaut, dans notre cas, environ 160 photons. Cela nous suggère de programmer un nombre d'atomes absorbants du même ordre. En fait, puisque les valeurs de la phase explorées au cours de l'expérience ne varient pas de plus que $\Delta(\phi - \phi') \sim 100^\circ$ autour de $\phi - \phi' = 0$, le nombre maximum de photons à absorber est de l'ordre de 90.

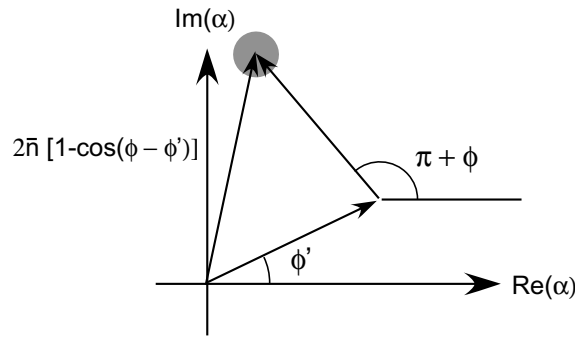


FIG. 4.2 – Superposition de deux champs avec amplitude $|\alpha|$. Le nombre moyen de photons du champ résultant est $2\bar{n}[1 - \cos(\phi - \phi')]$.

En partant du principe que, si on règle correctement la variation de la fréquence atomique au moment du passage des atomes absorbants, chacun de ces atomes absorbe un photon, la façon la plus naturelle d'absorber le champ consisterait donc à préparer un paquet d'atomes absorbants contenant 90 atomes en moyenne, pour que le champ soit complètement absorbé par les atomes. Comme nous l'avons déjà vu au § 3.3.1.c dans la discussion des paramètres des atomes absorbants de l'expérience d'homodynage, il n'est pas raisonnable de préparer un seul paquet contenant un nombre si élevé d'atomes. Pour cela, il faudrait rallonger excessivement la durée d'allumage du premier laser d'excitation atomique, du laser repompeur de sélection en vitesse et de l'impulsion micro-onde qui,

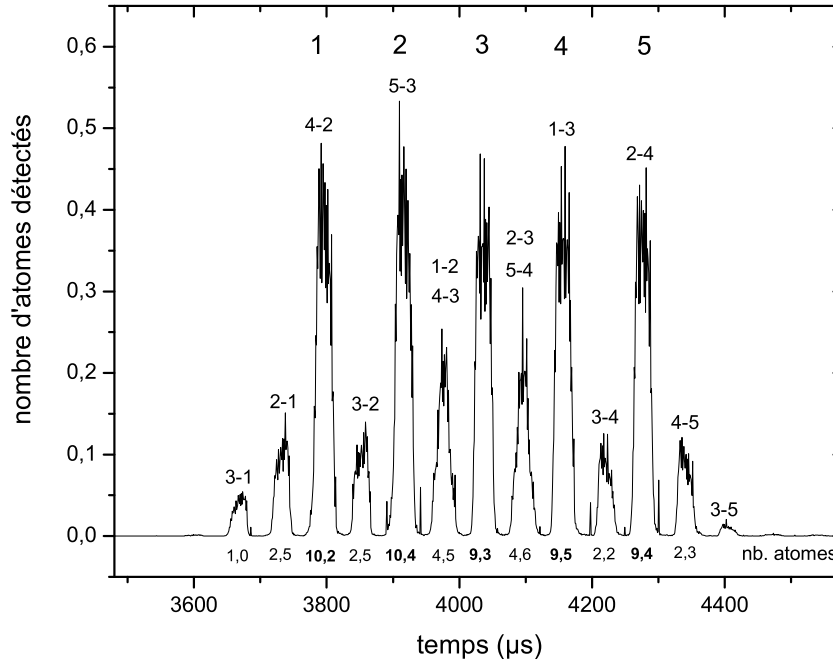


FIG. 4.3 – Détection par temps de vol des cinq paquets d'atomes absorbants. On distingue cinq pics principaux, correspondant aux atomes programmés, et de nombreux pics plus petits, dus aux atomes mal sélectionnés en vitesse, les échos (cf. § 1.2.3). Les pics correspondant aux échos sont classés à l'aide de deux chiffres. Le premier chiffre indique le paquet atomique de pompage et le deuxième chiffre le paquet atomique d'excitation de l'écho. Le nombre moyen d'atomes détectés par séquence expérimentale est indiqué en bas pour chaque paquet. On remarque que, dans les cas des paquets 1, 2, 4 et 5 un paquet d'échos est superposé au paquet bien sélectionné en vitesse. Le nombre total d'atomes par séquence est de 69.

dans le processus de circularisation, transfère les atomes du niveau $|n = 52\rangle$ circulaire au niveau $|g\rangle$ (cf. § 1.2.2 et § 1.2.3). Par conséquent, la sélection en vitesse par temps de vol serait inefficace et les atomes préparés auraient une dispersion en vitesse trop importante. Un meilleur choix, en revanche, consiste à diviser les atomes absorbants en plusieurs paquets atomiques contenant chacun un nombre limité d'atomes. Nous avons choisi de préparer cinq paquets atomiques contenant environ 12 atomes par paquet, pour un nombre total d'atomes absorbants de l'ordre de 60. Comme le montre la fig. 4.1, les cinq paquets d'atomes sont envoyés dans la cavité avec 120 μs d'intervalle. Le premier paquet traverse la cavité environ 300 μs après la deuxième injection. Les cinq paquets d'atomes absorbants suffisent à absorber le champ à l'issue de la deuxième injection qui, comme on vient de le dire, contient un nombre maximal de photons de l'ordre de 90 au moment du passage du premier paquet d'atomes absorbants. En effet, une bonne partie de ce champ s'amortit pendant l'intervalle de 480 μs entre le premier et le dernier paquet d'atomes absorbants.

La détection par temps de vol des atomes absorbants (fig. 4.3) montre la présence de nombreux pics d'atomes détectés qui ne correspondent à aucun paquet préparé. Il s'agit des atomes mal sélectionnés en vitesse, les *échos* (cf. § 1.2.3). Nous avons déjà rencontré ce problème dans le § 3.3.1.c au moment où nous avons discuté des atomes absorbants qui effacent le champ au début de chaque séquence expérimentale. Nous allons voir dans la suite que les échos provoquent une baisse de contraste des signaux de détection. Dans la fig. 4.3 nous avons indiqué le nombre moyen d'atomes détectés correspondant à chaque pic de détection. Ce nombre est plus petit d'un facteur $\eta \sim 80\%$ que le nombre d'atomes réels, à cause de l'efficacité de détection limitée du deuxième détecteur.

Nous allons décrire brièvement dans les trois prochains paragraphes les expériences préliminaires que nous avons conduites avant d'effectuer l'expérience de détection non destructive.

4.1.1 Optimisation de l'absorption des atomes sonde

Comme pour les atomes absorbants discutés dans le § 3.3.1.c, la fréquence atomique varie lentement autour de la fréquence du mode HF au moment où les atomes traversent le mode. Nous avons testé le taux d'absorption d'un paquet d'atomes sonde en fonction des paramètres de la rampe de fréquence atomique, comme la valeur moyenne de la fréquence, la pente et la durée. Pour cela nous avons appliqué le schéma de l'expérience tel qu'il vient d'être présenté dans la fig. 4.1 sans envoyer d'atome déphaseur et en allumant uniquement la première impulsion. Nous avons réglé les paramètres en optimisant l'absorption du premier paquet d'atomes absorbants. Le champ injecté a un nombre moyen de 30 photons à la fin de l'injection. Au moment où le paquet atomique traverse la cavité, à cause de la dissipation, ils restent 17 photons en moyenne.

La forme de la variation temporelle qui optimise l'absorption par les atomes est donnée dans la fig. 4.4. La probabilité pour qu'un atome absorbe un photon, pour ce réglage temporel de la fréquence atomique et pour un champ contenant 17 photons en moyenne au moment du passage des atomes, est de 65%. Le nombre moyen d'atomes préparé dans un paquet d'atomes absorbants pendant cette expérience est ~ 7 .

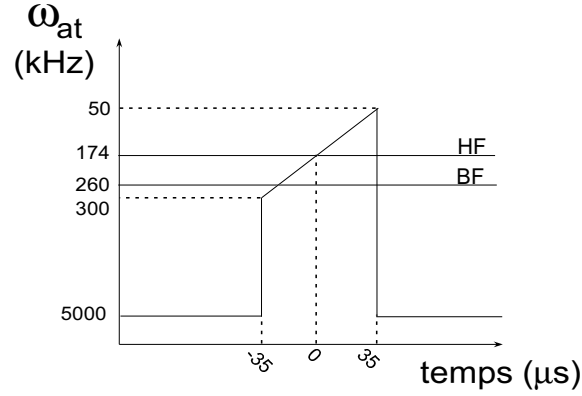


FIG. 4.4 – Variation temporelle de la fréquence atomique pour l'absorption d'un photon. L'atome passe au centre de la cavité à l'instant $t = 0$.

4.1.2 Déphasage du champ par un atome déphaseur lent

Après avoir choisi de régler la vitesse des atomes déphaseurs à 154 m/s, le désaccord $\delta = 50$ kHz et le champ injecté avec un nombre moyen de photons $\bar{n} = 65$ au passage de l'atome déphaseur, nous avons acquis un signal de détection homodyne conditionnel à la détection de l'atome déphaseur pour connaître la valeur ϕ_0 du déphasage du champ correspondant à ces paramètres expérimentaux. L'expérience a été faite en utilisant un seul atome sonde pour la lecture du champ, avec la même technique que celle utilisée dans l'expérience décrite au § 3.4. Le déroulement spatio-temporel de cette expérience est le même que celui représenté dans la fig. 4.1, avec comme différence le remplacement des cinq paquets d'atomes absorbants par un seul atome sonde.

L'atome déphaseur est préparé dans l'état $|g\rangle$. Les probabilités de détecter l'atome sonde dans l'état $|g\rangle$ conditionnelles à la détection d'un atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$ et dans le cas où il n'y a pas d'atomes déphaseurs, en fonction de la phase ϕ , sont représentées dans la fig. 4.5. L'ajustement gaussien du signal déplacé par l'atome déphaseur est centré à la valeur $\phi_0 = (-35,8 \pm 0,6)^\circ$. Pour comparer cette valeur à la valeur attendue nous utilisons la fig. 3.28, p. 111, qui représente la valeur du déphasage du champ cohérent en fonction du nombre moyen de photons calculée numériquement, pour un désaccord $\delta = 50$ kHz et des atomes à 200 m/s et 154 m/s. Le déphasage attendu pour un champ cohérent de 65 photons en moyenne est $|\phi_0| = 35,6^\circ$, en bon accord avec le déphasage mesuré.

4.1.3 Courbe d'homodynage avec détection par les atomes absorbants

Une fois la valeur du déphasage mesurée, nous avons effectué une expérience de détection homodyne en utilisant les cinq paquets d'atomes absorbants pour absorber le champ à l'issue de la deuxième injection, en appliquant le schéma de déroulement spatio-temporel décrit dans la fig. 4.1. L'atome déphaseur n'est pas préparé au cours de cette expérience.

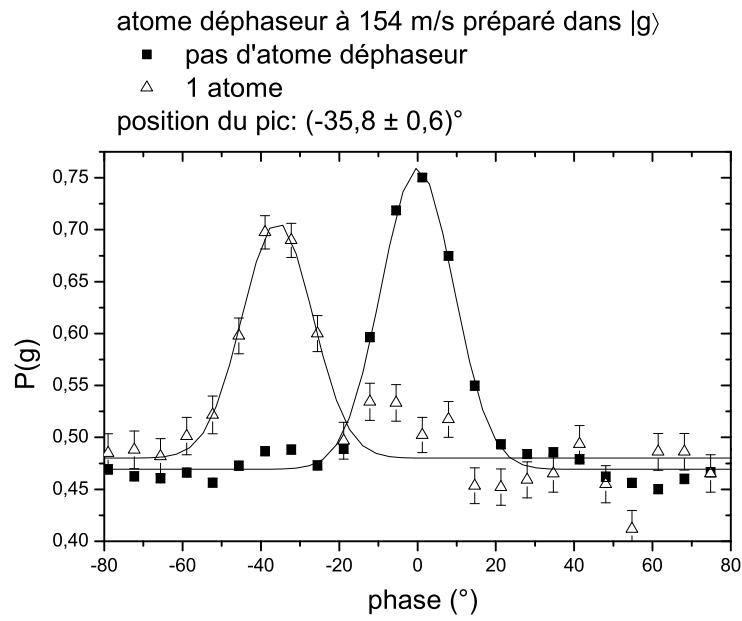


FIG. 4.5 – Signaux d'homodyne conditionnels à la détection de l'atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$ et dans le cas d'aucun atome déphaseur. La vitesse des atomes est 154 m/s, le désaccord $\delta = 50$ kHz, le champ injecté contient 65 photons en moyenne au passage de l'atome déphaseur.

La fig. 4.6 montre le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ en fonction de la phase d'homodyne. La fenêtre de détection est ouverte entre le premier et le cinquième paquet d'atomes sonde. Les échos qui atteignent le détecteur à l'intérieur de cet intervalle sont aussi détectés.

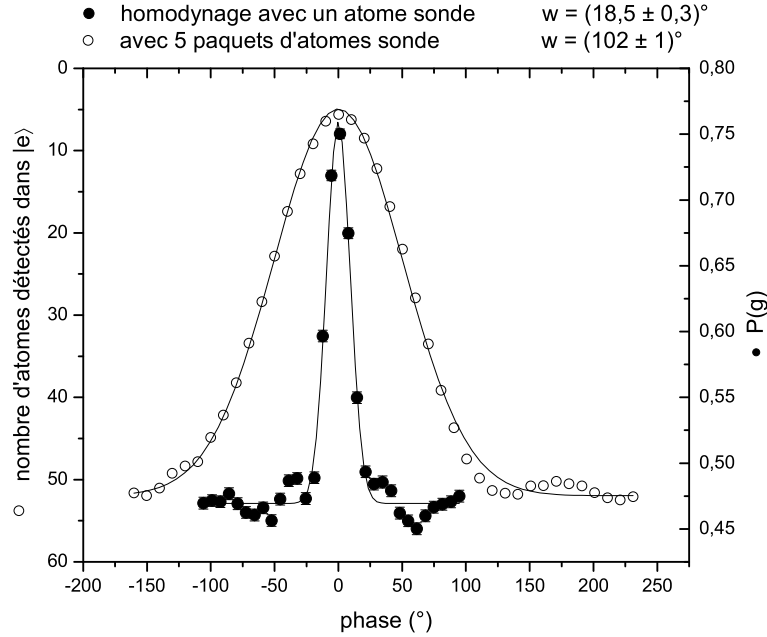


FIG. 4.6 – En cercles creux, nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ dans l'expérience d'homodyne avec détection par 5 paquets d'atomes absorbants. Tous les atomes détectés sont pris en compte, y compris les échos. Le nombre total varie entre 5 et 52 atomes détectés dans $|e\rangle$. En cercles pleins, probabilité de détecter l'atome sonde dans l'état $|g\rangle$ dans l'expérience d'homodyne avec détection par un atome sonde. Le nombre moyen de photons injectés à l'instant central entre les deux impulsions est 65. Les ajustements gaussiens des deux courbes sont aussi représentés.

Sur la même figure nous avons représenté la courbe d'homodyne *classique*, où le champ est détecté par un seul atome sonde, correspondant à l'expérience schématisée dans la fig. 3.18. Un champ de 65 photons en moyenne au passage de l'atome déphaseur est injecté dans les deux cas. Comme attendu, la courbe détectée avec les cinq paquets d'atomes est plus large que celle où un seul atome sonde est utilisé. Cependant, elle aussi atteint une valeur de saturation, pour une phase $|\phi| > 100^\circ$. Ceci est dû au fait que le nombre d'atomes sonde qu'on envoie, comme on s'y attendait, n'est pas suffisant pour absorber le champ résultant des deux injections lorsque elles interfèrent constructivement. Si le nombre d'atomes absorbants est assez élevé pour ne pas saturer en présence de champs intenses, la courbe du nombre d'atomes sonde détectés dans $|e\rangle$ en fonction de la phase est une sinusoïde. Cet effet de saturation n'influencera pas nos résultats, car la région qui nous intéresse est étroite autour de la phase $\phi = 0$.

4.2 Résultats

Après avoir discuté des réglages préliminaires et avoir montré une courbe de détection homodyne avec absorption du champ par les atomes absorbants, nous allons maintenant discuter de l'expérience de détection non destructive schématisée dans la fig. 4.1. Nous nous attendons à ce que le pic d'homodyne que nous venons de montrer dans la fig. 4.6, centré sur la phase $\phi = 0^\circ$ en l'absence d'atomes déphaseurs, soit déplacé par l'interaction non résonnante avec ces atomes, comme nous avons déjà observé dans l'expérience de détection homodyne avec lecture du champ par un atome sonde, discutée dans le § 3.4.

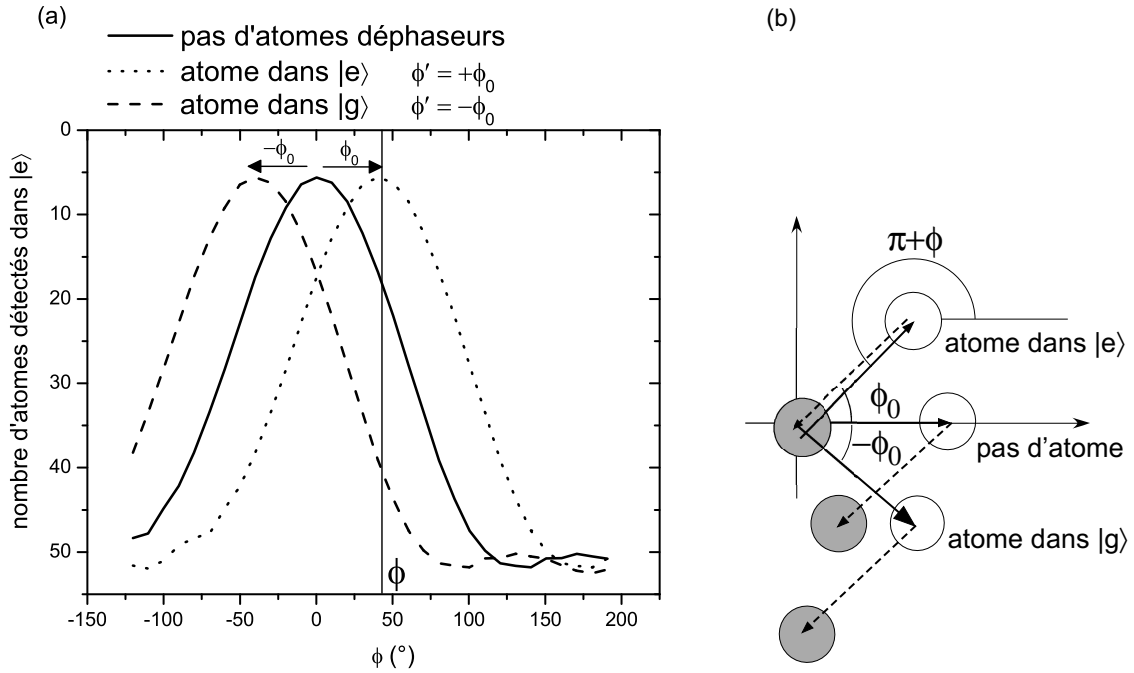


FIG. 4.7 – (a) Représentation du signal d'homodyne avec détection par les cinq paquets d'atomes absorbants (cf. fig. 4.6) et du même signal dessiné en centrant le pic à la phase $\phi = \phi_0$ et $-\phi_0$. (b) Schéma du champ dans le plan complexe.

La fig. 4.7 montre le signal d'homodyne obtenu expérimentalement sans envoyer d'atomes déphaseurs et ce même signal dessiné en centrant le pic à la phase $-\phi_0$, correspondant au signal attendu lorsqu'un atome dans l'état $|g\rangle$ déphase le champ, et à la phase $+\phi_0$, dans le cas d'un atome déphaseur préparé dans l'état $|e\rangle$. Cette figure nous aide à décrire le type de signal attendu.

Pour acquérir les données, en effet, nous procédons de la façon suivante. D'abord nous fixons une phase ϕ , représentée sur la figure par une barre verticale. Nous répétons ensuite beaucoup de séquences expérimentales en détectant les atomes dans le paquet de l'atome déphaseur et dans les cinq paquets d'atomes absorbants. Nous allons montrer les résultats sous forme d'histogrammes donnant la probabilité de détecter un nombre donné d'atomes absorbants dans l'état $|e\rangle$ sachant le nombre d'atomes déphaseurs détectés dans l'état

$|e\rangle$ ou dans l'état $|g\rangle$. Chaque barre de l'histogramme indique donc la probabilité de détecter un certain nombre d'atomes absorbants dans l'état $|e\rangle$ conditionnée à une des configurations possibles des atomes déphaseurs.

Dans le cas où un seul atome déphaseur est présent, on s'attend donc à ce que chacun des histogrammes conditionnels soit centré autour du nombre d'atomes sonde détectés dans l'état $|e\rangle$ donné, dans la fig. 4.7, par l'intersection entre la barre verticale centrée à la valeur ϕ et les trois courbes d'homodynage.

Pour l'expérience nous utilisons les deux détecteurs, dont le fonctionnement est détaillé au § 1.2.4. Le premier détecteur, à travers la rampe rapide d'ionisation, détecte les atomes dans le paquet de l'atome déphaseur et leur état d'énergie interne. Le deuxième détecteur est programmé à une tension d'ionisation constante correspondant à la valeur nécessaire pour détecter l'état $|e\rangle$, et mesure ainsi le nombre d'atomes absorbants dans cet état. Les fenêtres temporelles du deuxième détecteur sont réglées de façon à détecter tous les atomes absorbants à l'exclusion des échos. L'absorption du champ par les échos, en effet, est mauvaise, puisqu'ils traversent la cavité à des instants où la variation temporelle de la fréquence atomique par effet Stark n'est pas optimisée. Pour cette raison nous avons décidé ne pas considérer les échos dans les signaux des histogrammes.

