



HAL
open science

Mesures de champs au niveau du photon par interférométrie atomique

Paulo Nussenzeig

► **To cite this version:**

Paulo Nussenzeig. Mesures de champs au niveau du photon par interférométrie atomique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1994. Français. NNT : . tel-00011897

HAL Id: tel-00011897

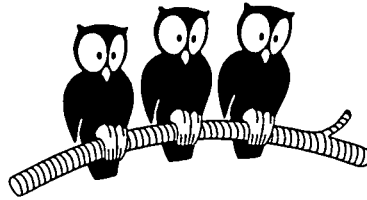
<https://theses.hal.science/tel-00011897>

Submitted on 9 Mar 2006

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.

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE



Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6

Spécialité : Physique Quantique

présentée par

Paulo NUSSENZVEIG

pour obtenir le titre de Docteur de l'Université Paris 6

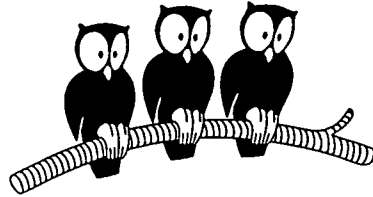
Sujet de la Thèse :

**MESURES DE CHAMPS AU NIVEAU DU PHOTON
PAR INTERFEROMETRIE ATOMIQUE**

Soutenue le 1^{er} Juillet 1994 devant le jury composé de :

M. P. GLORIEUX	<i>Président</i>
M. A. ASPECT	<i>Rapporteur</i>
M. M. DUCLOY	<i>Rapporteur</i>
M. S. HAROCHE	<i>Examineur</i>
M. J.M. RAIMOND	<i>Directeur de Thèse</i>

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE



Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6
Spécialité : Physique Quantique

présentée par

Paulo NUSSENZVEIG

pour obtenir le titre de Docteur de l'Université Paris 6

Sujet de la Thèse :

**MESURES DE CHAMPS AU NIVEAU DU PHOTON
PAR INTERFEROMETRIE ATOMIQUE**

Soutenue le 1^{er} Juillet 1994 devant le jury composé de :

M. P. GLORIEUX	<i>Président</i>
M. A. ASPECT	<i>Rapporteur</i>
M. M. DUCLOY	<i>Rapporteur</i>
M. S. HAROCHE	<i>Examineur</i>
M. J.M. RAIMOND	<i>Directeur de Thèse</i>

REMERCIEMENTS

Le travail décrit dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire Kastler Brossel de l'École Normale Supérieure durant la période 1990 – 1994. Je remercie Jacques Dupont-Roc de m'y avoir accueilli, et de m'avoir fait ainsi bénéficier de conditions de recherche exceptionnelles.

Je remercie vivement MM. Alain Aspect, Martial Ducloy et Pierre Glorieux de l'intérêt qu'ils ont porté à ces recherches en acceptant de participer au jury.

Je remercie Serge Haroche de m'avoir accueilli dans son groupe de recherches pour la réalisation de cette thèse. Je dois une partie de ma passion pour le sujet à sa rigueur scientifique et à ses talents de pédagogue. Jean-Michel Raimond a dirigé ce travail. Sa maîtrise du sujet, tant sur le plan théorique qu'expérimental, m'ont toujours impressionné et stimulé. J'ai eu le privilège de travailler au jour le jour avec Michel Brune, qui m'a appris à faire de la Physique expérimentale. Sa patience, sa dextérité pratique et son enthousiasme ont été fondamentaux pour cela. Il a également fait preuve de beaucoup de courage de "prendre en mains", pour un travail si ambitieux, deux étudiants qui n'avaient jamais travaillé dans un laboratoire...

Je vous remercie encore, Serge, Jean-Michel et Michel de toutes les remarques qui m'ont permis d'améliorer la qualité de ce texte.

Frédéric Bernardot a fait sa thèse dans le groupe pendant cette même période. Fred, j'ai pris beaucoup de plaisir à travailler avec toi pendant ces quatre années et je t'en remercie. Je tiens également à remercier tous les membres de l'équipe: Wojciech Gawlik, Ferdinand Schmidt-Kaler, Edward Hagley, Abdelhamid Maali, Jochen Dreyer, Luiz Davidovich, Nicim Zagury, Philippe Goy, Michel Gross, Valérie Lefèvre, Jean Hare, Laurent Collot, André Nussenzweig, Matthias