Nous avons essayé tout d'abord de discriminer le mieux possible entre le passage d'un atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$ et le cas où aucun atome déphaseur n'est préparé. Une fois la détection de l'atome dans l'état $|g\rangle$ optimisée nous allons préparer l'atome déphaseur dans l'état $|e\rangle$ et étudier la détection non destructive simultanée des deux états.

L'acquisition des histogrammes a été faite pour toutes les valeurs de la phase ϕ d'homodynage qui varie entre 0° et 67° en faisant une acquisition tous les $6,7^\circ$. Des valeurs de ϕ intermédiaires ont été également utilisées. La fig. 4.8 montre une partie des résultats de l'expérience. Chaque histogramme représente la probabilité de détecter un nombre donné d'atomes absorbants dans l'état $|e\rangle$. Puisque les histogrammes représentent des probabilités, l'aire sous chaque histogramme est normalisée à l'unité. Chaque graphe contient deux histogrammes. Celui le plus à gauche, correspondant à un nombre plus petit d'atomes sonde détectés dans $|e\rangle$, est l'histogramme conditionnel au cas où on ne détecte pas d'atomes déphaseurs. Celui le plus à droite correspond à la détection d'un atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$. Chaque ligne horizontale des graphes correspond à une phase ϕ entre les deux injections. La première colonne de graphes contient le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ dans le premier paquet d'atomes absorbants, la deuxième la somme des nombres d'atomes détectés dans les deux premiers paquets, la troisième la somme des nombres d'atomes détectés dans les trois premiers paquets et ainsi de suite jusqu'au cinquième paquet d'atomes.

En observant une ligne horizontale d'histogrammes on remarque que la valeur centrale de chaque signal se déplace de plus en plus vers la droite lorsqu'on considère un nombre de plus en plus grand de paquets atomiques. En comparant deux lignes différentes, on observe que, en augmentant la phase ϕ d'homodynage, le nombre d'atomes détectés à l'intérieur de chaque histogramme conditionnel augmente, comme on s'y attend en regardant la fig. 4.7.

Pour toutes les paires d'histogrammes mesurées, nous avons calculé le taux de recouvrement, qui est indiqué dans la fig. 4.8 à côté de chaque graphe. La paire d'histogrammes qui présente le recouvrement le plus petit est obtenue pour une valeur de la phase $\phi = 14,7^\circ$

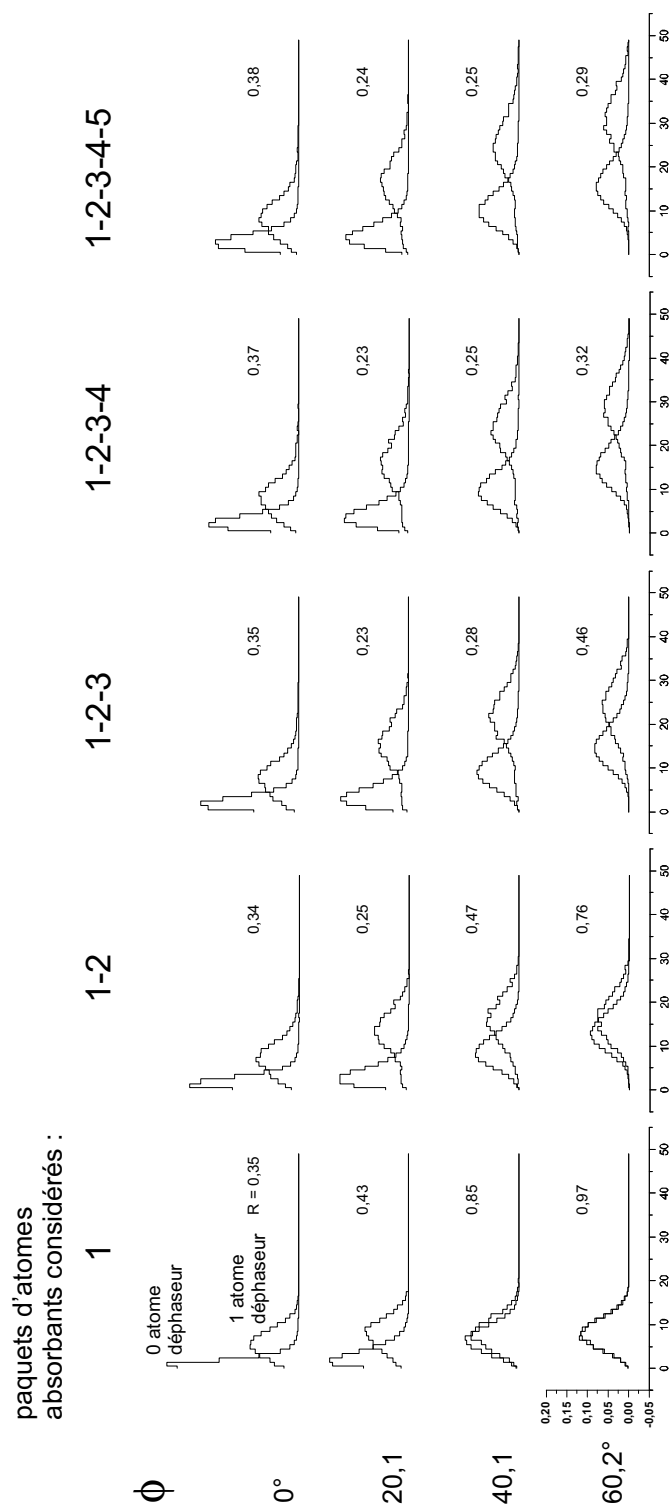


FIG. 4.8 – Série d'histogrammes pour l'atome déphaseur à une vitesse de 154 m/s. Chaque graphe contient les deux histogrammes conditionnels à la détection de 0 et 1 atome déphaseur. Les colonnes correspondent à un nombre croissant de paquets atomiques considérés. Chaque ligne de graphes correspond à la phase ϕ d'homodynage indiquée. La valeur R du recouvrement entre les deux histogrammes est indiquée pour chaque graphe.

en considérant le nombre d'atomes détectés dans $|e\rangle$ des trois premiers paquets d'atomes absorbants. La fig. 4.9 représente ce graphe, correspondant au recouvrement le plus petit, et l'image dans le plan complexe des champs correspondants. L'histogramme conditionnel à la détection de deux atomes déphaseurs est aussi représenté. Ce signal a été obtenu en accumulant 400000 séquences expérimentales. Le nombre moyen d'atomes déphaseurs détectés dans chaque séquence est 0,075. Le nombre moyen d'atomes absorbants détectés est donné par la courbe de détection par temps de vol de la fig. 4.3.

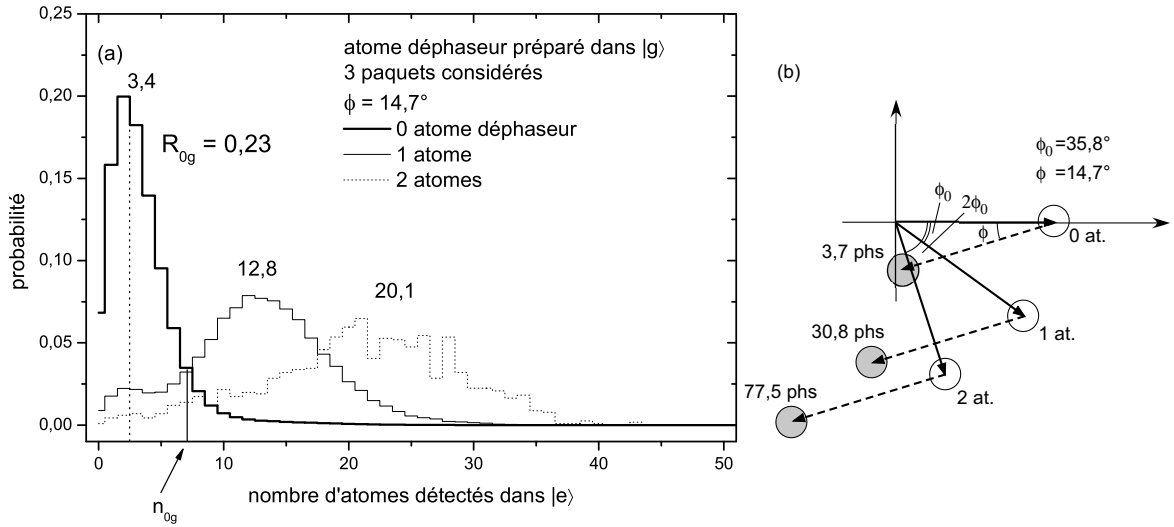


FIG. 4.9 – (a) Histogrammes conditionnels à la détection de 0, 1 et 2 atomes déphaseurs dans l'état $|g\rangle$. Le nombre moyen d'atomes absorbants détectés pour chaque histogramme est indiqué. Les histogrammes représentent le nombre d'atomes détectés cumulés dans les trois premiers paquets atomiques. (b) Schéma dans le plan complexe des champs résultant de l'interaction avec 0, 1 et 2 atomes déphaseurs. Le nombre moyen de photons au moment du passage du premier paquet d'atomes absorbants est donné par $\bar{n} = \bar{n}_{th} + 2\bar{n}_0[1 - \cos(\phi - \phi')]$ (cf. fig. 4.2), où $\bar{n}_0 = 40,9$ est le nombre moyen de photons en l'absence de la deuxième injection, $\phi' = 0, -\phi_0$ et $-2\phi_0$ et $\bar{n}_{th} = 1$ est le nombre moyen de photons du champ thermique à l'équilibre. Le recouvrement R_{0g} entre les histogrammes à 0 et 1 atome déphaseur est indiqué.

Voyons de plus près comment il faut interpréter ces histogrammes. La fig. 4.9 montre que, à une situation donnée du paquet d'atomes déphaseurs (1 atome, 2 atomes ou aucun atome présent) correspond un nombre différent d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$, dont la probabilité est donnée par les histogrammes. Si on fait une seule séquence expérimentale, il suffit, en principe, de compter le nombre d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$ pour déterminer le nombre d'atomes déphaseurs qui ont interagi avec le mode de la cavité. Selon l'histogramme auquel le nombre d'atomes absorbants détectés appartient, nous pouvons discriminer entre les différents cas.

Cependant, nous observons qu'il y a un recouvrement entre les trois histogrammes condi-

tionnels. Considérons le recouvrement entre l'histogramme correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté et l'histogramme conditionnel à un atome détecté. L'aire du recouvrement R_{0g} entre ces deux histogrammes est $R = 0,23$. Ce recouvrement a pour conséquence une erreur de détection entre les deux cas considérés ici. Lorsque l'on veut détecter un atome déphaseur dans une séquence expérimentale, en effet, nous devons fixer une valeur n_{0g} , représentée dans la fig. 4.9, telle que, si le nombre d'atomes absorbants détectés dans $|e\rangle$ est plus grand que n_{0g} , nous affirmons qu'un atome déphaseur a interagi avec le champ, et, s'il est plus petit, nous affirmons qu'aucun atome déphaseur n'était présent. À cause du recouvrement, nous ne pouvons pas détecter l'atome sans erreur. Nous pouvons avoir un nombre d'atomes sonde détectés plus petit que n_{0g} lorsque le champ a été déphasé ; dans ce cas la technique de détection non destructive ne détecte pas l'atome, ce qui contribue à une réduction de l'efficacité de détection η de cette technique. De façon analogue, nous pouvons avoir un nombre d'atomes sonde plus grand que n_{0g} lorsque le champ n'a pas été déphasé ; dans ce cas la technique déclare avoir détecté un atome qui pourtant n'existe pas. Nous avons dans ce cas un *compte noir*.

À la suite de ces considérations, nous pouvons affirmer que, lorsque l'aire du recouvrement est symétrique autour de la valeur centrale, l'efficacité de détection de la technique est $\eta = 1 - R/2$. Dans le cas représenté dans la fig. 4.9, $\eta \simeq 1 - R/2 = 89\%$.

Soulignons que, a priori, la valeur de la phase ϕ qui optimise la séparation entre deux histogrammes est la valeur correspondant à l'annulation du champ dans un des deux cas. Si le champ résultant des deux impulsions d'homodynage est nul, en effet, nous nous attendons à ce que tous les atomes absorbants, préparés dans l'état $|g\rangle$, restent dans cet état. En fait, à cause d'un fond d'atomes détectés dans $|e\rangle$ indépendant du champ injecté, ceci n'est pas le cas. En plus, nous pouvons remarquer dans la fig. 4.8 que, pour les valeurs de phase $\phi = 0^\circ$, et $\phi = 20,1^\circ$, le recouvrement est plus petit lorsqu'on considère uniquement un nombre limité de paquets d'atomes absorbants plutôt que les cinq paquets cumulés. Ceci est dû également au fond d'atomes absorbants détectés dans $|e\rangle$. En effet, lorsque le champ a été complètement absorbé par les deux premiers paquets d'atomes, le fait d'en ajouter davantage réduit la séparation entre les histogrammes, puisque le fond d'atomes dans $|e\rangle$ s'ajoute de façon égale aux deux histogrammes conditionnels. Nous reviendrons sur cet effet plus tard au moment où nous discuterons des imperfections expérimentales de cette expérience.

L'histogramme conditionnel à deux atomes détectés est beaucoup plus irrégulier que les deux autres. À cause du nombre moyen d'atomes déphaseurs très faible, les séquences expérimentales contenant deux atomes déphaseurs sont très rares, et les événements à deux atomes accumulés ne sont pas suffisants pour avoir un signal bien moyenné. Puisque le nombre moyen d'atomes déphaseurs détectés est $\bar{n} = 0,075$, la probabilité d'avoir un atome, en tenant compte de l'efficacité de détection du premier détecteur $\eta \sim 80\%$, est $P(1) = 0,086$ et la probabilité d'avoir 2 atomes est $P(2) = 0,004$. L'histogramme conditionnel à un atome détecté est moyenné sur environ 20 fois plus de séquences que celui correspondant à 2 atomes détectés.

L'histogramme conditionnel à un atome détecté présente un pic, au niveau de la barre verticale pointillée sur la fig. 4.9, qui n'est pas expliqué par l'absorption du champ déphasé. L'histogramme conditionnel à un atome détecté est *contaminé* par l'histogramme à 0 atome détecté. Cet effet est causé par la présence d'atomes déphaseurs *impurs*. Il s'agit

d'atomes de Rydberg dans l'état $|n = 50\rangle$ non circulaire, qui sont préparés au même moment que les atomes dans l'état $|n = 50\rangle$ circulaire (état $|g\rangle$). En effet, pour circulariser des atomes à 154 m/s, qui constituent une classe d'atomes très lents et rarement utilisés dans notre montage, nous avons été obligés de modifier plusieurs réglages dans la procédure d'excitation des atomes circulaires, qui se déroule dans la boîte de circularisation (cf. 1.2.2), conçue pour des atomes plus rapides. En particulier, nous avons augmenté sensiblement le délai entre l'impulsion d'excitation laser et la rampe de champ électrique, ce qui nous a obligé à retarder l'allumage des radiofréquences et de la micro-onde de purification. La pureté des atomes préparés a été affectée par le choix d'une vitesse si faible.

Puisque l'énergie des ces atomes impurs avec un nombre quantique $n = 50$ est proche de l'énergie des atomes circulaires dans l'état $|g\rangle$, le détecteur n'est pas assez sélectif pour les discriminer. En revanche, les atomes impurs n'ont pas de transitions résonnantes avec le mode de la cavité. Par conséquent, lorsqu'un atome impur est préparé et détecté, le signal est classé en tant que signal à 1 atome déphaseur détecté et contribue à l'histogramme conditionnel, mais le champ dans la cavité n'est pas déphasé par l'atome. Cela explique la contamination de l'histogramme à 1 atome détecté par le signal obtenu lorsqu'aucun atome déphaseur n'est détecté.

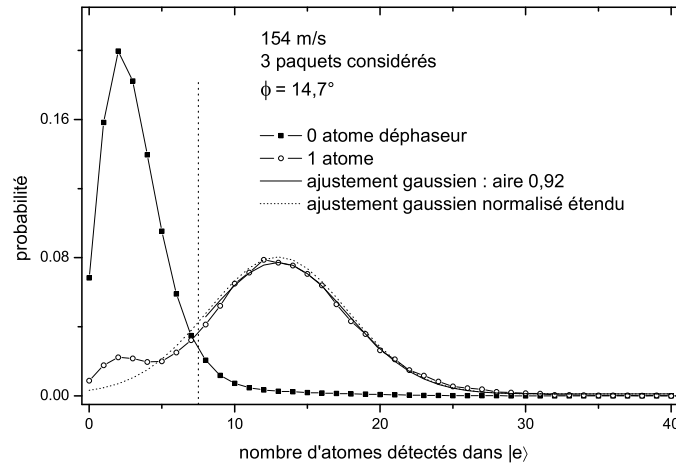


FIG. 4.10 – Mêmes histogrammes que dans la fig. 4.9. L'ajustement gaussien normalisé de l'histogramme conditionnel à 1 atome détecté est représenté. Le recouvrement entre les histogrammes est $R = 0,19$.

Nous pouvons faire un ajustement du signal de l'histogramme pour calculer le recouvrement qu'on obtiendrait en l'absence d'atomes déphaseurs impurs. La fig. 4.10 montre le résultat de l'ajustement, superposé aux histogrammes expérimentaux. Nous avons ajusté le signal conditionnel à 1 atome déphaseur détecté à l'aide d'une fonction gaussienne. Nous avons utilisé pour l'ajustement uniquement les valeurs du nombre d'atomes absorbants détectés supérieures à $n = 7$, dans l'intervalle délimité à gauche par la barre verticale. En effet, uniquement sur cette plage l'histogramme n'est pas contaminé par les atomes impurs.

La fonction gaussienne qui dérive de l'ajustement sur la plage réduite des valeurs, une fois étendue sur l'axe horizontal entier, montre une aire sous la courbe $A = 0,92 \pm 0,01$. Cela signifie que la fraction des atomes impurs, égale à l'aire du pic du signal conditionnel à un atome déphaseur détecté en correspondance du signal correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté, vaut $1 - A = (8 \pm 1)\%$.

La fonction gaussienne ainsi obtenue est normalisée pour que l'aire au-dessous de la courbe, étendue sur toutes les valeurs de n , soit égale à l'unité. Le recouvrement entre l'histogramme corrigé ainsi calculé et l'histogramme expérimental correspondant à l'absence de l'atome déphaseur est $R = 0,19$, ce qui correspond à une efficacité de détection $\eta = 1 - R/2 = 91\%$. Cette valeur indique l'efficacité de détection d'un atome déphaseur dans l'état dans $|g\rangle$ attendue en l'absence d'atomes impurs.

Nous avons répété l'expérience en préparant cette fois-ci l'atome déphaseur soit dans l'état $|e\rangle$, soit dans l'état $|g\rangle$, dans le but de réaliser la détection non destructive d'un atome dans les deux états $|e\rangle$ et $|g\rangle$. L'expérience a été répétée pour plusieurs valeurs de la phase ϕ d'homodyne. La fig. 4.11 montre les histogrammes qui présentent le recouvrement le plus petit, ainsi que la représentation des champs correspondants dans le plan complexe. Les signaux conditionnels représentés sont obtenus pour une phase d'homodyne $\phi = 53,5^\circ$.

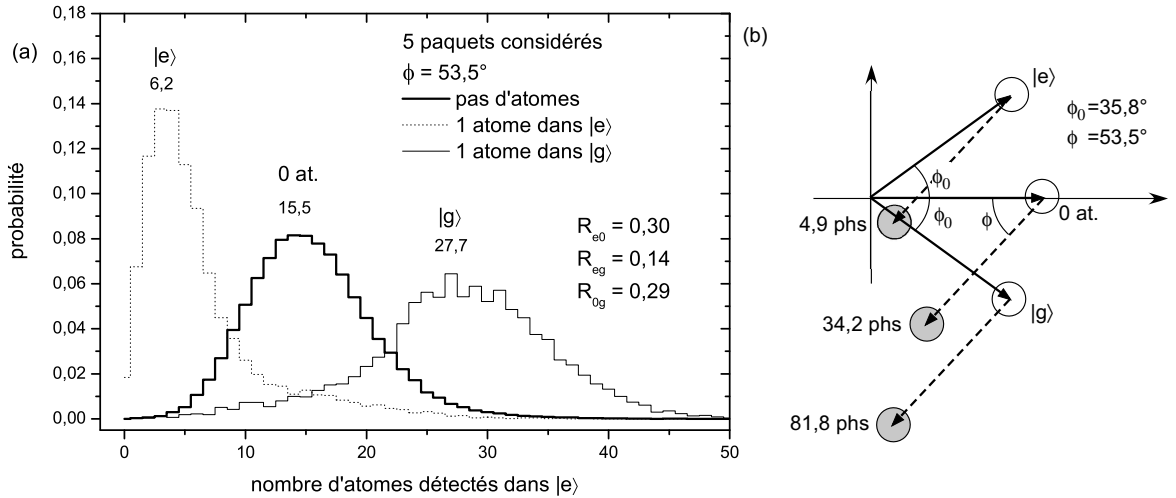


FIG. 4.11 – (a) Histogrammes conditionnels à la détection de l'atome déphaseur dans l'état $|e\rangle$, $|g\rangle$, et dans le cas où aucun atome déphaseur n'est détecté. Le nombre moyen d'atomes détectés dans chaque histogramme est indiqué. Les histogrammes représentent le nombre d'atomes détectés cumulés dans les cinq paquets atomiques. (b) Schéma dans le plan complexe des champs résultant de l'interaction avec l'atome déphaseur. Le nombre moyen de photons du champ au moment du passage du premier paquet d'atomes absorbants est indiqué.

Pour mesurer les histogrammes conditionnels à la détection d'un atome déphaseur dans l'état $|e\rangle$, dans l'état $|g\rangle$ et en l'absence d'atomes déphaseurs détectés nous avons procédé

de la façon suivante : après avoir fixé une phase ϕ d'homodynage nous avons préparé le paquet d'atomes déphaseurs dans l'état $|e\rangle$ et acquis le signal conditionnel à l'atome déphaseur préparé dans $|e\rangle$, et le signal correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté. Nous avons ensuite répété la même acquisition, pour la même valeur de ϕ , en préparant l'atome dans l'état atomique $|g\rangle$. Au-dessus de chaque histogramme de la fig. 4.11(a) nous avons indiqué le nombre moyen d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$.

Comme indiqué sur la figure, l'aire du recouvrement entre l'histogramme correspondant à l'atome déphaseur dans $|e\rangle$ et celui dans le cas où aucun atome déphaseur n'est détecté est $R_{e0} = 0,30$. De la même façon, l'aire du recouvrement entre le signal à un atome dans $|g\rangle$ et à 0 atome est $R_{0g} = 0,29$. Cette valeur est plus grande que le recouvrement entre les histogrammes dans le cas de l'expérience de détection de l'état $|g\rangle$, montrée dans la fig. 4.9, puisque dans l'expérience précédente la valeur de la phase ϕ d'homodynage avait été optimisée dans le but de détecter uniquement l'état $|g\rangle$, alors que dans l'expérience actuelle on vise à détecter les deux états atomiques. Enfin, le recouvrement entre les deux histogrammes conditionnels correspondant aux états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ vaut $R_{eg} = 0,14$.

Comme c'était le cas dans l'expérience décrite précédemment, l'impureté des atomes de Rydberg circulaires contamine les histogrammes conditionnels à un atome déphaseur détecté et augmente l'aire de recouvrement, en réduisant ainsi l'efficacité de détection.

La fig. 4.12 permet de comparer l'effet des atomes impurs dans le cas de la détection de l'atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$ et dans l'état $|e\rangle$, en utilisant les signaux que nous venons de montrer. L'histogramme de détection de l'état $|g\rangle$ a été acquis pour une phase d'homodynage $\phi_g = 14,7^\circ$ et l'histogramme correspondant à l'état $|e\rangle$ avec une phase $\phi_e = 53,5^\circ$. Puisque la différence $(\phi_e - \phi_g) = 38,8 \sim \phi_0$, où ϕ_0 est le déphasage provoqué par l'atome déphaseur, l'histogramme conditionnel à l'atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$ est centré approximativement au même nombre moyen d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$ que dans l'histogramme correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté lorsque l'on prépare cet atome dans l'état $|e\rangle$. Pour la même raison, les deux signaux conditionnels au cas où aucun atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$ n'est détecté et au cas où l'atome est détecté dans $|e\rangle$ se superposent également. On peut donc observer sur la fig. 4.12 que les deux pics conditionnels à 1 atome déphaseur détecté, dans les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$, sont tous les deux contaminés par les pics correspondant aux cas où l'atome déphaseur n'est pas détecté. L'ajustement du signal conditionnel à l'atome détecté dans $|e\rangle$, effectué par la même méthode que nous avons utilisée pour calculer à partir de la fig. 4.10 la fraction d'atomes impurs préparés dans les états proches de l'état $|g\rangle$ à 154 m/s, nous indique que la fraction d'atomes impurs préparés en même temps que l'atome déphaseur dans l'état $|e\rangle$ est de $(9 \pm 1)\%$, comparable à la fraction d'atomes impurs préparés en même temps que l'état $|g\rangle$.

Pour s'assurer que la contamination entre les deux histogrammes, responsable d'un plus grand recouvrement, est due à la présence des atomes impurs, nous avons répété toute l'expérience avec des atomes déphaseurs à une vitesse de 200 m/s plutôt que 154 m/s. Puisque le processus de circularisation est plus efficace pour cette vitesse, les atomes déphaseurs à 200 m/s sont plus purs et la contamination par les atomes impurs est négligeable. L'expérience avec les atomes déphaseurs plus rapides est décrite au § 4.5.

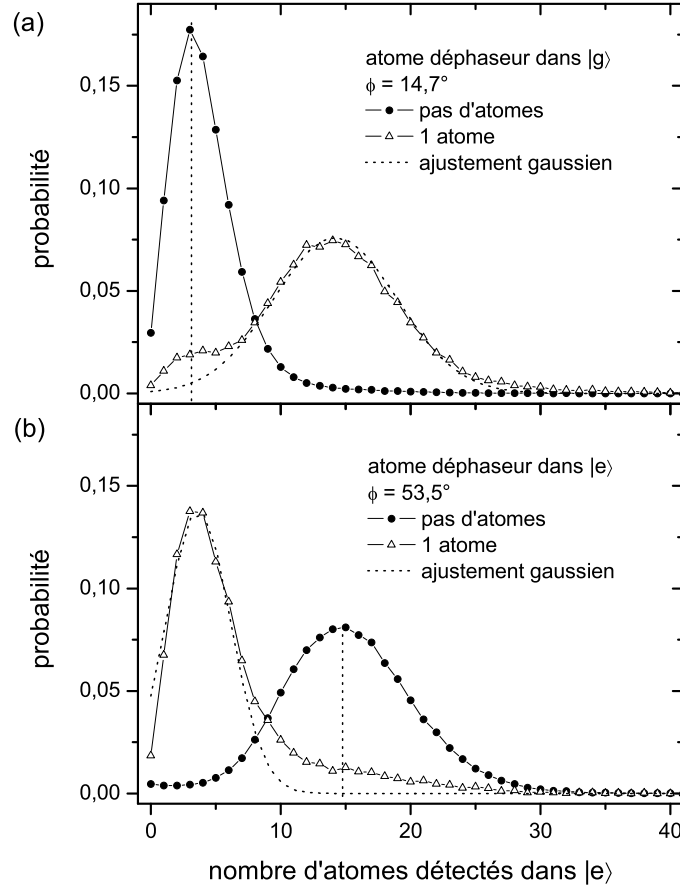


FIG. 4.12 – Histogrammes avec l'atome déphaseur préparé dans l'état $|g\rangle$ (a) et dans l'état $|e\rangle$ (b), pour deux phases d'homodynage différentes. En correspondance des deux lignes verticales les signaux conditionnels à l'atome déphaseur dans les états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ sont contaminés par la présence d'atomes impurs. Les ajustements gaussiens des deux signaux soulignent cet effet.

Sur les figs. 4.9(a) et 4.11(a) nous avons indiqué, à côté de chaque histogramme, le nombre moyen d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$. Sur les figs. 4.9(b) et 4.11(b) nous avons également calculé le nombre moyen de photons du champ cohérent qui est absorbé par les paquets d'atomes absorbants. Dans la suite, nous allons essayer d'expliquer quantitativement le nombre moyen d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$ en fonction du nombre de photons à absorber. De façon analogue, nous allons nous intéresser à la dispersion des histogrammes autour de la valeur moyenne et aux causes d'élargissement des histogrammes. Pour que ces analyses soient possibles, avant d'introduire un modèle numérique il faut introduire certaines considérations sur les imperfections expérimentales du montage susceptibles de limiter le contraste des données. La prochaine section est consacrée à ces effets.

4.3 Imperfections expérimentales

4.3.1 Le fond d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$

Avant de donner une explication au fond d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$, résumons leur effet dans les signaux des histogrammes.

Comme nous l'avons mentionné dans la section précédente, pour minimiser le recouvrement entre deux histogrammes nous avons a priori intérêt à choisir une phase ϕ d'homodynage qui correspond à une annulation du champ cohérent correspondant à un état atomique à détecter (état $|e\rangle$, $|g\rangle$ ou pas d'atome). Lorsque le champ résultant de la séquence d'homodynage est nul, le nombre attendu d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$ est nul aussi, ainsi que sa dispersion. Dans le cas idéal, l'histogramme est composé d'une barre correspondant à $n = 0$ et vaut 0 pour toutes les autres valeurs de n . Dans le cas réel, il n'en est pas ainsi.

Les figs. 4.9 et 4.11, qui montrent les résultats des expériences où le recouvrement entre les histogrammes est le plus petit, indiquent que dans aucun des deux cas la phase ϕ de l'homodynage n'est choisie de façon à annuler le champ. Cet effet est dû à la présence d'un fond d'atomes absorbants détectés dans $|e\rangle$ indépendamment de l'état du champ. À cause de cet effet, dans le cas où la deuxième impulsion d'homodynage efface le champ, il reste également des atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$. Par conséquent, nous n'avons plus intérêt, pour minimiser le recouvrement, à annuler le champ.

De plus, dans l'expérience de détection non destructive avec l'atome préparé uniquement dans l'état $|g\rangle$ (fig. 4.9) on obtient une discrimination meilleure lorsqu'on considère uniquement les atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ des trois premiers paquets d'atomes absorbants, plutôt qu'en considérant les cinq paquets. Cet effet est également dû au fond d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$. Lorsque le champ à détecter est complètement absorbé par les trois premiers paquets, en effet, le fait d'en considérer davantage provoque une perte de contraste, car le fond d'atomes détectés dans $|e\rangle$ augmente en égale mesure la valeur moyenne et la dispersion des deux histogrammes conditionnels.

La fig. 4.13 montre une détection en temps de vol des atomes absorbants et des échos. Les deux courbes montrent le nombre total d'atomes dans les deux états d'énergie interne et le nombre d'atomes uniquement dans l'état $|e\rangle$. Le signal a été acquis sans injecter aucun champ micro-onde dans la cavité, après avoir éteint la source externe. Au-dessous des courbes, le nombre moyen d'atomes détectés dans chaque pic est indiqué, pour les deux états atomiques et uniquement pour l'état $|e\rangle$.

La fig. 4.13 a été acquise avec des paramètres de préparation des atomes absorbants légèrement différents des réglages utilisés dans l'acquisition des autres signaux que nous avons montrés. Ceci explique que le nombre total d'atomes dans chaque paquet atomique détecté est plus petit dans le temps de vol de la fig. 4.13 que dans le temps de vol de la fig. 4.3, acquis avec les mêmes paramètres expérimentaux que les signaux des histogrammes. Nous allons utiliser le signal de la fig. 4.13 uniquement pour évaluer, de façon approximative, le fond d'atomes détectés dans $|e\rangle$ et expliquer ses causes. Nous n'allons pas utiliser dans la suite les données tirées de ce temps de vol de façon quantitative dans les calculs.

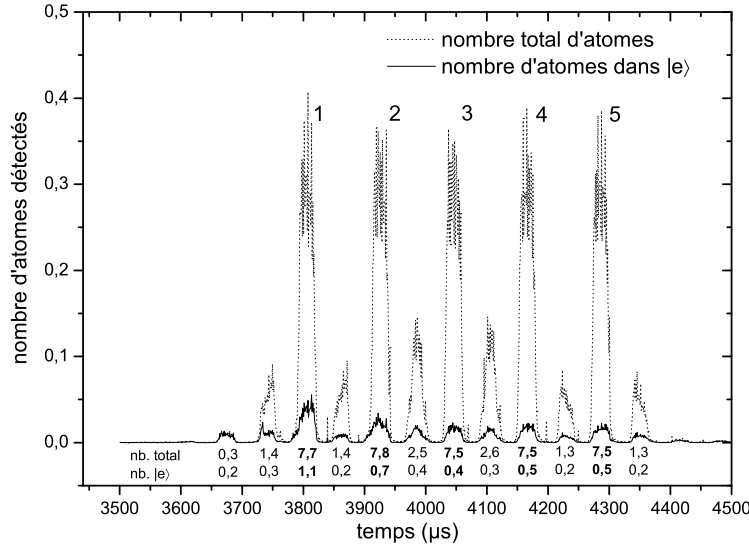


FIG. 4.13 – *Détection en temps de vol des atomes en l'absence de champ injecté. Les deux courbes représentent le nombre total d'atomes dans les deux états d'énergie interne et uniquement dans l'état $|e\rangle$. Le nombre moyen d'atomes dans chaque paquet est indiqué. Le signal a été acquis avec des paramètres d'excitation des atomes différents par rapport au temps de vol de la fig. 4.3. Ceci explique le nombre total d'atomes différent dans les deux cas.*

Le nombre total d'atomes détectés dans chaque paquet d'atomes absorbants est $\sim 7,6$ par séquence expérimentale. Considérons d'abord les paquets d'atomes absorbants 3-4-5. Le nombre d'atomes détectés dans $|e\rangle$, en l'absence de champ injecté, est $\sim 0,5$, qui correspond à 6% du nombre total d'atomes dans ces paquets. Plusieurs phénomènes sont responsables de cet effet.

La détection des atomes absorbants, effectuée par le deuxième détecteur, n'est pas parfaitement résolue, comme nous l'avons discuté dans le § 1.2.4. Par conséquent, à cause du petit recouvrement entre les signaux d'ionisation des niveaux $|e\rangle$ et $|g\rangle$, une fraction des atomes dans l'état $|g\rangle$ est détectée en tant qu'atomes dans l'état $|e\rangle$. Cette fraction, d'après notre connaissance du montage expérimental, est de l'ordre de $\sim 2\%$ et n'explique pas, à elle seule, le fond de $\sim 6\%$ que nous observons. Cet effet, de plus, prévoit un nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ proportionnel au nombre d'atomes détectés dans l'état $|g\rangle$. Or nous observons sur le signal de détection en temps de vol que, dans les paquets mal sélectionnés en vitesse, la fraction des atomes dans l'état $|e\rangle$ en l'absence de champ injecté est plus grande que pour les paquets bien sélectionnés en vitesse.

Un autre effet à prendre en compte est le recouvrement entre les signaux d'ionisation du niveau $|n = 52\rangle$ circulaire et du niveau $|e\rangle$, ce qui donne un fond d'atomes détectés dans $|e\rangle$ proportionnel au nombre d'atomes dans le niveau $|n = 52\rangle$. Comme nous avons vu dans la description du processus d'excitation des atomes de Rydberg circulaires au § 1.2.2, en

effet, à la fin de la rampe de radio-fréquences de circularisation l'état atomique préparé est l'état $|n = 52\rangle$ circulaire. Ensuite, un champ micro-onde injecté par l'extérieur provoque la transition entre le niveau $|n = 52\rangle$ et le niveau $|g\rangle$. Puisque l'injection de la micro-onde externe est pulsée, elle produit une sélection de vitesse additionnelle par temps de vol. La probabilité de transférer les atomes entre les deux niveaux pendant l'impulsion est de l'ordre de $\sim 70\%$. Les atomes qui restent dans l'état $|n = 52\rangle$ sont moins bien sélectionnés en vitesse que les atomes dans l'état $|g\rangle$ puisque'ils n'interagissent pas avec la micro-onde pulsée. Par conséquent, le rapport entre les atomes initialement préparés dans le niveau $|n = 52\rangle$ circulaire et les atomes qui sont transférés dans l'état $|g\rangle$ est plus grand pour les paquets des échos que pour les paquets bien sélectionnés en vitesse. Les atomes dans l'état $|n = 52\rangle$ sont répartis de façon assez uniforme entre les paquets bien sélectionnés en vitesse et les échos. Ceci explique pourquoi le fond d'atomes détectés dans $|e\rangle$ dans les échos est du même ordre de grandeur que dans les paquets bien sélectionnés en vitesse, alors que le nombre total d'atomes dans l'état $|g\rangle$ est bien différent.

De plus, les atomes dans l'état $|n = 52\rangle$ peuvent se désexciter par émission spontanée vers le niveau $|e\rangle$. Puisque la durée de vie de ces états de Rydberg est $\gamma^{-1} \simeq 30$ ms, le temps nécessaire pour parcourir les 200 mm qui sépare la boîte de circularisation et le détecteur est $t = 600$ μ s et le nombre total d'atomes dans le niveau $|n = 52\rangle$ dans chaque paquet d'atomes bien sélectionnés en vitesse et dans chaque paquet d'échos est de l'ordre de 10, l'émission spontanée provoque 0,1-0,2 atome par paquet détecté dans l'état $|e\rangle$.

Le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ dans les paquets 1 et 2 est plus important. Ceci est dû à la présence du champ thermique. En l'absence d'injection d'un champ externe dans la cavité, le mode de la cavité contient un champ thermique avec un nombre moyen de photons $\bar{n} = 1$. Ce champ thermique est absorbé par les deux premiers paquets d'atomes absorbants. Une fois absorbé, le champ thermique relaxe de façon négligeable vers l'équilibre avant le passage du paquet suivant, qui traverse la cavité avec un délai de 120 μ s.

4.3.2 L'absorption du champ par les atomes mal sélectionnés en vitesse

Un facteur limitant la discrimination entre les différents histogrammes conditionnels de l'expérience est l'absorption du champ par les échos. Puisque ces atomes mal sélectionnés en vitesse traversent le mode de la cavité à des instants où la variation de la fréquence de la transition atomique n'est pas optimisée, nous ne les avons pas pris en compte dans les signaux des histogrammes. Les cinq fenêtres temporelles de détection que nous avons choisies pour mesurer les atomes absorbants dans l'état $|e\rangle$ incluent uniquement les paquets bien sélectionnés en vitesse. Cependant, une partie du champ est absorbée par les échos.

La fig. 4.14 montre la détection en temps de vol des atomes absorbants pendant l'injection du champ par l'extérieur. Elle a été acquise avec les mêmes paramètres expérimentaux que ceux utilisés dans l'acquisition des histogrammes que nous avons montrés. En fait, la figure montre le même signal que celui dans la fig. 4.3 avec, en plus, la courbe de détection des atomes uniquement dans l'état $|e\rangle$. Le nombre total d'atomes de chaque paquet dans

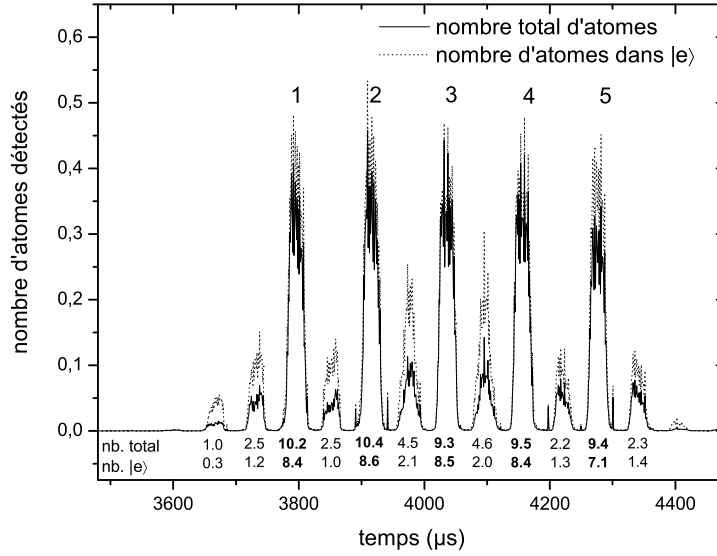


FIG. 4.14 – Temps de vol de la fig. 4.3 correspondant aux paramètres utilisés dans l'acquisition des signaux des histogrammes. Un champ cohérent de ~ 160 photons en moyenne est présent au passage du premier paquet d'atomes absorbants. La courbe du nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ est représentée, ainsi que le nombre total d'atomes détectés. Au-dessous des courbes le nombre moyen d'atomes de chaque paquet est indiqué.

les deux états d'énergie interne et uniquement dans l'état $|e\rangle$ est indiqué au-dessous de la courbe. Pour injecter le plus de champ possible dans le mode de la cavité, nous avons allumé les deux injections et nous avons fixé la phase de l'homodynage de façon à avoir une interférence constructive entre les deux impulsions. Le nombre moyen de photons du champ cohérent entre les deux impulsions est $\bar{n} = 65$. Au moment du passage du premier paquet d'atomes absorbants, en tenant compte de la superposition des deux champs avec la même phase ainsi que de l'amortissement de la cavité, le nombre moyen de photons du champ est $\bar{n} = 160$.

En comparant le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ avec le nombre total d'atomes pour chaque paquet d'atomes mal sélectionnés en vitesse, nous nous apercevons qu'environ la moitié des échos sortent dans l'état $|e\rangle$ après avoir absorbé un photon. Les atomes absorbants bien sélectionnés en vitesse, comme on s'y attend, absorbent le champ plus efficacement.

4.3.3 L'efficacité de détection du premier détecteur

À cause de l'efficacité de détection limitée du premier détecteur, estimée être de l'ordre de $\eta = (81 \pm 9)\%$ (cf. § 1.2.4 et § 3.4.1), une fraction des atomes déphaseurs ne sont pas détectés. Par conséquent, les signaux correspondant au cas où aucun atome déphaseur

n'est détecté sont contaminés par les événements où un atome déphaseur est présent mais n'est pas détecté. Cet effet, qui était remarquable dans l'expérience de détection homodyne avec analyse du champ par un atome sonde, décrite dans le § 3.4, et qui nous a permis de calculer l'efficacité de détection, est beaucoup moins visible dans l'expérience que nous sommes en train de décrire, à cause du nombre moyen très faible d'atomes déphaseurs. Dans l'expérience décrite au § 3.4 le nombre moyen d'atomes détectés était $\bar{n} = 0,605$, alors qu'il vaut, dans l'expérience décrite ici, $\bar{n} = 0,075$.

Comme nous l'avons déjà fait dans le § 3.4.1, nous pouvons utiliser le signal non conditionnel à la détection de l'atome déphaseur pour calculer le nombre moyen réel d'atomes déphaseurs préparés, et calculer ensuite l'efficacité de détection en comparant cette valeur au nombre moyen d'atomes détectés. La fig. 4.15 montre les signaux utilisés dans ce calcul.

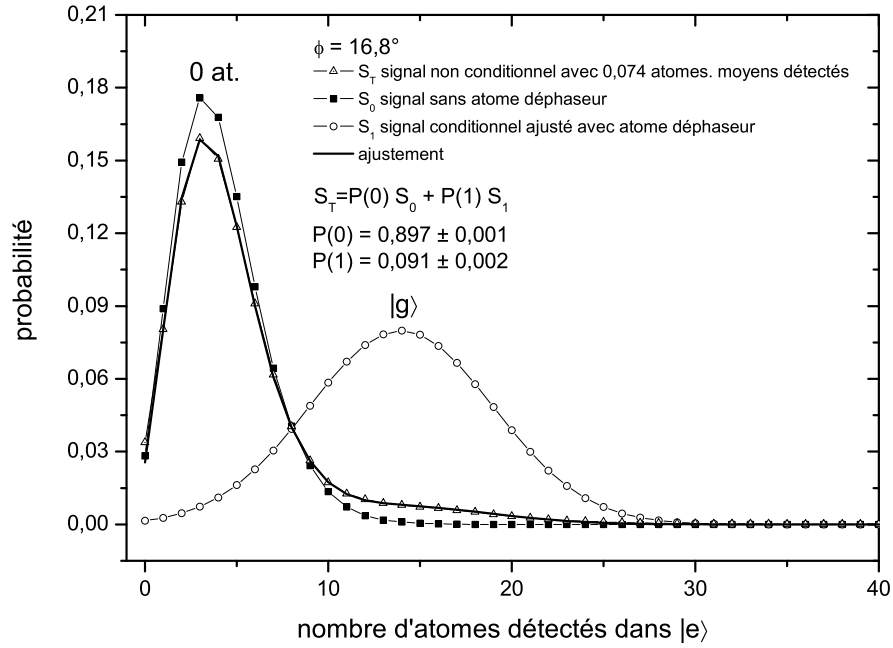


FIG. 4.15 – Calcul de l'efficacité du premier détecteur à partir des histogrammes. Le signal S_T est ajusté en tant que somme des signaux de référence S_0 et S_1 . Les valeurs de l'ajustement linéaire sont indiquées.

Le signal S_T est le signal non conditionnel correspondant à l'atome déphaseur préparé dans l'état $|g\rangle$ pour une valeur de la phase d'homodynage de $\phi = 16,8^\circ$. Le signal S_0 est l'histogramme de référence acquis, avec la même phase ϕ , dans une expérience où le paquet d'atomes déphaseurs n'a pas été programmé. Par conséquent, ce signal n'est pas contaminé par les atomes non détectés. Le signal S_1 est l'histogramme conditionnel à 1 atome déphaseur détecté, ajusté et renormalisé de façon à ne pas considérer la contami-

nation par les atomes impurs, par le même procédé que celui utilisé dans la fig. 4.10 pour les histogrammes à $\phi = 14,7^\circ$. Nous allons prendre le signal S_1 comme référence dans le cas d'un atome déphaseur. À cause du nombre moyen très faible d'atomes déphaseurs préparés, la contamination de ce signal par les événements à deux atomes déphaseurs, dont un n'est pas détecté, est négligeable. Le signal S_T peut être ajusté sur les deux signaux de référence à travers la formule :

$$S_T = P(0) \cdot S_0 + P(1) \cdot S_1 \quad (4.1)$$

Grâce à l'ajustement nous trouvons un nombre réel moyen d'atomes déphaseurs $\bar{n}_r = P(1)/P(0) = 0,100 \pm 0,008$, où les barres d'erreur statistiques sont données par l'incertitude sur les valeurs de l'ajustement linéaire. L'efficacité de détection ainsi calculée vaut : $\eta = \bar{n}/\bar{n}_r = 0,074/0,10 = (74 \pm 6)\%$. Cette valeur est compatible avec la valeur d'efficacité de détection du premier détecteur $\eta = (79 \pm 10)\%$ calculée par l'expérience de calibration, accomplie au moment de la mise en place du détecteur (cf. § 1.2.4) et avec les calculs effectués à partir des données de l'expérience de détection homodyne avec la lecture du champ par un atome sonde (cf. 3.4.1), qui indiquent $\eta = (81 \pm 9)\%$.

4.3.4 Courbe d'absorption du champ

Avant d'aborder un modèle visant à calculer le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ en fonction de la phase d'homodynage pour chaque paquet d'atomes absorbants, il est nécessaire de connaître la courbe d'absorption donnant le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ en fonction du nombre moyen de photons du champ cohérent pour un paquet d'atomes absorbants. Nous pouvons construire la courbe souhaitée à partir des données elles-mêmes des histogrammes. Le nombre moyen d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ dans le premier paquet d'atomes absorbants est donné par la valeur moyenne des histogrammes construits en considérant uniquement le premier paquet d'atomes. Nous allons utiliser la série complète d'histogrammes acquis pour déduire la courbe d'absorption.

En connaissant la phase ϕ entre les deux injections du champ et le nombre moyen de photons à chaque instant, nous pouvons représenter le nombre d'atomes dans l'état $|e\rangle$ détectés dans le premier paquet d'atomes absorbants en fonction du nombre moyen de photons au moment où le paquet traverse la cavité. La fig. 4.16 montre la courbe d'absorption du premier paquet d'atomes absorbants en fonction du nombre moyen de photons du champ.

Par le même raisonnement que nous avons fait dans le calcul du nombre moyen de photons dans les signaux des figs. 4.9 et 4.11, la formule utilisée dans le calcul de l'échelle horizontale est $\bar{n} = \bar{n}_{th} + 2\bar{n}_0[1 - \cos(\phi - \phi')]$ (cf. fig. 4.2). Dans la formule, $\bar{n}$ est le nombre moyen de photons au passage du premier paquet d'atomes sonde, $\bar{n}_0$ est le nombre moyen de photons en l'absence de la deuxième injection d'homodynage, $\pi + \phi$ est la phase relative de la deuxième injection par rapport à la première, ϕ' est le déphasage éventuel provoqué par l'atome déphaseur et $\bar{n}_{th}$ est le nombre moyen de photons du champ thermique qui s'ajoute au champ injecté. Comme nous l'avons déjà observé précédemment, $\bar{n}_{th} = 1$ et $\bar{n}_0 = 40,9$, calculé en sachant que le nombre moyen de photons au moment où l'atome déphaseur traverse la cavité est $\bar{n} = 65$, que le délai entre l'atome déphaseur et le premier paquet d'atomes absorbants vaut $398 \mu s$ et que le temps de vie de la cavité est $\kappa^{-1} = 860$

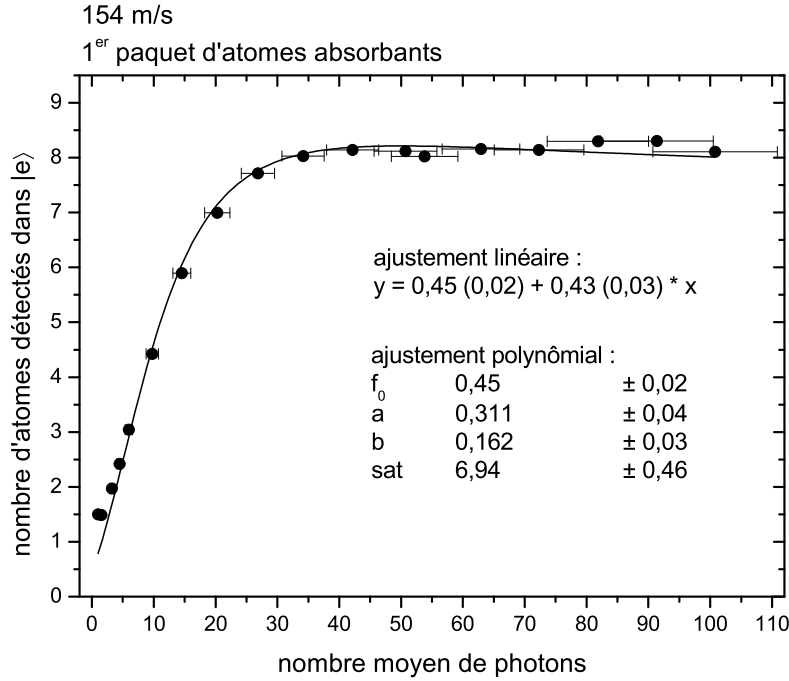


FIG. 4.16 – Courbe d'absorption du champ dans la cavité. Le nombre moyen d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ dans le premier paquet d'atomes absorbants est représenté en fonction du nombre moyen de photons du champ cohérent. L'ajustement est effectué avec la fonction $y = f(x) = f_0 + [ax + (bx^2)] / [1 + (bx)^2 / \text{sat}]$. Les valeurs de l'ajustement linéaire de la partie de la courbe à faible nombre de photons sont aussi indiqués.

us. Pour les histogrammes correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté $\phi' = 0$, et pour les histogrammes conditionnels à un atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$ $\phi' = -\phi_0 = -35,8^\circ$.

Soulignons que la courbe d'absorption donne le nombre d'atomes *détectés* en fonction du champ. Le nombre d'atomes réels qui absorbent un photon est plus grand d'un facteur $1/\eta$, où η est l'efficacité de détection du deuxième détecteur, utilisé dans cette expérience pour détecter les atomes absorbants. Pour ce détecteur, $\eta = (80 \pm 10)\%$. Le nombre total d'atomes détectés dans chaque paquet est de l'ordre de 10, comme le montre le temps de vol de la fig. 4.3.

La courbe montre que, pour un faible nombre moyen de photons, le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ augmente linéairement avec le nombre de photons, jusqu'à atteindre une valeur de saturation égale à 8,2 atomes détectés pour un champ avec un nombre moyen de photons de l'ordre de 30. La valeur de la pente de la partie linéaire de la courbe est $0,43 \pm 0,03$. Un des facteurs qui limitent la valeur de saturation en présence d'un champ fort est la présence d'un paquet d'atomes mal sélectionnés en vitesse qui atteint le deuxième détecteur au même moment que le premier paquet d'atomes absorbants bien sé-

lectionnés en vitesse, utilisés pour la courbe d'absorption du champ (cf. fig. 4.3). Puisque les échos absorbent moins efficacement le champ, ces atomes restent en bonne partie dans l'état $|g\rangle$ même dans le cas d'un fort champ injecté.

La courbe d'absorption montre donc que pour un grand nombre de photons environ 90% des atomes sonde sortent dans l'état $|e\rangle$. Cette valeur est rendue possible par le choix de faire varier la fréquence de la transition atomique autour de la valeur de résonance pendant le passage des atomes dans la cavité (cf. § 4.1.1). Une interaction purement résonnante entre les atomes sonde et le mode de la cavité aurait limité le taux d'absorption des atomes à 50%.

Pour calculer le fond nous avons utilisé l'ensemble des 5 histogrammes de la fig. 4.8 correspondant à $\phi = 0$ pour le cas où aucun atome déphaseur n'est détecté. Pour $\phi = 0$, seul le champ thermique est présent dans le mode au moment où les atomes sonde traversent la cavité. Les deux premiers paquets d'atomes absorbants sont suffisants pour absorber le faible champ dans le mode de la cavité. Par conséquent, le nombre moyen d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ dans les trois derniers paquets d'atomes nous donne directement la valeur du fond d'atomes détectés dans $|e\rangle$ en l'absence de champ à l'intérieur de la cavité pour chaque paquet. Cette valeur est $f_0 = 0,45 \pm 0,02$, ce qui correspond à un fond de $\sim 5\%$.

Pour pouvoir utiliser la courbe d'absorption des atomes dans les calculs que nous allons montrer dans le prochain paragraphe, nous avons ajusté la courbe avec une fonction contenant un terme quadratique et un terme de saturation. La formule $y = f(x)$ de la fonction est donnée dans la légende de la fig. 4.16 et les paramètres de l'ajustement sont indiqués à l'intérieur du graphe.

4.4 Reproduction des résultats par un modèle numérique

4.4.1 Calcul des valeurs moyennes des histogrammes

Nous allons maintenant essayer de comprendre de façon quantitative la dépendance du nombre d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$ en fonction des paramètres de l'expérience, tels que la phase d'homodynage, l'intensité du champ injecté et l'amortissement de la cavité.

Une fois que nous connaissons le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ dans un paquet d'atomes absorbants en fonction du nombre moyen de photons, grâce à la courbe d'absorption, nous pouvons essayer de reproduire par des calculs le nombre total d'atomes détectés dans chaque paquet. Le but du modèle numérique que nous allons présenter est de calculer le nombre moyen de photons du champ dans la cavité au moment du passage de chaque paquet d'atomes absorbants. Ensuite, grâce à la courbe d'absorption montrée dans la fig. 4.16, nous allons calculer le nombre d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$.

Les tableaux 4.1 et 4.2 montrent les résultats des calculs et la comparaison avec les données expérimentales, dans le cas respectivement de l'expérience de détection non destructive de l'atome dans l'état $|g\rangle$ (fig. 4.9) et de l'atome dans les deux états atomiques $|e\rangle$ et $|g\rangle$ (fig. 4.11). Les données des deux tableaux sont représentées respectivement dans les figs. 4.17 et 4.18.

4.4.1.a Méthode

La première ligne du tab. 4.1 se réfère au cas où il n'y a aucun atome déphaseur détecté ; la deuxième ligne au cas où un atome déphaseur est détecté dans l'état $|g\rangle$ et la troisième ligne au cas de deux atomes déphaseurs détectés dans $|g\rangle$. Nous allons utiliser ce tableau comme repère dans l'explication des formules utilisées dans chaque colonne. La méthode décrite s'applique sans aucune modification dans les calculs résumés dans le tab. 4.2.

$\phi - \phi'$ indique la valeur de la phase relative entre les deux champs cohérents qui se superposent. La phase $\phi = 14,7^\circ$ est la phase relative entre les deux injections d'homodynage et la phase ϕ' correspond au déphasage provoqué par le passage de l'atome déphaseur. Dans les trois cas $\phi' = 0$, $\phi' = -\phi_0 = -35,8^\circ$ et $\phi' = -2\phi_0 = -71,6^\circ$ respectivement.

$\bar{n}_{phs}(1)$ indique le nombre moyen de photons au passage du premier paquet d'atomes absorbants. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent :

$$\bar{n}_{phs}(1) = \bar{n}_{th} + 2\bar{n}_0[1 - \cos(\phi - \phi')] \quad (4.2)$$

où $\bar{n}_{th} = 1$ et $\bar{n}_0 = 40,9$ photons.

$\bar{n}_e(1)$ indique le nombre d'atomes détectés dans $|e\rangle$ dans le premier paquet d'atomes absorbants. $\bar{n}_e(1) = f(\bar{n}_{phs}(1))$, où $f(x)$ est la fonction d'ajustement de la courbe d'absorption.

	$\phi - \phi'$	$\bar{n}_{phs}(1)$	$\bar{n}_e(1)$	$\bar{n}_{abs}(1)$	$\bar{n}_{phs}(2)$	$\bar{n}_e(2)$	$\bar{n}_{abs}(2)$
pas d'atome	14,7°	3,7	2,3	2,7	0,8	0,7	0,4
1 atome dans $ g\rangle$	50,5°	30,8	7,2	10,0	17,8	6,7	9,4
2 atomes dans $ g\rangle$	86,3°	77,5	8,1	11,5	56,8	8,2	11,6

$\bar{n}_{phs}(3)$	$\bar{n}_e(3)$	$\bar{n}_{abs}(3)$	$\bar{n}_{phs}(4)$	$\bar{n}_e(4)$	$\bar{n}_{abs}(4)$	$\bar{n}_{phs}(5)$	$\bar{n}_e(5)$	$\bar{n}_{abs}(5)$
0,4	0,6	0,2	0,2	0,5	0,1	0,1	0,5	0,0
7,2	3,5	4,5	2,3	1,3	1,3	0,9	0,7	0,5
38,9	8,2	11,6	23,4	7,6	10,6	11,1	5,0	6,8

$\bar{n}_c(1)$	$\bar{n}_c(2)$	$\bar{n}_c(3)$	$\bar{n}_c(4)$	$\bar{n}_c(5)$	$\bar{n}_{exp}(1)$	$\bar{n}_{exp}(2)$	$\bar{n}_{exp}(3)$	$\bar{n}_{exp}(4)$	$\bar{n}_{exp}(5)$
2,3	3,0	3,6	4,0	4,5	2,3	3,0	3,4	3,9	4,3
7,2	14,0	17,4	18,7	19,4	7,2	11,4	12,8	13,4	13,8
8,1	16,3	24,4	32,0	37,0	7,5	14,4	20,1	23,3	24,5

TAB. 4.1 – *Calculs de l'expérience de détection de l'atome déphaseur à 154 m/s dans l'état $|g\rangle$ et comparaison avec les résultats expérimentaux.*

$\bar{n}_{abs}(1)$ donne le nombre réel de photons absorbés par les atomes absorbants du premier paquet atomique :

$$\bar{n}_{abs}(1) = (\bar{n}_e(1) - f_0) * A_{echos}/\eta \quad (4.3)$$

Ici $f_0 = 0,45$ est le fond d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$. Il correspond au nombre d'atomes détectés dans l'état excité en l'absence de champ injecté. η est l'efficacité de détection, qui vaut 0,80 pour le deuxième détecteur, utilisé pour détecter les atomes absorbants. En divisant par η on passe du nombre détecté d'atomes absorbants au nombre réel de photons absorbés. A_{echos} est un facteur qui tient compte du fait que les échos absorbent une partie du champ. La valeur du paramètre A_{echos} est calculée à partir du temps de vol avec un fort champ injecté de la fig. 4.14. Lorsque l'on compare, dans le temps de vol, le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ dans tous les paquets atomiques avec le même nombre calculé en considérant uniquement les cinq paquets d'atomes bien

sélectionnés en vitesse, le rapport entre les deux nombres vaut $A_{echos} = 1, 2$, ce qui signifie que 17% du champ dans la cavité est absorbé par les échos.

Dans la suite du tableau, les calculs suivants sont répétés pour chaque paquet atomique i avec i qui varie entre 2 et 5.

$\bar{n}_{phs}(i)$ indique le nombre moyen de photons du champ au passage de l' i -ème paquet atomique :

$$\bar{n}_{phs}(i) = [\bar{n}_{phs}(i-1) - \bar{n}_{abs}(i-1)] \cdot \exp(-\kappa \cdot t_{12}) \quad (4.4)$$

Pour le calculer, on soustrait au nombre moyen de photons $\bar{n}_{phs}(i-1)$ au passage du paquet atomique précédent le nombre $\bar{n}_{abs}(i-1)$ de photons absorbés, et on multiplie le nombre moyen de photons restants par le facteur d'amortissement de la cavité ($\kappa^{-1} = 860$ μ s) dans l'intervalle $t_{12} = 120$ μ s entre deux paquets successifs.

$\bar{n}_e(i)$ est le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ prévu dans le i -ème paquet d'atomes absorbants. $\bar{n}_e(i) = f(\bar{n}_{phs}(i))$ où $f(x)$ est la fonction d'ajustement de la courbe de calibration de la fig. 4.16.

$\bar{n}_{abs}(i)$ est le nombre de photons absorbés par le i -ème paquet atomique, et est calculé de la même façon que $\bar{n}_{abs}(1)$ en remplaçant $\bar{n}_e(1)$ par $\bar{n}_e(i-1)$.

La dernière partie du tab. 4.1 montre le nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ cumulé sur les différents paquets atomiques. $\bar{n}_c(i)$ est la somme de $\bar{n}_e(j)$ avec $1 \leq j \leq i$ en partant du premier paquet. À côté, $\bar{n}_{exp}(i)$ contient le nombre moyen d'atomes détectés dans $|e\rangle$ cumulés sur les i premiers paquets atomiques obtenus par les histogrammes expérimentaux.

La fig. 4.17(a) montre le nombre moyen de photons dans le mode de la cavité pendant l'expérience. Les trois courbes correspondent aux trois configurations ayant 0, 1 et 2 atomes déphaseurs détectés. La figure montre la chute du nombre moyen de photons causée par l'absorption par chaque paquet d'atomes sonde et la décroissance exponentielle du champ dans chaque intervalle entre deux paquets. Le nombre $\bar{n}_{phs}(i)$ de photons avant le passage de chaque paquet est indiqué.

La fig. 4.17(b) représente le nombre calculé $\bar{n}_c(i)$ et mesuré $\bar{n}_{exp}(i)$ d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ cumulés sur un nombre croissant de paquets atomiques entre le premier et le dernier.

De la même manière, les données du tab. 4.2 sont représentées dans la fig. 4.18.

4.4.1.b Résultats

Lorsque l'on compare les nombres $\bar{n}_c(i)$ d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ calculés par le modèle avec les valeurs $\bar{n}_{exp}(i)$ obtenues expérimentalement, on remarque que le modèle théorique reproduit les données expérimentales dans des barres d'erreurs de l'ordre de 30%. Ceci est compatible avec plusieurs sources d'erreurs que nous connaissons.

- L'incertitude sur le nombre moyen de photons du champ cohérent injecté est de l'ordre de 10%, comme nous l'avons vu au § 3.3.1.e.
- À cause de la dérive lente de la fréquence de la cavité, la valeur de la phase ϕ d'homodynage est affectée par des erreurs systématiques de l'ordre de 5° , ce qui a une influence sur la détermination du nombre moyen de photons.

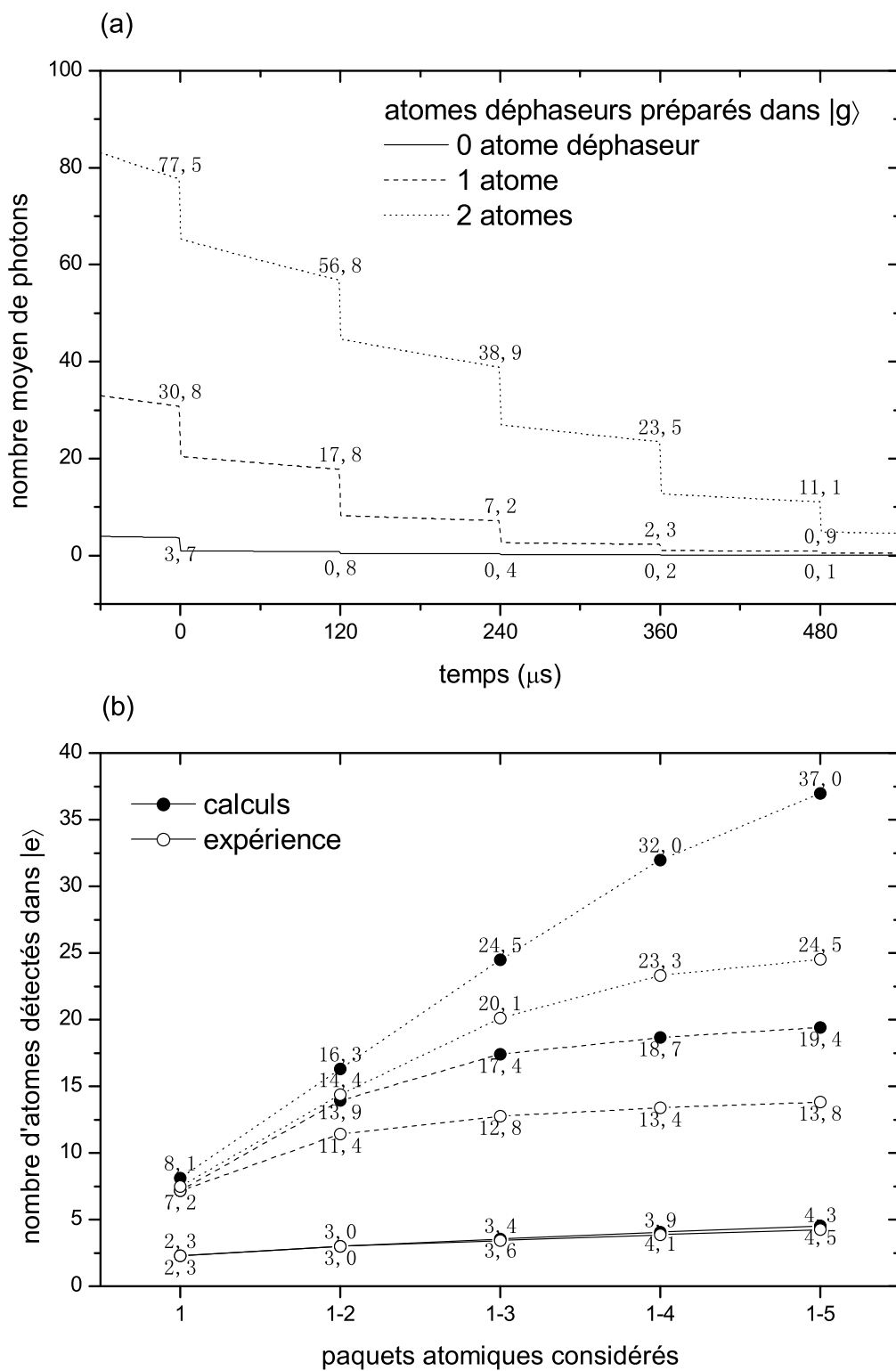


FIG. 4.17 – Expérience de détection des atomes déphaseurs dans l'état $|g\rangle$ (cf. fig. 4.9). Nombre moyen de photons dans le mode (a) et nombre d'atomes absorbants détectés dans $|e\rangle$ (b).

	$\phi - \phi'$	$\bar{n}_{phs}(1)$	$\bar{n}_e(1)$	$\bar{n}_{abs}(1)$	$\bar{n}_{phs}(2)$	$\bar{n}_e(2)$	$\bar{n}_{abs}(2)$
pas d'atome	53,5°	34,2	8,0	11,4	19,5	7,0	9,9
atome dans $ e\rangle$	17,7°	4,8	2,4	3,0	1,7	1,0	0,9
atome dans $ g\rangle$	89,3°	81,8	8,1	11,5	60,5	8,2	11,6

$\bar{n}_{phs}(3)$	$\bar{n}_e(3)$	$\bar{n}_{abs}(3)$	$\bar{n}_{phs}(4)$	$\bar{n}_e(4)$	$\bar{n}_{abs}(4)$	$\bar{n}_{phs}(5)$	$\bar{n}_e(5)$	$\bar{n}_{abs}(5)$
8,3	3,9	5,2	2,6	1,4	1,5	1,0	0,8	0,5
0,7	0,7	0,3	0,3	0,6	0,1	0,1	0,5	0,0
35,7	8,2	11,6	26,2	7,7	10,9	13,1	5,7	7,8

$\bar{n}_c(1)$	$\bar{n}_c(2)$	$\bar{n}_c(3)$	$\bar{n}_c(4)$	$\bar{n}_c(5)$	$\bar{n}_{exp}(1)$	$\bar{n}_{exp}(2)$	$\bar{n}_{exp}(3)$	$\bar{n}_{exp}(4)$	$\bar{n}_{exp}(5)$
8,0	15,1	19,0	20,5	21,3	7,6	12,6	14,3	15,1	15,5
2,4	3,5	4,1	4,7	5,2	3,3	4,7	5,3	5,8	6,2
8,1	16,3	24,5	32,2	37,9	7,7	15,3	22,0	26,0	27,7

TAB. 4.2 – Calculs de l'expérience de détection de l'atome déphaseur à 154 m/s dans les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ et comparaison avec les résultats expérimentaux.

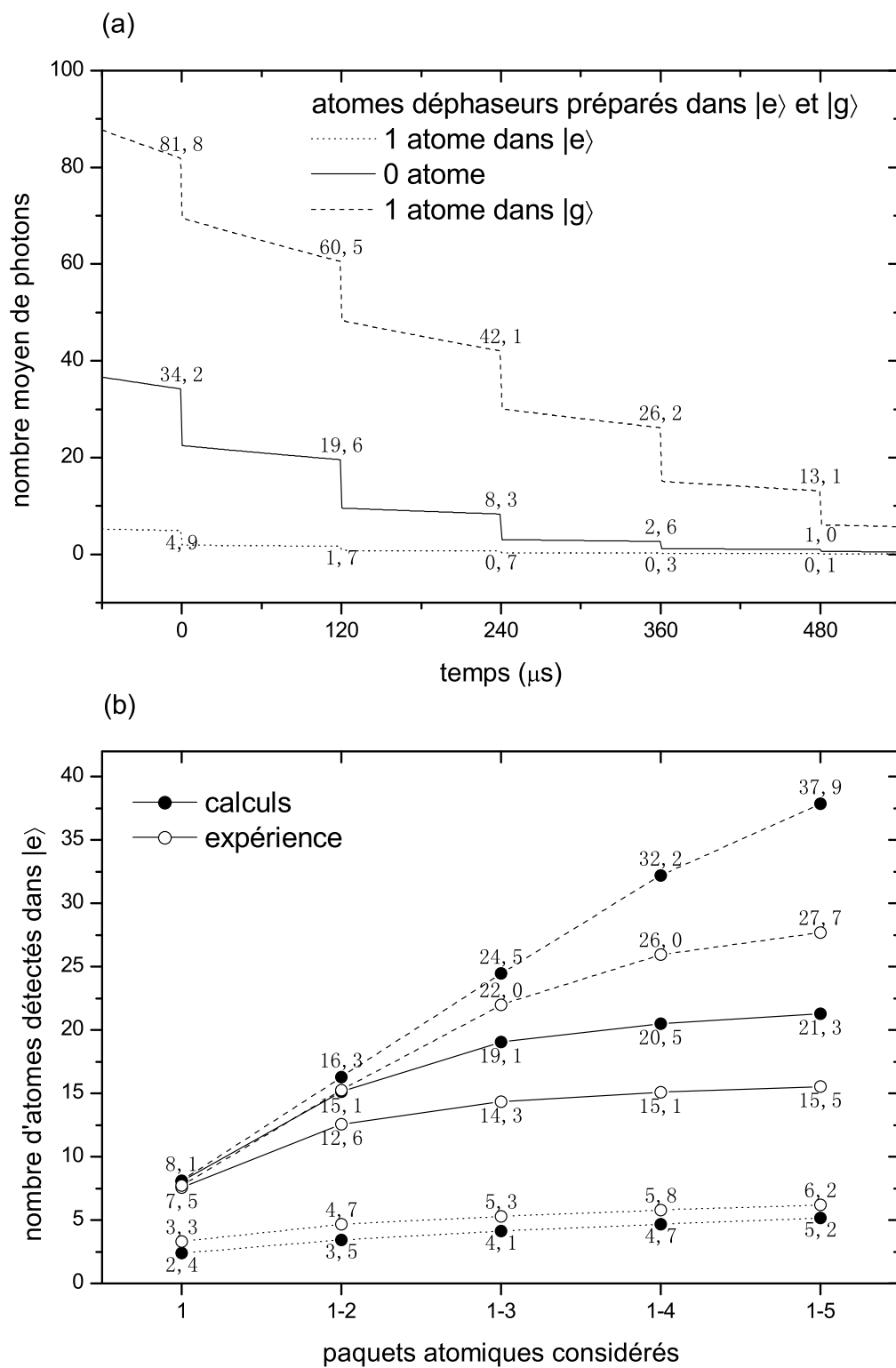


FIG. 4.18 – Expérience de détection des atomes déphaseurs dans les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ (cf. fig. 4.11). Nombre moyen de photons dans le mode (a) et nombre d'atomes absorbants détectés dans $|e\rangle$ (b).

- À cause des fluctuations du flux atomique à l'intérieur du dispositif expérimental, le nombre total d'atomes absorbants préparés est affecté par une incertitude de l'ordre de 5%.
- L'efficacité $\eta = 80\%$ du deuxième détecteur, nécessaire pour passer du nombre d'atomes détectés dans l'état $|e\rangle$ au nombre de photons réellement absorbés, est connue avec une barre d'erreur de $\pm 10\%$.
- Le facteur A_{echos} que nous utilisons pour tenir compte de l'absorption par les atomes mal sélectionnés en vitesse est également affecté par une incertitude de 10%.

Enfin, nous n'avons pas tenu compte dans les calculs de l'effet des atomes impurs. À cause des atomes impurs, les valeurs moyennes mesurées des histogrammes conditionnels à la détection de l'atome déphaseur dans les états $|e\rangle$ ou $|g\rangle$ sont déplacées vers la valeur moyenne de l'histogramme en l'absence d'atome déphaseur d'un facteur de $\sim 9\%$, correspondant à la fraction d'atomes impurs. Cette correction réduit, dans tous les cas montrés, les désaccords entre les données expérimentales et les calculs.

À l'aide des calculs que nous venons de montrer, nous pouvons tirer des conclusions qualitatives sur les effets que nous observons. Nous voyons que, même lorsque les conditions d'homodynage correspondent à un champ cohérent, à la fin de la deuxième injection, contenant plusieurs dizaines de photons en moyenne, nous ne détectons jamais un nombre moyen cumulé d'atomes absorbants dans l'état $|e\rangle$ supérieur à ~ 30 . Dans chaque paquet atomique, en effet, il n'y a pas plus que ~ 10 atomes en moyenne détectés, dont $\sim 8,2$ au plus sont susceptibles d'absorber un photon dans le cas d'un champ fort. Le champ qui reste dans la cavité est dissipé rapidement, à cause du temps de vie de la cavité $\tau = 860 \mu\text{s}$ et de la distance temporelle de $120 \mu\text{s}$ entre un paquet atomique et le suivant. Le fait de ne pas pouvoir disposer de paquets atomiques contenant plus d'atomes est la limitation expérimentale la plus importante. Elle nous oblige, en effet, à programmer plusieurs paquets atomiques, ce qui rajoute inévitablement des atomes mal sélectionnés en vitesse.

L'efficacité de détection limitée du deuxième détecteur et la présence des échos, inévitable malgré le délai entre les paquets atomiques, sont des sources supplémentaires de baisse de contraste. À cause de ces deux effets (a) 20% des atomes ayant absorbé un photon échappent à la détection et (b) une partie du champ, de l'ordre de 20% également, est absorbée par les atomes mal sélectionnés en vitesse que nous n'avons pas détectés dans les signaux des histogrammes.

4.4.2 Largeur des histogrammes

Les calculs montrés jusqu'ici concernent les valeurs moyennes des histogrammes. Nous allons nous intéresser à leur largeur, puisque le recouvrement entre deux signaux conditionnels dépend de leur largeur. Nous avons vu au § 1.2.3 que le nombre d'atomes préparés dans chaque séquence expérimentale est aléatoire et est décrit par une distribution poissonnienne (éq. (1.6)). Puisque la distribution en nombre de photons d'un champ cohérent $|\alpha\rangle$ injecté dans la cavité est aussi une distribution poissonnienne (cf. § 2.1.1), nous nous attendons à ce que la probabilité de détecter un nombre donné d'atomes sonde dans l'état $|e\rangle$, après qu'ils ont absorbé le champ cohérent à l'intérieur du mode, soit également décrite par une loi de Poisson. En fait, le champ cohérent injecté dans la cavité s'ajoute au champ thermique à l'équilibre, ayant un photon en moyenne. Par conséquent la distribution en nombre de photons, donnée par l'éq. (2.33), est super-poissonnienne. Le champ thermique *élargit* les histogrammes des atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$. La fig. 4.19 montre en pointillés les deux histogrammes correspondant au cas où il n'y a aucun atome déphaseur et à celui où un atome déphaseur est détecté dans l'état $|g\rangle$ dans l'expérience de détection non destructive de la fig. 4.9. Le signal à un atome détecté a été remplacé par l'ajustement gaussien de la fig. 4.10 pour ne pas prendre en compte le pic dû aux atomes impurs. Sur la même figure nous avons dessiné en ligne continue deux courbes poissonniennes théoriques, calculées par la formule : $P(n) = e^{-\bar{n}}\bar{n}^n/n!$, où les valeurs $\bar{n}$ sont les valeurs moyennes de deux signaux expérimentaux indiquées sur la figure.

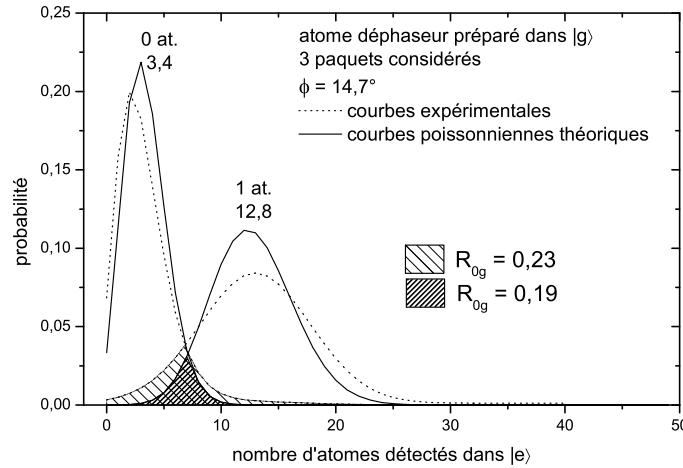


FIG. 4.19 – Histogrammes conditionnels à la détection de l'atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$ superposés à deux distributions poissonniennes théoriques centrées aux mêmes valeurs moyennes.

Nous observons que la largeur des histogrammes théoriques est plus petite que celle des signaux expérimentaux. L'aire de recouvrement R_{0g} entre les signaux théoriques est par conséquent plus faible, ce qui conduit à une meilleure efficacité de détection η entre les deux états. La largeur des histogrammes mesurés, calculée dans la série de signaux montrée dans la fig. 4.8, est plus grande de la valeur théorique d'un facteur entre 20 et 30%.

4.4.3 Considérations sur l'expérience de détection non destructive

L'expérience que nous venons de décrire montre comment on peut détecter les atomes de Rydberg circulaires de façon non destructive grâce à l'interaction non résonnante entre les atomes et le mode de la cavité micro-onde.

Des résultats obtenus, il émerge qu'il n'est pas possible, à présent, de détecter l'état d'énergie des atomes avec une efficacité idéale. L'efficacité de détection de la technique, comme nous l'avons montré au § 4.2, est, dans le cas de la détection de l'état $|g\rangle$, de l'ordre de $\eta = 89\%$. Nous avons discuté brièvement des facteurs qui limitent l'efficacité de détection.

La plupart des facteurs limitant notre montage expérimental sont aussi gênants dans l'expérience que nous venons de décrire que dans d'autres expériences. Nous reviendrons dans la suite sur ces imperfections expérimentales, et nous allons voir comment l'efficacité de l'expérience de détection non destructive peut être améliorée par les modifications du dispositif actuellement en cours de réalisation.

Pour l'instant, nous nous limitons à une considération sur le rôle des atomes de Rydberg non circulaires qui limitent l'efficacité de détection de la technique. Ces atomes, que nous avons appelés atomes « impurs » par rapport aux atomes dans les niveaux de Rydberg circulaires proches, ne déphasent pas le champ cohérent dans la cavité et contaminent les histogrammes conditionnels à un atome détecté par le signal correspondant au champ non déphasé comme nous avons vu en commentant les signaux des figs. 4.9 et 4.11. En l'absence d'atomes impurs on s'attend à une meilleure discrimination entre les différents histogrammes conditionnels. Pour cette raison nous avons répété l'expérience de détection non destructive avec des atomes préparés à une vitesse de 200 m/s, plutôt que 154 m/s comme dans l'expérience que l'on vient de décrire. La classe de vitesse à 200 m/s est une classe de vitesse fréquemment utilisée dans nos expériences. La boîte de circularisation et le processus de circularisation ont été conçus pour des atomes à 200 m/s, tandis que la préparation des atomes à 154 m/s nous force à des réglages moins habituels, qui produisent des atomes mal circularisés.

Soulignons tout de même un avantage de la technique de détection non destructive que nous venons de montrer concernant la détection des atomes impurs. Si, d'un côté, la présence d'atomes impurs réduit le contraste des histogrammes par une contamination entre les différents signaux, d'un autre côté cette contamination elle-même prouve que la technique de détection non destructive est plus fine que la détection habituelle effectuée par le premier détecteur, en ce qui concerne la discrimination entre les atomes de Rydberg circulaires et les atomes impurs. La détection classique, à l'aide des deux détecteurs, est sensible uniquement à l'énergie d'ionisation. Puisque les atomes non circulaires avec des nombres quantiques proches des atomes circulaires ont une énergie d'ionisation très voisine, les détecteurs ne peuvent les distinguer des états circulaires. En revanche, puisque la détection non destructive se base sur l'interaction des atomes avec la cavité, seuls les atomes circulaires interagissent avec le mode, puisque les atomes non circulaires n'ont pas de transitions quasi-résonnantes avec la cavité.

4.5 Expérience avec des atomes déphaseurs plus rapides

4.5.1 Schéma de l'expérience et réglages préliminaires

Pour effectuer l'expérience que nous allons décrire maintenant nous avons procédé de la même façon que dans le cas de l'expérience précédente, et nous allons présenter les résultats dans le même ordre. Nous allons tout d'abord montrer le schéma du déroulement spatio-temporel de l'expérience et montrer la détection en temps de vol des atomes absorbants. Ensuite nous allons montrer les résultats sous forme d'histogrammes, et les calculs qui les reproduisent.

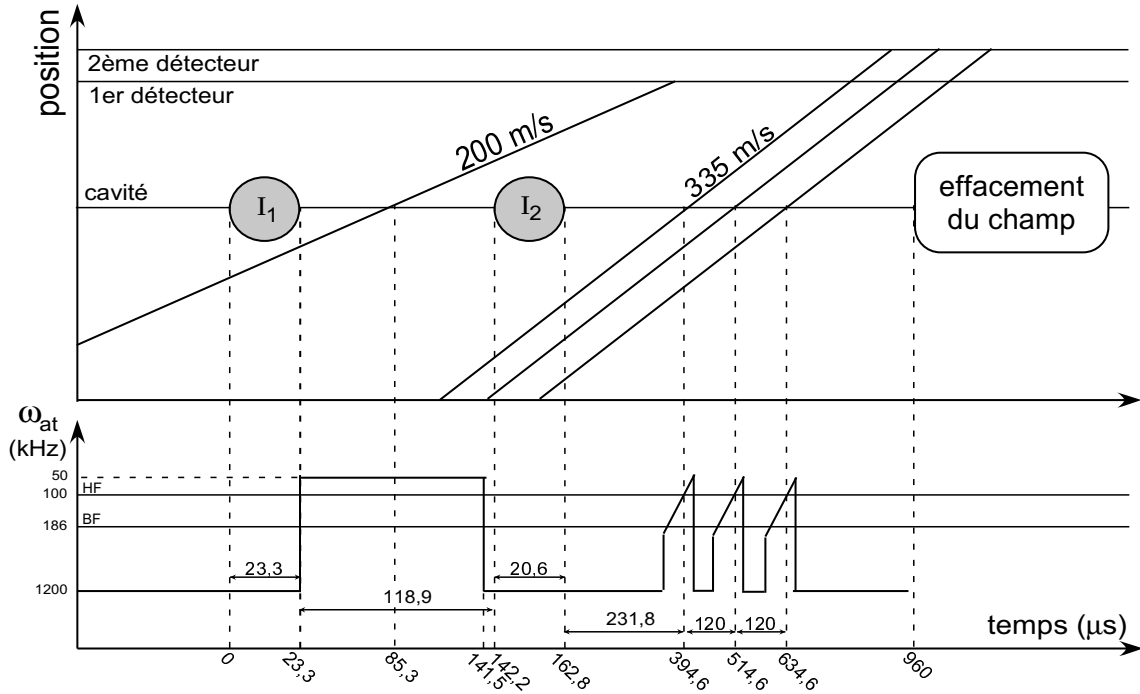


FIG. 4.20 – Diagramme spatio-temporel de l'expérience de détection homodyne avec atome déphaseur à 200 m/s et absorption du champ par trois paquets d'atomes sonde.

La fig. 4.20 montre le déroulement de l'expérience. Le schéma est comparable à celui utilisé dans l'expérience avec les atomes déphaseurs plus rapides (fig. 4.1). Examinons les différences principales.

Puisque l'atome déphaseur traverse ici le mode de la cavité plus rapidement, nous avons rapproché temporellement les deux impulsions d'homodynage. L'intervalle entre la fin de la première injection et le début de la deuxième est ici de 118,9 μs , contre 164,4 μs dans l'expérience précédente.

Le nombre moyen d'atomes détectés dans chaque séquence expérimentale à l'intérieur du paquet des atomes déphaseurs est $\bar{n} = 0,14$.

La distance entre les deux miroirs est réglée de façon légèrement différente. Pour que la

transition atomique soit résonnante avec le mode HF de la cavité, elle doit être déplacée par effet Stark de 100 kHz, plutôt que 174 kHz comme dans l'expérience précédente. Le désaccord entre la fréquence de la transition atomique et la fréquence du mode HF de la cavité n'a pas changé et vaut $\delta = 50$ kHz.

Pour mesurer le nombre moyen de photons du champ dans la cavité nous utilisons ici 3 paquets d'atomes absorbants, plutôt que 5 dans l'expérience précédente. Le premier des trois paquets d'atomes traverse la cavité 231,8 μ s après la fin de la deuxième impulsion d'homodynage. Le réglage de la transition atomique au moment où les atomes absorbants traversent la cavité est le même que celui utilisé dans l'expérience précédente et discuté au § 4.4. Le nombre moyen d'atomes réels dans chacun des ces trois paquets est de l'ordre de 11, correspondant à 9 atomes détectés par paquet.

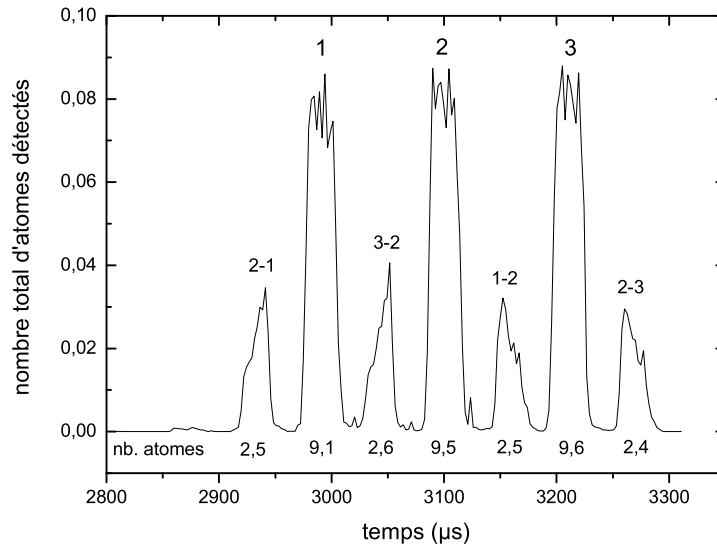


FIG. 4.21 – *Détection par temps de vol des paquets d'atomes absorbants, dans l'expérience avec atome déphaseur à 200 m/s. On distingue les trois pics principaux et les pics des atomes mal sélectionnés en vitesse : les échos. Le nombre moyen d'atomes détectés dans chaque paquet, par séquence expérimentale, est indiqué au-dessous de la courbe. Le nombre total d'atomes par séquence est 38.*

Pour s'assurer que le champ est complètement effacé à la fin de la séquence expérimentale, nous avons ensuite ajouté 5 autres paquets d'atomes absorbants, qui sont préparés avec les mêmes paramètres d'excitation que les trois paquets précédents et contiennent le même nombre d'atomes. Leur transition atomique est également réglée de la même manière. Le premier de ces paquets traverse la cavité ~ 800 μ s après la fin de la deuxième injection d'homodynage. Ces paquets ne sont pas détaillés dans la fig. 4.20, où ils sont remplacés par un cadre qui indique leur rôle d'effacement du champ. Pendant l'expérience que nous allons montrer, ces cinq paquets ne sont pas détectés. Seuls les trois premiers paquets, représentés explicitement dans la fig. 4.20, contribuent aux signaux des histogrammes. Le

seul rôle des cinq derniers paquets est celui d'absorber complètement le champ résultant des deux injections d'homodynage après le passage des trois premiers paquets. Dorénavant, lorsqu'on parlera d'atomes absorbants, ou atomes sonde, dans le cadre de cette expérience, on désignera uniquement les trois premiers paquets d'atomes après la deuxième injection.

La fig. 4.21 montre la détection en temps de vol des atomes absorbants. Comme pour l'expérience avec l'atome déphaseur à 154 m/s (cf. fig. 4.3) de nombreux pics d'atomes mal sélectionnés en vitesse apparaissent. Au-dessous de la courbe, en face de chaque pic, le nombre moyen d'atomes détectés dans chaque séquence expérimentale est indiqué.

Une fois le nombre total d'atomes absorbants mesurés, nous avons procédé à la calibration du nombre moyen de photons du champ cohérent, dans le but d'injecter, dans les deux impulsions d'homodynage, un champ de la même intensité que dans l'expérience précédente, où le champ cohérent au moment du passage de l'atome déphaseur contient 65 photons en moyenne.

À cause d'un problème survenu pendant l'expérience, le nombre moyen de photons du champ injecté a changé entre la procédure de calibration et l'expérience principale d'acquisition des histogrammes. Le quadrupleur micro-onde, connecté à l'extérieur du dispositif entre la source micro-onde externe et les guides d'ondes qui amènent le champ à l'intérieur de la cavité (cf. § 1.3.4), a cessé de fonctionner correctement, et la puissance injectée dans la cavité a baissé de façon à rendre inutile la procédure de calibration effectuée auparavant.

Nous pouvons néanmoins estimer le nombre moyen de photons du champ cohérent injecté par la mesure du déphasage ϕ_0 provoqué par l'atome déphaseur, en utilisant directement les signaux des histogrammes conditionnels à la détection de l'atome déphaseur. En effet, nous avons vu que, dans le régime d'interaction intermédiaire entre le cas résonnant et dispersif, le déphasage du champ provoqué par un atome dépend du nombre moyen de photons du champ (cf. p. 110). La fig. 4.22 montre, en points creux, une courbe d'homodynage acquise sans envoyer d'atomes déphaseurs et en détectant tous les atomes, y compris les atomes mal sélectionnés en vitesse, entre le premier et le troisième paquet. Sur la même figure nous avons représenté, en cercles pleins, les valeurs moyennes des histogrammes construits en considérant les trois paquets d'atomes absorbants, à l'exclusion des atomes mal sélectionnés en vitesse, correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté, en fonction de la phase ϕ de l'homodynage. Comme on s'y attend, cette courbe se superpose bien à la courbe d'homodynage obtenue en mesurant tous les atomes entre le premier et le troisième paquet en fonction de la phase. Sur la même figure nous avons ensuite représenté, en triangles pleins, la valeur moyenne des histogrammes conditionnels à la détection d'un atome déphaseur. Puisque, dans la série d'histogrammes que nous utilisons pour cette mesure indirecte du nombre moyen de photons, l'atome déphaseur est préparé dans l'état $|g\rangle$, le champ cohérent est déphasé d'une valeur négative du déphasage $\phi' = -\phi_0$ (cf. fig. 4.7). Pour des valeurs positives de la phase ϕ d'homodynage le champ résultant est plus grand et par conséquent on mesure un nombre plus important d'atomes absorbants dans l'état $|e\rangle$.

La fig. 4.22 montre également les courbes d'ajustement par une sinusoïde des deux courbes d'homodynage obtenues à partir des données des histogrammes. La distance entre les deux sinusoïdes donne la valeur $\phi_0 = (34 \pm 1)^\circ$ du déphasage provoqué par un atome déphaseur.

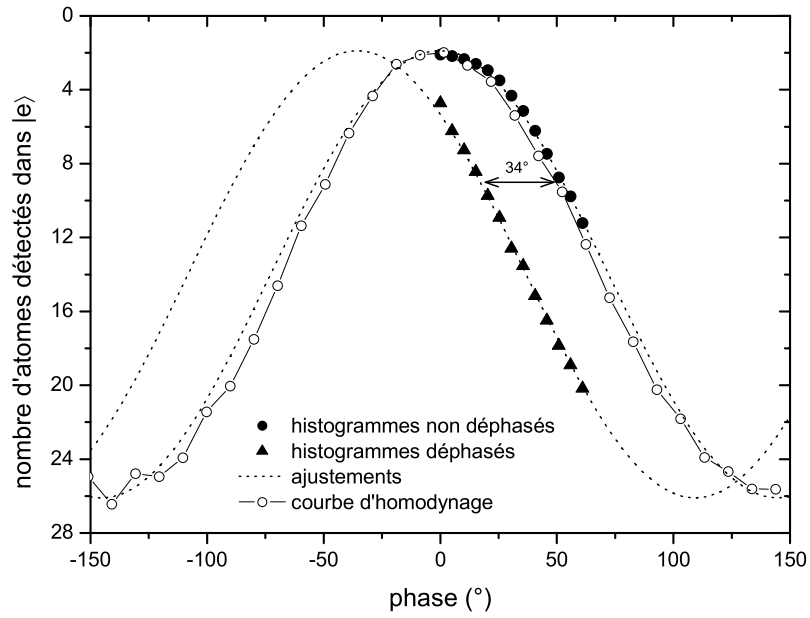


FIG. 4.22 – En cercles creux est représentée la courbe de détection homodyne avec lecture du champ par trois paquets d’atomes absorbants. Les données représentées par les cercles et les triangles pleins sont les valeurs moyennes des histogrammes correspondant respectivement au cas où aucun atome déphaseur n’est détecté et à un atome détecté dans l’état $|g\rangle$.

En connaissant la valeur de ϕ_0 nous pouvons déduire le nombre moyen de photons du champ au passage de l'atome déphaseur, grâce au calcul discuté au § 3.4. Rappelons que la fig. 3.28 représente le déphasage ϕ_0 en fonction du nombre moyen de photons du champ cohérent pour des atomes à une vitesse de 200 m/s et 154 m/s. À partir de la courbe correspondant aux atomes à 200 m/s nous trouvons qu'un déphasage $\phi_0 = 34^\circ$ correspond à un nombre moyen de photons du champ $\bar{n} \simeq 39$. Donc nous estimons qu'au moment du passage de l'atome déphaseur dans le mode de la cavité le nombre moyen de photons est $\bar{n} \simeq 39$.

4.5.2 Résultats

Comme nous l'avons fait dans l'expérience avec l'atome déphaseur à 154 m/s, nous avons ici essayé tout d'abord d'optimiser la discrimination entre les histogrammes conditionnels au nombre d'atomes déphaseurs, lorsque ces atomes sont préparés dans l'état $|g\rangle$. La fig. 4.23(a) montre le signal expérimental qui, parmi tous les signaux accumulés pour des valeurs différentes de la phase ϕ d'homodyne, présente le plus petit recouvrement entre les histogrammes conditionnels. La fig. 4.23(b) représente le schéma, dans le plan complexe, des champs correspondants déphasés par un nombre différent d'atomes déphaseurs. L'aire du recouvrement entre l'histogramme conditionnel à la détection d'un atome déphaseur dans l'état $|g\rangle$ et celui correspondant au cas où aucun atome déphaseur n'est détecté est $R_{0g} = 0,26$, qui correspond à une efficacité de détection de l'état $|g\rangle$ de $\eta = 1 - R_{0g}/2 = 87\%$. Cette aire de recouvrement est comparable à celle du signal correspondant dans l'expérience avec les atomes à 154 m/s. Dans ce cas, représenté dans la fig. 4.9, l'aire de recouvrement était $R_{0g} = 0,23$.

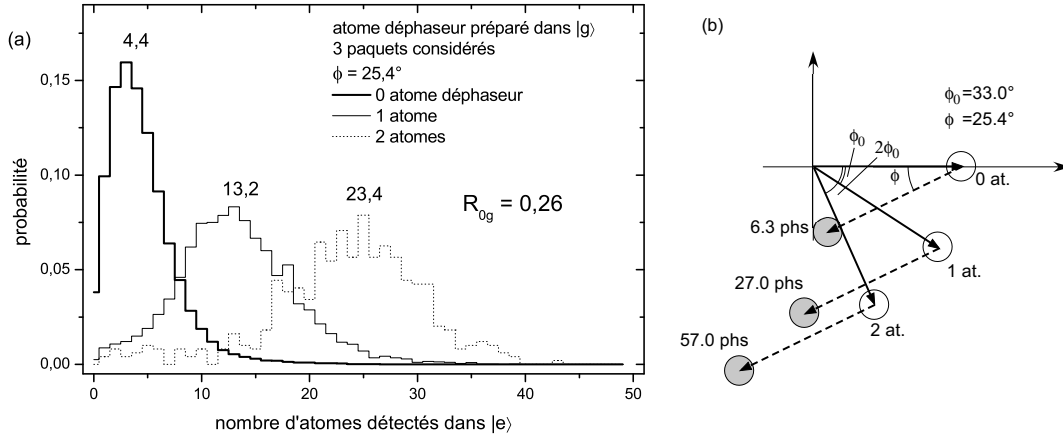


FIG. 4.23 – *Expérience de détection des atomes déphaseurs dans l'état $|g\rangle$ à la vitesse de 200 m/s. (a) Histogrammes expérimentaux. (b) Schéma du champ dans le plan complexe.*

Nous avons ensuite préparé les atomes déphaseurs dans les deux états atomiques $|e\rangle$ et $|g\rangle$. La fig. 4.24 montre les histogrammes qui donnent le plus petit recouvrement, avec

à côté la représentation des champs dans l'espace des phases. Lorsque l'on compare les valeurs indiquées sur cette figure avec les valeurs correspondantes de l'expérience décrite précédemment, représentée dans la fig. 4.11, on remarque que, dans l'expérience avec les atomes plus rapides, les histogrammes conditionnels à un atome déphaseur dans les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ sont mieux séparés. Leur taux de recouvrement est $R_{eg} = 0,09$ alors que dans l'expérience avec les atomes plus lents cette quantité vaut $R_{eg} = 0,14$. Nous pouvons en déduire une efficacité de discrimination entre les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ égale à $\eta_{eg} = 1 - R_{eg}/2 = 96\%$. En revanche, comme c'était le cas auparavant, lorsqu'on choisit la phase d'homodyne ϕ qui sépare les histogrammes conditionnels à l'atome dans $|e\rangle$ et $|g\rangle$, le recouvrement entre ces histogrammes et le signal correspondant au cas où l'atome déphaseur n'est pas détecté augmente.

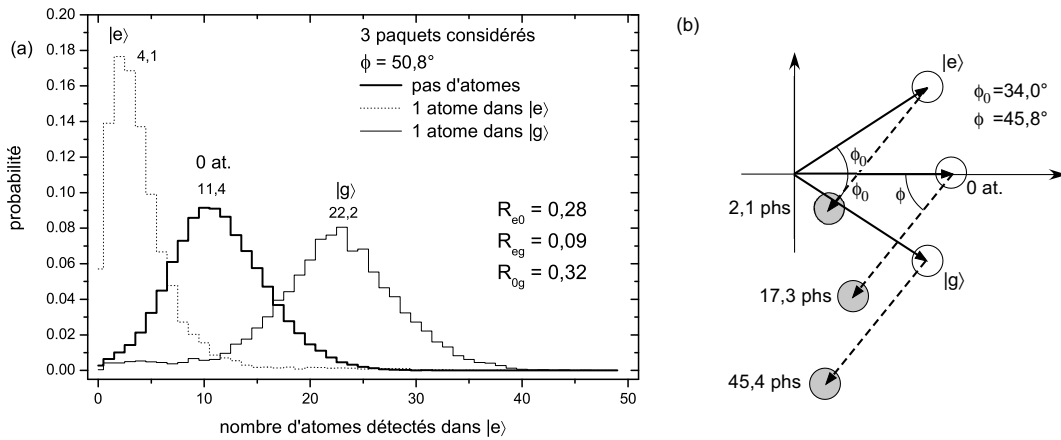


FIG. 4.24 – Expérience de détection d'un atome déphaseur dans les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ à la vitesse de 200 m/s. (a) Histogrammes expérimentaux. (b) Schéma du champ dans le plan complexe.

La technique de détection non destructive permet donc de discriminer entre deux états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ avec plus d'efficacité dans le cas des atomes déphaseurs à 200 m/s plutôt que 154 m/s.

Le déphasage ϕ_0 est équivalent dans les deux expériences. Dans l'expérience décrite ici le nombre moyen de photons injectés est plus petit ($\bar{n} = 40$ plutôt que 65), ce qui fait que la différence en nombre moyen de photons entre les états à détecter est aussi plus petite. Le fait que, malgré cette différence, la discrimination entre les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ est meilleure, est dû, comme on s'y attendait, à la présence plus réduite d'atomes impurs parmi les atomes déphaseurs à 200 m/s que parmi les atomes à 154 m/s. L'ajustement des signaux conditionnels avec une fonction gaussienne, par la méthode discutée à la page 131, indique que la fraction des atomes impurs à 200 m/s est $A = (2 \pm 1)\%$.

4.5.3 Analyse des résultats

La courbe d'absorption du champ par les atomes absorbants, représentée dans la fig. 4.25, a été obtenue en utilisant la série d'histogrammes conditionnels que nous avons acquis pour différentes valeurs de la phase ϕ d'homodynage. La valeur du fond a été calculée à partir de l'absorption des atomes sonde du deuxième et troisième paquet, par le raisonnement discuté au § 4.3.4.

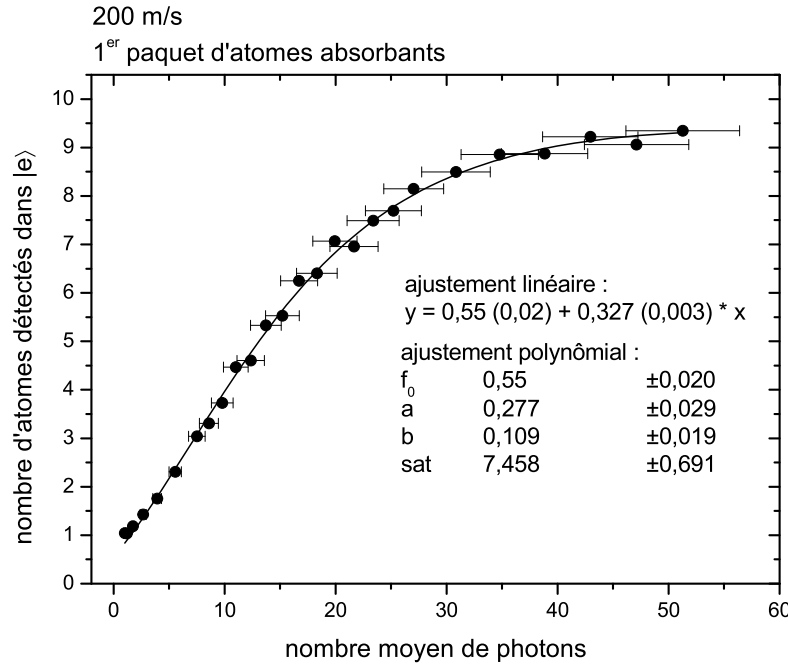


FIG. 4.25 – Courbe d'absorption du champ par le premier paquet d'atomes absorbants dans l'expérience avec atomes déphaseurs à 200 m/s. La formule utilisée dans l'ajustement polynômial est la même que dans la fig. 4.16

En comparant la courbe d'absorption dans l'expérience avec atomes déphaseurs à 154 m/s (fig. 4.16) et celle-ci nous pouvons constater que :

- La courbe sature ici à ~ 9 atomes détectés dans l'état $|e\rangle$, qui est égal au nombre total d'atomes préparés dans chaque paquet, comme le montre le signal de détection en temps de vol de la fig. 4.21. On aurait tendance à croire que 100% des atomes absorbent un photon en champ fort. Plus raisonnablement le taux d'absorption est, comme dans l'expérience précédente, de l'ordre de 90%, et la valeur qu'on trouve ici, égale au nombre total d'atomes préparés, est causée par une fluctuation du flux atomique survenue entre l'acquisition du temps de vol et l'expérience d'acquisition des histogrammes.
- La pente de la partie linéaire de la courbe d'absorption vaut ici 0,33 alors que dans l'expérience précédente sa valeur est 0,43. La différence de 25% entre les deux valeurs est compatible avec les barres d'erreur, qui sont dues principalement, dans la courbe

d'absorption montrée ici, à la mesure imprécise du nombre moyen de photons du champ injecté.

- Le fond vaut $f_0 = 0,55$ contre $f_0 = 0,45$ dans l'expérience précédente. Ces deux valeurs sont aussi compatibles aux barres d'erreur près.

À partir de la courbe d'absorption nous avons calculé le nombre d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$ par le même type de calculs utilisé auparavant (§ 4.4.1). Les valeurs des paramètres utilisés ici sont les mêmes que celles des calculs précédents, à part le nombre moyen de photons $\bar{n}_0 = 27$, les valeurs du fond f_0 et les valeurs des paramètres de la courbe d'absorption qui ont été remplacés par l'ajustement de la courbe d'absorption montrée dans la fig. 4.25.

La fig. 4.26 montre les résultats des calculs pour l'expérience de détection des atomes préparés uniquement dans l'état $|g\rangle$ et la fig. 4.27 les mêmes calculs pour l'expérience de détection des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Les valeurs expérimentales sont reproduites par le modèle numérique dans une barre d'erreur de l'ordre de 20%.

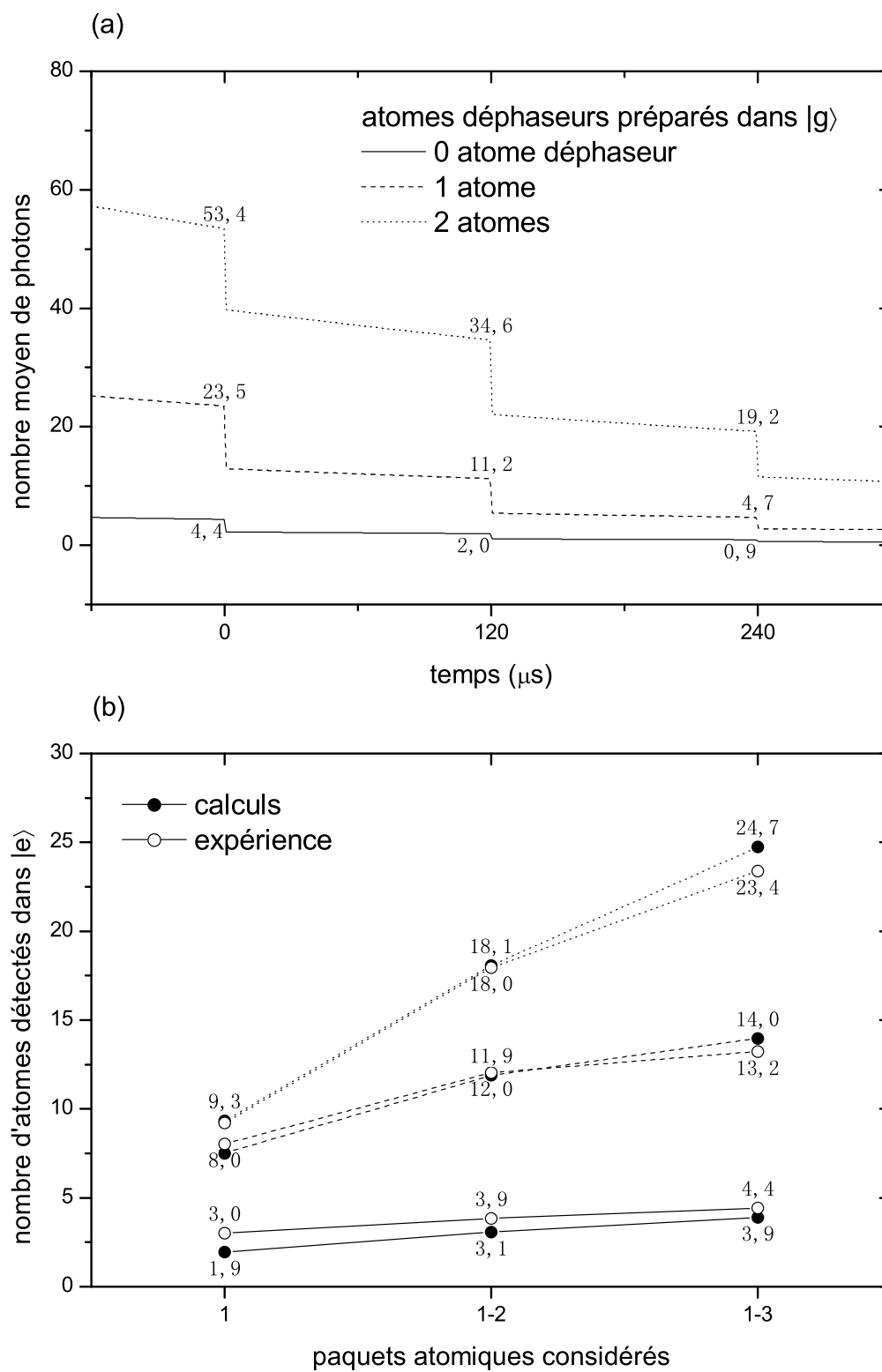


FIG. 4.26 – Expérience de détection des atomes déphaseurs à 200 m/s dans l'état $|g\rangle$ (cf. fig. 4.23). Nombre moyen de photons dans le mode (a) et nombre d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$ (b).

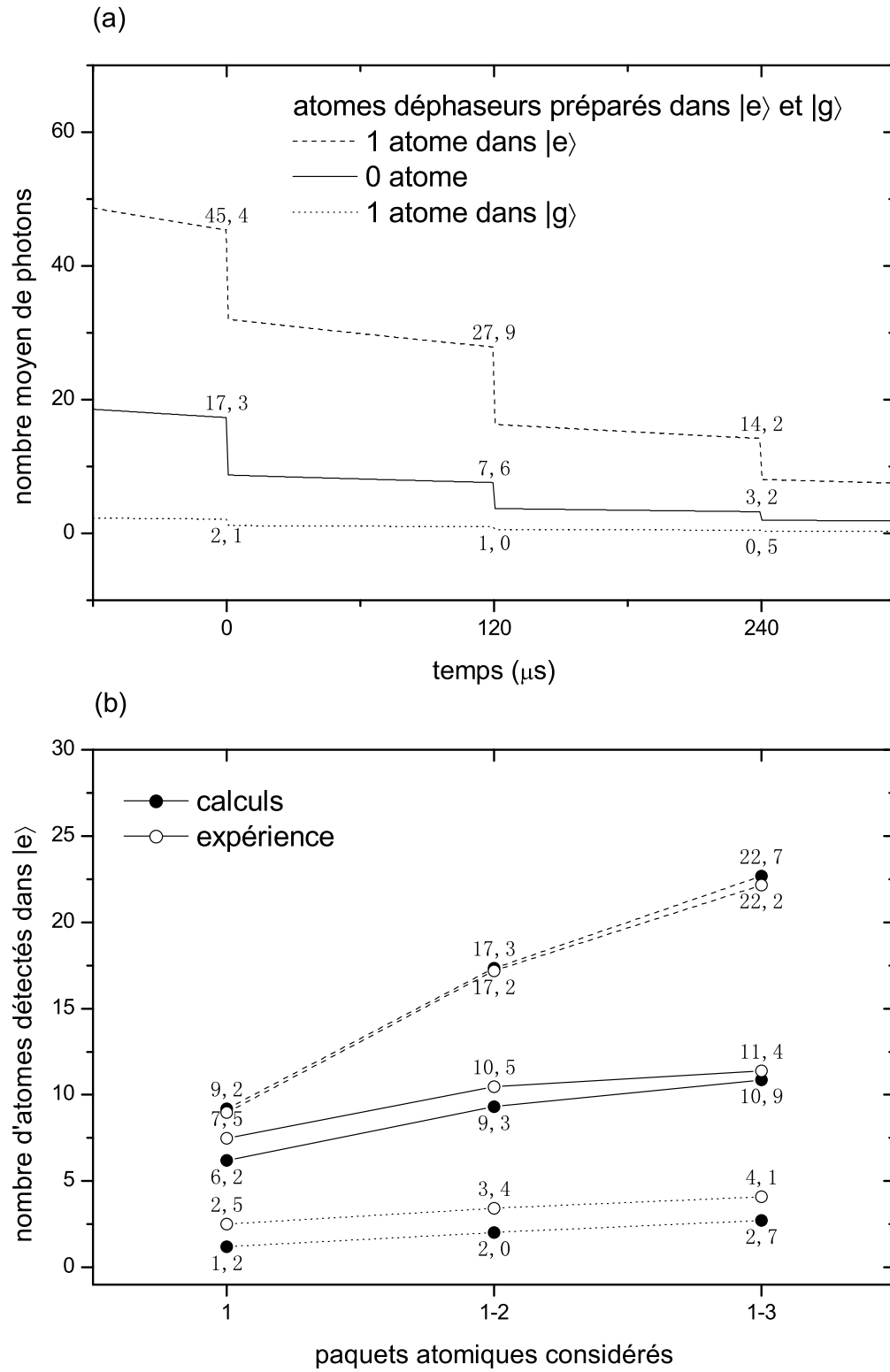


FIG. 4.27 – Expérience de détection des atomes déphaseurs à 200 m/s dans les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ (cf. fig. 4.24). Nombre moyen de photons dans le mode (a) et nombre d'atomes absorbants détectés dans l'état $|e\rangle$ (b).

4.6 Discussion et perspectives

4.6.1 Nouveau schéma d'excitation laser

Nous avons discuté des principaux facteurs qui limitent la séparation entre les histogrammes conditionnels. Nous avons vu que le facteur qui a le plus d'influence est le nombre d'atomes limité dans chaque paquet d'atomes absorbants. Si on est en mesure d'exciter, dans un seul paquet, un nombre d'atomes suffisant pour absorber entièrement le champ dans la cavité à l'issue de la deuxième impulsion d'homodynage, nous n'avons pas besoin de préparer d'autres paquets atomiques et l'expérience devient beaucoup moins sensible au temps de vie du mode de la cavité. De plus, lorsqu'un seul paquet atomique est préparé, il n'y a pas d'atomes mal sélectionnés en vitesse par les lasers de repompage et d'excitation atomique de paquets différents.

Des modifications du système laser d'excitation sont en train d'être réalisées. L'idée consiste à préparer les atomes de rubidium dans le même état circulaire en utilisant des transitions atomiques plus efficaces que celles utilisées dans les expériences présentées ici (cf. § 1.2.2). La fig. 4.28 montre le schéma d'excitation utilisé actuellement et, à côté, les transitions que nous sommes en train de mettre en place.

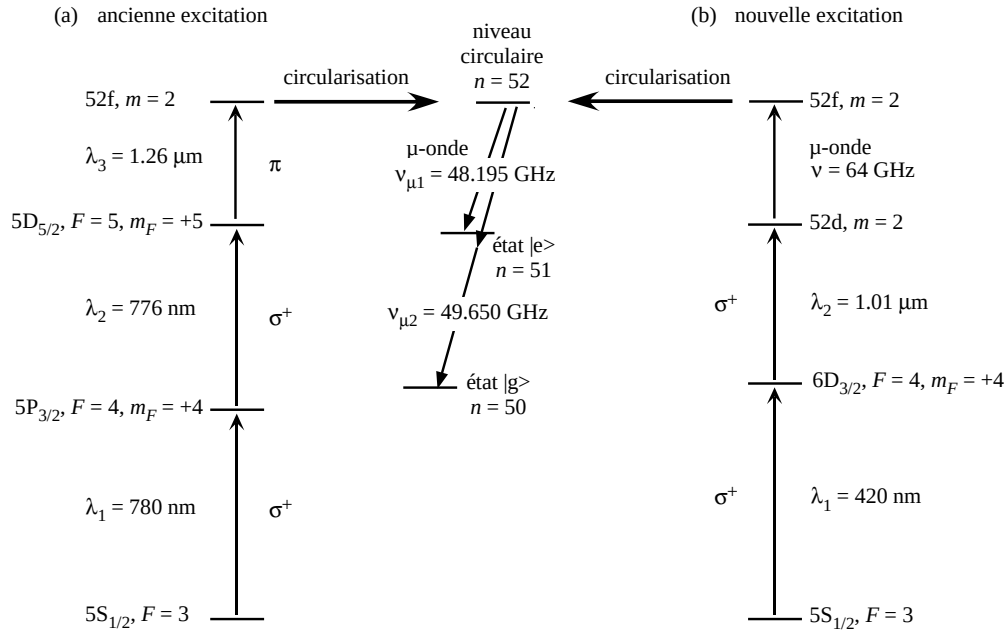


FIG. 4.28 – Schéma des transitions d'excitation laser utilisées dans les expériences discutées (a) et dans les expériences futures (b).

Le nouveau processus d'excitation requiert deux lasers à la place des trois lasers actuels. Les deux lasers transfèrent les atomes de l'état $|5S_{1/2}, F=3\rangle$ au niveau $|52d, m=2\rangle$ et un champ micro-onde les excite dans le niveau $|52f, m=2\rangle$. Une procédure de circularisation analogue à celle utilisée actuellement permettra de transférer ces atomes excités dans le niveau $|n=52\rangle$ circulaire. Des impulsions micro-onde vont transférer ensuite les atomes

dans les niveaux avec $n = 51$ ($|e\rangle$) et $n = 50$ ($|g\rangle$) circulaires. Les détails de la nouvelle excitation laser sont expliqués dans la thèse de doctorat de Tristan Meunier [99].

Ce processus d'excitation doit permettre d'atteindre un nombre d'atomes excités plus grand de deux ordres de grandeur qu'avec le système actuel. Les tests préliminaires qui sont en train d'être réalisés ont permis d'atteindre un nombre d'atomes excités 25 fois plus grand. Ce facteur permettra donc d'exécuter les mêmes expériences décrites dans ce manuscrit avec un seul paquet atomique de détection.

Considérons la configuration expérimentale montrée dans la fig. 4.11, qui représente le meilleur résultat de l'expérience de détection non destructive des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ avec des atomes déphaseurs à 154 m/s. Dans cette configuration le nombre moyen de photons au passage du paquet d'atomes absorbants est 4,9, 34,2 et 81,8, dans le cas respectivement de l'atome déphaseur dans $|e\rangle$, de l'atome absent et de l'atome dans $|g\rangle$. Si nous disposons d'un nombre d'atomes de l'ordre de la centaine, nous pouvons absorber le champ en programmant un seul paquet d'atomes absorbants. Un nombre de l'ordre de la centaine représente une amélioration d'un facteur 10 par rapport au nombre actuel, et ceci est possible dans le nouveau schéma d'excitation laser. Pour calculer le nombre d'atomes

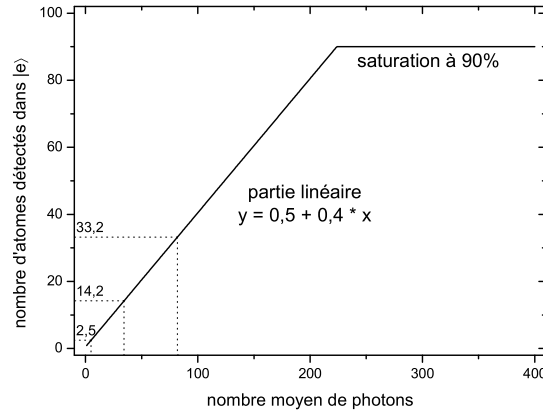


FIG. 4.29 – Courbe théorique d'absorption du champ par un paquet contenant environ 100 atomes détectés.

sonde qui absorbent un photon dans les trois configurations de l'atome déphaseur, nous partons de la courbe d'absorption représentée dans la fig. 4.16. Si on augmente le nombre d'atomes absorbants préparés, on s'attend à ce que la courbe de saturation devienne du même type que celle représentée dans la fig. 4.29. Elle augmente linéairement dans les petits champs avec les mêmes valeurs de pente et de fond que la courbe de la fig. 4.16 et sature, en champ fort, à une valeur égale à 90% des atomes préparés détectés. Si on pose le nombre total d'atomes détectés dans le paquet égal à 100, on s'attend à ce que la courbe de saturation sature à un nombre total d'atomes détectés dans $|e\rangle$ de l'ordre de 90, ce qui correspond à un nombre moyen de photon supérieur à 200. Par conséquent, pour les nombres moyens de photons considérés dans cet exemple nous sommes dans la partie linéaire de la courbe d'absorption.

Puisque le champ thermique élargit considérablement les histogrammes, nous envisageons de le réduire à sa valeur d'équilibre thermique à 0,6 K, c'est-à-dire à un nombre moyen

de photons de $\bar{n} = 0,02$, par un blindage supplémentaire qui entourera la cavité et qui la protégera du rayonnement provenant des parties plus chaudes du montage à l'extérieur de la cavité.

À partir de la courbe que nous venons de tracer nous calculons les nombres moyens d'atomes absorbants attendus dans l'état $|e\rangle$, qui sont indiqués dans la figure. Ensuite, nous supposons que, en l'absence de champ thermique, les histogrammes sont décrits par des distributions de Poisson centrées aux valeurs moyens que nous venons de calculer grâce à la courbe d'absorption.

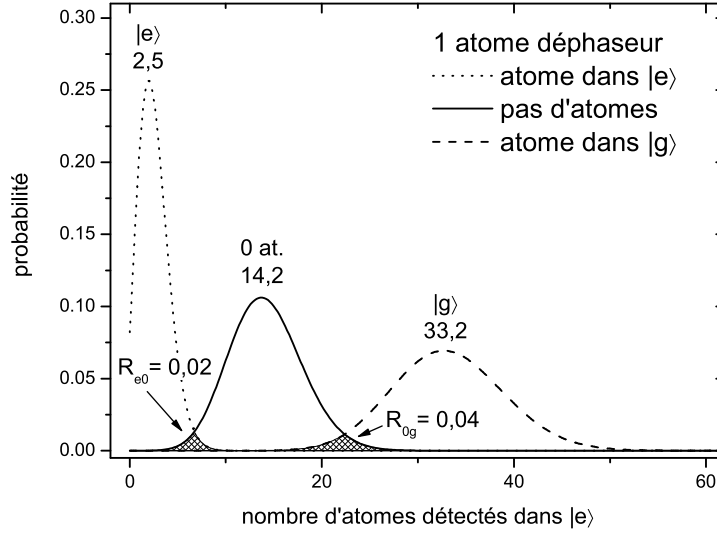


FIG. 4.30 – Courbes théoriques représentant les résultats de l'expérience de détection non destructive prévus en présence du nouveau schéma d'excitation atomique et en l'absence du champ thermique.

La fig. 4.30 montre les histogrammes attendus. Le recouvrement entre les pics est indiqué. Nous observons que l'efficacité de détection entre l'atome déphaseur dans l'état $|e\rangle$, dans l'état $|g\rangle$ et l'atome déphaseur absent, définie comme $\eta = 1 - R/2$, où R est l'aire du recouvrement entre deux pics, est proche de 100%. Cet exemple a été pris en utilisant les paramètres de phase ϕ d'homodynage et d'intensité de champ utilisés dans l'expérience décrite précédemment. En optimisant ces paramètres en fonction des nouvelles conditions expérimentales, nous pourrions atteindre une efficacité de détection de 100%.

En partant de la fig. 4.9, qui représente les résultats de l'expérience de détection uniquement de l'état $|g\rangle$, on peut montrer de façon similaire qu'il sera possible de discriminer avec une efficacité parfaite entre les configuration à 0, 1 et 2 atomes déphaseurs dans l'état $|g\rangle$.

4.6.2 Montage à deux cavités

Les expériences de détection dont nous avons discuté dans ce chapitre montrent qu'il est possible de détecter les atomes de Rydberg de façon non destructive et avec une efficacité de détection qui, une fois les améliorations expérimentales mises en place, sera meilleure que la détection par les premier et deuxième détecteurs. La technique, cependant, requiert une cavité micro-onde. Avec le montage actuel, dans lequel une seule cavité est présente, nous ne pouvons pas appliquer cette technique de détection à des expériences réelles d'interaction entre l'atome et la cavité, puisque la seule cavité dont nous disposons ne peut pas être utilisée à la fois pour l'expérience elle-même et pour la détection non destructive.

Cependant, l'expérience de détection non destructive a été conçue et réalisée en vue d'un montage à deux cavités, qui est en cours de réalisation dans notre laboratoire. L'idée consiste à remplacer la partie interne du dispositif, comprenant la boîte de circularisation, les miroirs supraconducteurs et les détecteurs, par de nouvelles pièces comprenant l'ajout d'une nouvelle cavité micro-onde dans l'axe du faisceau atomique. Sébastien Gleyzes et Stefan Kuhr, respectivement étudiant en thèse de doctorat et chercheur post-doctoral travaillant actuellement sur le dispositif expérimental, sont en train de s'occuper de ce nouveau montage à deux cavités, qui doit bientôt remplacer le montage actuel.

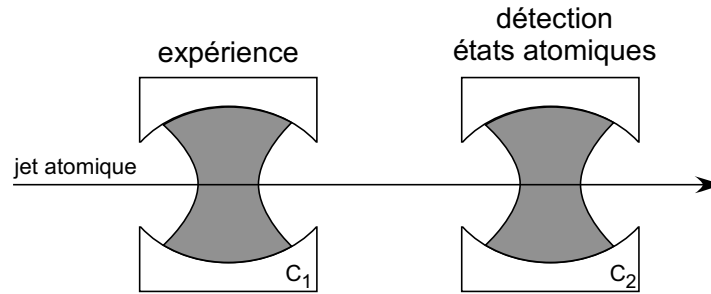


FIG. 4.31 – Application de la technique de détection non destructive dans la cavité C_2 pour détecter les atomes utilisés dans une expérience conduite dans la cavité C_1 .

Avec deux cavités, nous pourrions en utiliser une pour l'expérience d'électrodynamique en cavité que nous souhaitons conduire, et l'autre pour détecter l'état atomique. L'application pratique de la technique de détection non destructive n'est pas le seul but de l'extension à deux cavités. Beaucoup des nouvelles expériences pourront être réalisées, parmi lesquelles la création d'états intriqués non-locaux dans les deux cavités [66] et des expériences de téléportation quantique [100].

Dans une application réelle de la technique de détection dans le montage à deux cavités, nous devons régler les paramètres, en particulier la phase ϕ de superposition des deux injections, en fonction du type d'événements que nous souhaitons distinguer. Un type de détection consiste à s'intéresser au cas où un atome déphaseur au plus est présent, et à détecter cet atome et son état d'énergie interne. À ce type d'événements à détecter correspondent les signaux des figs. 4.11 et 4.24. Lorsque l'on règle la phase de détection homodyne pour mieux discriminer entre ces événements, on résout moins bien les cas où plus qu'un atome déphaseur interagit avec le mode. Un autre type de détection consiste à compter le nombre d'atomes déphaseurs qui sont dans un état d'énergie interne donné.

Les signaux des figs. 4.9 et 4.23 montrent ce type de détection.

Lorsque l'on veut utiliser la technique pour détecter l'état interne d'un atome à l'issue d'une expérience, nous devons utiliser la première cavité pour l'expérience et la deuxième cavité pour la détection des atomes (fig. 4.31).

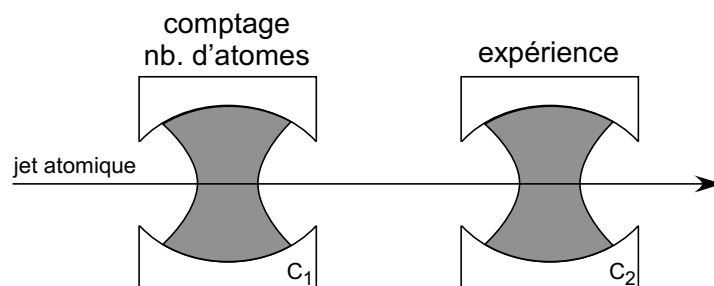


FIG. 4.32 – Application de la technique de détection non destructive dans la cavité C_1 pour sélectionner les événements à 1 atome pour une expérience effectuée dans la cavité C_2 .

En revanche, si on veut se servir de la technique de détection pour s'assurer d'avoir un seul atome par paquet au moment d'une expérience, nous devons appliquer la technique de détection dans la première cavité (fig. 4.32). L'état interne de l'atome qui arrive dans la première cavité, juste après les impulsions de circularisation, est connu. Dans la première cavité les atomes dans cet état connu sont comptés et, par une procédure de post-sélection, nous pouvons considérer uniquement les séquences expérimentales où un seul atome est préparé, et rejeter toutes les autres.

Conclusion

Le résultat principal de ce manuscrit est le développement d'une technique de détection non destructive des atomes de Rydberg circulaires. Cette technique permet de détecter les atomes par le déphasage qu'un champ classique piégé dans la cavité micro-onde subit pendant l'interaction non résonnante avec les atomes à détecter. Nous avons discuté de l'état actuel du dispositif expérimental et des imperfections qui limitent les signaux que nous avons obtenus. Nous avons montré que, à l'heure actuelle, cette technique de détection a une efficacité comparable à celle des détecteurs par ionisation utilisés couramment dans notre dispositif. En revanche, elle est très prometteuse pour la suite des expériences, en tenant compte des améliorations expérimentales en cours de réalisation.

La mise au point de la technique de détection a requis plusieurs expériences de mesure de la phase du champ par détection homodyne, qui ont été discutées. Toutes ces expériences elles-mêmes ont été très fructueuses, indépendamment de leur importance pour l'expérience principale qui a été conduite après. À travers ces expériences nous avons acquis beaucoup de familiarité avec les techniques d'injection et d'analyse des champs classiques dans le résonateur, et nous sommes aujourd'hui capables de mesurer avec précision la phase d'un champ cohérent mésoscopique injecté dans le mode de la cavité et de mesurer sa fonction Q . La mesure de la phase a permis, en même temps que l'expérience de détection non destructive décrite dans ce manuscrit, de réaliser d'autres expériences de création de superpositions cohérentes d'états mésoscopiques du champ (chats de Schrödinger) et d'analyse de la cohérence entre les états de la superposition [73, 99].

Le principe de la technique de détection présentée consiste à coder l'état interne d'un atome dans l'intensité d'un champ stocké dans la cavité, qui est ensuite lu par quelques dizaines d'atomes de Rydberg qui absorbent ce champ. Pendant le processus de mesure, les états d'énergie des tous les atomes absorbants deviennent corrélés à l'état interne d'un atome unique. Si l'atome qui interagit dispersivement avec le champ est préparé dans une superposition cohérente des deux états d'énergie interne, l'état final du système est un état intriqué atome déphaseur–atomes absorbants. Si on remélange les deux états de l'atome déphaseur à l'issue de l'interaction dans la cavité, l'effet de l'interaction est de créer une superposition d'états des atomes absorbants du type $1/\sqrt{2}(|e, e \dots e\rangle - |g, g \dots g\rangle)$. Il s'agit bien d'une superposition de deux états classiques de la matière – tous les atomes dans l'état $|e\rangle$ et tous les atomes dans l'état $|g\rangle$. Puisque la durée de vie des niveaux de Rydberg circulaires est plus grande que celle du champ mésoscopique dans la cavité de plus qu'un ordre de grandeur, nous nous attendons à ce que le temps de vie d'une telle superposition d'états atomiques soit plus long que le temps de cohérence de la superposition entre les deux champs classiques provoquée par la même interaction dispersive d'un atome

déphaseur préparé dans une superposition d'états avec un champ injecté dans la cavité. En d'autres mots, le fait de copier la superposition cohérente de deux champs ayant deux phases différentes dans l'état interne d'un ensemble d'atomes rallonge la durée de vie de la superposition. En partant de cette considération, de nouvelles expériences d'intrication d'états mésoscopiques seront possibles, notamment dans le montage à deux cavités séparées.

Bibliographie

- [1] A. EINSTEIN, B. PODOLSKY et N. ROSEN, “Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete?”, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- [2] J. S. BELL, “On the Einstein Podolsky Rosen paradox”, *Phys. (N.Y.)* **1**, 195 (1964).
- [3] S. J. FREEDMAN et J. F. CLAUSER, “Experimental test of local hidden-variable theories”, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 938 (1972).
- [4] L. R. KASDAY, J. D. ULLMAN et C. S. WU, “Angular correlation of Compton-scattered annihilation photons and hidden variables”, *Nuovo Cimento B* **25B**, 633 (1975).
- [5] J. F. CLAUSER, “Experimental investigation of a polarization correlation anomaly”, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1223 (1976).
- [6] E. S. FRY et R. C. THOMPSON, “Experimental test of local hidden-variable theories”, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 465 (1976).
- [7] M. LAMEHI-RACHTI et W. MITTIG, “Quantum mechanics and hidden variables : A test of Bell’s inequality by the measurement of the spin correlation in low-energy proton-proton scattering”, *Phys. Rev. D* **14**, 2543 (1976).
- [8] M. BRUNO, M. D’AGOSTINO et C. MARONI, “Measurement of linear polarization of positron annihilation photons”, *Nuovo Cimento B* **40B**, 143 (1977).
- [9] A. ASPECT, P. GRANGIER et G. ROGER, “Experimental tests of realistic local theories via Bell’s theorem”, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 460 (1981).
- [10] A. ASPECT, P. GRANGIER et G. ROGER, “Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm gedankenexperiment : A new violation of Bell’s inequalities”, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 91 (1982).
- [11] A. ASPECT, J. DALIBARD et G. ROGER, “Experimental test of Bell’s inequalities using time-varying analysers”, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982).
- [12] Z. Y. OU et L. MANDEL, “Violation of Bell’s inequality and classical probability in a two-photon correlation experiment”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 50 (1988).
- [13] P. G. KWIAT, K. MATTLE, H. WEINFURTER et A. ZEILINGER, “New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4337 (1995).
- [14] D. BOSCHI, S. BRANCA, F. DE MARTINI et L. HARDY, “Ladder proof of nonlocality without inequalities : Theoretical and experimental results”, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2755 (1997).
- [15] M. A. ROWE, D. KIELPINSKI, V. MEYER, C. A. SACKETT, W. M. ITANO, C. MONROE et D. J. WINELAND, “Experimental violation of a Bell’s inequality with efficient detection”, *Nature (London)* **409**, 791 (2001).

- [16] C. H. BENNETT et D. P. DiVINCENZO, "Quantum information and computation", *Nature (London)* **404**, 247 (2000).
- [17] D. BOUWMEESTER, A. EKERT et A. ZEILINGER, *The Physics of Quantum Information*, Springer, Berlin (2000).
- [18] C. H. BENNETT, G. BRASSARD, C. CRÉPEAU, R. JOZSA, A. PERES et W. K. WOOTTERS, "Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels", *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).
- [19] D. BOUWMEESTER, J.-W. PAN, K. MATTLE, M. EIBL, H. WEINFURTER et A. ZEILINGER, "Experimental quantum teleportation", *Nature (London)* **390**, 575 (1997).
- [20] D. BOSCHI, S. BRANCA, F. DE MARTINI, L. HARDY et S. POPESCU, "Experimental realization of teleporting an unknown pure quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels", *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1121 (1998).
- [21] A. FURUSAWA, J. L. SORENSEN, S. L. BRAUNSTEIN, C. A. FUCHS, H. J. KIMBLE et E. S. POLZIK, "Unconditional quantum teleportation", *Science* **282**, 706 (1998).
- [22] W. K. WOOTTERS et W. H. ZUREK, "A single quantum cannot be cloned", *Nature (London)* **299**, 802 (1982).
- [23] C. H. BENNETT, G. BRASSARD et A. EKERT, "Quantum Cryptography", *Scientific American* **267**, 26 (1992).
- [24] J. G. RARITY, P. C. M. OWENS et P. R. TAPSTER, "Quantum random-number generation and key sharing", *J. Mod. Opt.* **41**, 2435 (1994).
- [25] T. JENNEWEIN, C. SIMON, G. WEIHS, H. WEINFURTER et A. ZEILINGER, "Quantum cryptography with entangled photons", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4729 (2000).
- [26] D. S. NAIK, C. G. PETERSON, A. G. WHITE, A. J. BERGLUND et P. G. KWIAT, "Entangled state quantum cryptography : Eavesdropping on the Ekert protocol", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4733 (2000).
- [27] W. TITTEL, J. BRENDDEL, H. ZBINDEN et N. Gisin, "Quantum cryptography using entangled photons in energy-time Bell states", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4737 (2000).
- [28] S. LLOYD, "Almost any quantum logic gate is universal", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 346 (1995).
- [29] A. EKERT et R. JOZSA, "Quantum computation and Shor's factoring algorithm", *Rev. Mod. Phys.* **68**, 733 (1995).
- [30] P. W. SHOR, dans S. GOLDWASSER, rédacteur, "Proceedings of the 35th Annual Symposium on the Foundations of Computer Science", page 124, IEEE Comput. Soc. Press., New York (1994).
- [31] L. K. GROVER, "Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 325 (1997).
- [32] L. K. GROVER, "Quantum computers can search arbitrarily large databases by a single query", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4709 (1997).
- [33] L. K. GROVER, "Quantum computers can search rapidly by using almost any transformation", *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4329 (1998).

- [34] D. DEUTSCH et R. JOSZA, "Rapid solution of problems by quantum computation", *Proc. Roy. Soc. London* **A439**, 553 (1992).
- [35] W. H. ZUREK, "Decoherence and the transition from quantum to classical", *Phys. Today* **44**, 36 (octobre 1991).
- [36] P. W. SHOR, "Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory", *Phys. Rev. A* **52**, R2493 (1995).
- [37] A. STEANE, "Multiple-particle interference and quantum error correction", *Proc. Roy. Soc. London* **452**, 2551 (1996).
- [38] J. PRESKILL, "Battling decoherence : the fault-tolerant quantum computer", *Phys. Today* **52**, 24 (juin 1999).
- [39] S. HAROCHE et J.-M. RAIMOND, "Quantum computing : dream or nightmare?", *Physics Today* **49**, 51 (juillet 1996).
- [40] D. LEIBFRIED, R. BLATT, C. MONROE et D. J. WINELAND, "Quantum dynamics of single trapped ions", *Rev. Mod. Phys.* **75**, 281 (2003).
- [41] Q. A. TURCHETTE, C. S. WOOD, B. E. KING, C. J. MYATT, D. LEIBFRIED, W. M. ITANO, C. MONROE et D. J. WINELAND, "Deterministic entanglement of two trapped ions", *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3631 (1998).
- [42] C. A. SACKETT, D. KIELPINSKI, B. E. KING, C. LANGER, V. MEYER, C. J. MYATT, M. ROWE, Q. A. TURCHETTE, W. M. ITANO, D. J. WINELAND et C. MONROE, "Experimental entanglement of four particles", *Nature (London)* **404**, 256 (2000).
- [43] F. SCHMIDT-KALER, H. HÄFFNER, M. RIEBE, S. GULDE, G. P. T. LANCASTER, T. DEUSCHLE, C. BECHER, C. F. ROOS, J. ESCHNER et R. BLATT, "Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate", *Nature (London)* **422**, 408 (2003).
- [44] S. GULDE, M. RIEBE, G. P. T. LANCASTER, C. BECHER, J. ESCHNER, H. HÄFFNER, F. SCHMIDT-KALER, I. L. CHUANG et R. BLATT, "Implementation of the Deutsch-Jozsa algorithm on an ion-trap quantum computer", *Nature (London)* **421**, 48 (2003).
- [45] M. RIEBE, H. HÄFFNER, C. F. ROOS, W. HÄNSEL, J. BENHELM, G. P. T. LANCASTER, T. W. KÖRBER, C. BECHER, F. SCHMIDT-KALER, D. F. V. JAMES et R. BLATT, "Deterministic quantum teleportation with atoms", *Nature (London)* **429**, 734 (2004).
- [46] M. D. BARRETT, J. CHIAVERINI, T. SCHAEZT, J. BRITTON, W. M. ITANO, J. D. JOST, E. KNILL, C. LANGER, D. LEIBFRIED, R. OZERI et D. J. WINELAND, "Deterministic quantum teleportation of atomic qubits", *Nature (London)* **429**, 737 (2004).
- [47] D. P. DIVINCENZO, "Quantum computation", *Science* **270**, 255 (1995).
- [48] P. H. W. PINKSE, T. FISCHER, P. MAUNZ et G. REMPE, "Trapping an atom with single photons", *Nature (London)* **404**, n° 6776, 365 (2000).
- [49] C. J. HOOD, T. W. LYNN, A. C. DOHERTY, A. S. PAPKINS et H. J. KIMBLE, "The atom-cavity microscope : single atoms bound in orbit by single photons", *Science* **287**, n° 5457, 1447 (2000).

- [50] W. P. SMITH, J. E. REINER, L. A. OROZCO, S. KUHR et H. M. WISEMAN, "Capture and release of a conditional state of a cavity QED system by quantum feedback", *Phys. Rev. Lett.* **89**, 133601 (2002).
- [51] M. WEIDINGER, B. T. H. VARCOE, R. HEERLEIN et H. WALTHER, "Trapping states in the micromaser", *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3795 (1999).
- [52] B. T. H. VARCOE, S. BRATTKE, M. WEIDINGER et H. WALTHER, "Preparing pure photon number states of the radiation field", *Nature (London)* **403**, 743 (2000).
- [53] S. BRATTKE, B. T. H. VARCOE et H. WALTHER, "Generation of Photon number states on demand via cavity quantum electrodynamics", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3534 (2001).
- [54] J.-M. RAIMOND, M. BRUNE et S. HAROCHE, "Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity", *Rev. Mod. Phys.* **73**, 565 (2001).
- [55] M. BRUNE, F. SCHMIDT-KALER, A. MAALI, J. DREYER, E. HAGLEY, J. M. RAIMOND et S. HAROCHE, "Quantum Rabi oscillation : a direct test of field quantization in a cavity", *Phys. Rev. Lett.* **76**, n° 11, 1800 (1996).
- [56] E. HAGLEY, X. MAÎTRE, G. NOGUES, C. WUNDERLICH, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, "Generation of Einstein-Podolsky-Rosen pairs of atoms", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1 (1997).
- [57] S. OSNAGHI, P. BERTET, A. AUFFEVE, P. MAIOLI, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, "Coherent control of an atomic collision in a cavity", *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037902 (2001).
- [58] A. RAUSCHENBEUTEL, P. BERTET, S. OSNAGHI, G. NOGUES, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, "Controlled entanglement of two field modes in a cavity quantum electrodynamics experiment", *Phys. Rev. A* **64**, 050301 (2001).
- [59] X. MAÎTRE, E. HAGLEY, G. NOGUES, C. WUNDERLICH, P. GOY, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, "Quantum memory with a single photon in a cavity", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 769 (1997).
- [60] A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, "Coherent operation of a tunable quantum phase gate in cavity QED", *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5166 (1999).
- [61] L. DAVIDOVICH, N. ZAGURY, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, "Teleportation of an unknown atomic state between two cavities using non local microwave fields", *Phys. Rev. A* **50**, R895 (1994).
- [62] M. BRUNE, E. HAGLEY, J. DREYER, X. MAÎTRE, A. MAALI, C. WUNDERLICH, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, "Observing the progressive decoherence of the meter in a quantum measurement", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4887 (1996).
- [63] A. AUFFEVE, P. MAIOLI, T. MEUNIER, S. GLEYZES, G. NOGUES, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, "Entanglement of a mesoscopic field with an atom induced by photon graininess in a cavity", *Phys. Rev. Lett.* **91**, 230405 (2003).
- [64] G. NOGUES, A. RAUSCHENBEUTEL, S. OSNAGHI, P. BERTET, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND, S. HAROCHE, L. G. LUTTERBACH et L. DAVIDOVICH, "Measurement of a negative value for the Wigner function of radiation", *Phys. Rev. A* **62**, 054101 (2000).

- [65] P. BERTET, A. AUFFEVE, P. MAIOLI, S. OSNAGHI, T. MEUNIER, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, "Direct Measurement of the Wigner function of a one-photon Fock state in a Cavity", *Phys. Rev. Lett.* **89**, 200402 (2002).
- [66] S. OSNAGHI, *Réalisation d'états intriqués dans une collision atomique assistée par une cavité*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2002).
- [67] D. VITALI, P. TOMBESI et G. MILBURN, "Controlling the decoherence of a "meter" via stroboscopic feedback", *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2442 (1997).
- [68] D. VITALI, P. TOMBESI et G. MILBURN, "Quantum-state protection in cavities", *Phys. Rev. A* **57**, 4930 (1998).
- [69] N. SCHLOSSER, G. REYMOND, I. PROTSSENKO et P. GRANGIER, "Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap", *Nature (London)* **411**, 1024 (2001).
- [70] R. BLATT, dans "Quantum entanglement and information processing, Les Houches Summer School Session LXXIX", North Holland, Amsterdam (2003), à paraître.
- [71] P. NUSSENZVEIG, *Mesures de champs au niveau du photon par interférométrie atomique*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (1994).
- [72] X. MAÎTRE, *Une paire d'atomes intriqués : Expériences d'électrodynamique quantique en cavité*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (1998).
- [73] A. AUFFÈVES, *Génération de chats de Schrödinger par interaction résonnante atome-champ*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2004).
- [74] G. NOGUES, *Détection sans destruction d'un seul photon. Une expérience d'électrodynamique quantique en cavité*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (1999).
- [75] S. M. BARNETT et P. M. RADMORE, *Methods in Theoretical Quantum Optics*, Oxford University Press, Oxford (1997).
- [76] E. P. WIGNER, "On the quantum correction for thermodynamic equilibrium", *Phys. Rev.* **40**, 749 (1932).
- [77] K. E. CAHILL et R. J. GLAUBER, "Ordered expansions in boson amplitude operators", *Phys. Rev.* **177**, 1857 (1969).
- [78] L. G. LUTTERBACH et L. DAVIDOVICH, "Method for direct measurement of the Wigner function in cavity QED and ion traps", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2547 (1997).
- [79] W. VOGEL, D. G. WELSCH et S. WALLENTOWITZ, *Quantum Optics : an Introduction*, Wiley, Berlin, second édition (2001).
- [80] P. BERTET, *Atomes et cavité : complémentarité et fonctions de Wigner*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2002).
- [81] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC et G. GRYNBERG, *Photons et Atomes*, InterEditions, Paris, France (1987).
- [82] H. SAITO et H. HYUGA, "Relaxation of Schrödinger cat states and displaced thermal states in a density operator representation", *J. Phys. Soc. Jap.* **65**, 1648 (1996).
- [83] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC et G. GRYNBERG, *Processus d'Interaction entre Photons et Atomes*, InterEditions, Paris, France (1988).

- [84] S. HAROCHE, "Rydberg Atoms and Radiation in a Resonant Cavity", dans G. GRYNBERG et R. STORA, rédacteurs, "New Trends in Atomic Physics, Les Houches Summer School Session XXXVIII", page 347, North Holland, Amsterdam (1984).
- [85] Q. A. TURCHETTE, C. J. MYATT, B. E. KING, C. A. SACKETT, D. KIELPINSKI, W. M. ITANO, C. MONROE et D. J. WINELAND, "Decoherence and decay of motional quantum states of a trapped atom coupled to engineered reservoirs", *Phys. Rev. A* **62**, 053807 (2000).
- [86] P. MEYSTRE, "Theoretical developments in cavity quantum optics : a brief review", *Phys. Rep.* **219**, 243 (1992).
- [87] J. G. P. DE FARIA et M. C. NEMES, "Dissipative dynamics of the Jaynes-Cummings model in the dispersive approximation : Analytical results", *Phys. Rev. A* **59**, 3918 (1999).
- [88] J. DREYER, *Atomes de Rydberg et cavités : observation de la décohérence dans une mesure quantique*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (1997).
- [89] P. BERTET, S. OSNAGHI, A. RAUSCHENBEUTEL, G. NOGUES, A. AUFFEVE, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, "A complementarity experiment with an interferometer at the quantum-classical boundary", *Nature (London)* **411**, 166 (2001).
- [90] M. O. SCULLY et M. S. ZUBAIRY, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1997).
- [91] A. LVOVSKY, H. HANSEN, T. AICHELE, O. BENSON, J. MLYNEK et S. SCHILLER, "Quantum state reconstruction of the single-photon Fock state", *Phys. Rev. Lett.* **87**, 050402 (2001).
- [92] A. I. LVOVSKY et J. MLYNEK, "Quantum-optical catalysis : generating nonclassical states of light by means of linear optics", *Phys. Rev. Lett.* **88**, 250401 (2002).
- [93] G. BREITENBACH, T. MÜLLER, S. F. PEREIRA, J.-P. POIZAT, S. SCHILLER et J. MLYNEK, "Squeezed vacuum from a monolithic optical parametric oscillator", *J. Opt. Soc. B* **12**, 2304 (1995).
- [94] S. SCHILLER et J. MLYNEK, "Quantum statistics of the squeezed vacuum by measurement of the density matrix on the number state representation", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2933 (1996).
- [95] P. GOY, *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **3**, 221 (1982).
- [96] J. D. JACKSON, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York, third édition (1999).
- [97] M. BRUNE, J.-M. RAIMOND, P. GOY, L. DAVIDOVICH et S. HAROCHE, "Realization of a two-photon maser oscillator", *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1899 (1987).
- [98] D. MESCHÉDE, H. WALTHER et G. MULLER, "One-atom maser", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 551 (1985).
- [99] T. MEUNIER, *Oscillations de Rabi induites par un renversement du temps : un test de la cohérence d'une superposition quantique mésoscopique*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2004).
- [100] A. RAUSCHENBEUTEL, *Atomes et cavité : préparation et manipulation d'états intriqués complexes*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2001).

Résumé : La détection des états d'un qubit est un élément essentiel dans la réalisation d'expériences d'information quantique. Dans le système étudié, le bit quantique est codé dans les états d'énergie interne d'un atome de Rydberg circulaire à deux niveaux. Dans ce mémoire nous présentons une nouvelle technique de détection des atomes de Rydberg circulaires basée sur l'interaction dispersive d'un atome avec un champ micro-onde mésoscopique à l'intérieur d'une cavité supraconductrice de très grand facteur de qualité. L'indice de réfraction de l'atome, dépendant de son niveau d'énergie interne, déphase le champ micro-onde, et une procédure de détection homodyne transforme l'information codée dans la phase du champ en une information d'intensité. L'intensité finale du champ est lue par un échantillon mésoscopique d'atomes. Il s'agit d'une technique de détection non destructive, puisque le processus de détection n'ionise pas l'atome, mais le projette simplement dans l'état mesuré. De plus, le processus de détection intrique l'état interne d'un atome au niveau d'excitation d'un ensemble de plusieurs atomes, permettant de créer des superpositions cohérentes d'états atomiques mésoscopiques et ouvrant de nouvelles perspectives pour des tests de décohérence. Nous présentons le principe de la technique et de nombreux résultats expérimentaux, ainsi que de possibles schémas d'application de cette technique.

Mots-clefs : électrodynamique quantique en cavité, atomes de Rydberg, cavité supraconductrice, détection homodyne, information quantique, mesure quantique non destructive

Abstract: The detection of qubit states is an essential element in the realization of a quantum information experiment. In our system, the quantum bit is coded in the internal energy states of a circular Rydberg two-level atom. In this thesis we present a novel technique for the non-demolition state-sensitive detection of Rydberg atoms, based on the dispersive interaction of an atom with a microwave mesoscopic field contained in a high-quality superconducting cavity. The state-dependent atomic index of refraction shifts the field phase, and an homodyne procedure translates the information from the field phase to the intensity. The final field intensity is read out by a mesoscopic atomic sample. This technique is non-destructive, since the detection procedure does not ionize the atom, which is simply projected in the measured internal state. The technique, in addition, entangles the energy state of an atom to the excitation level of a many atoms sample, making it possible to create coherent superpositions of mesoscopic atomic states, which opens new perspectives for decoherence tests. We present the principle of the technique and numerous experimental results, as well as possible schemes of application.

Keywords: cavity quantum electrodynamics, Rydberg atoms, superconducting cavity, homodyne detection, quantum information, quantum non-demolition measurement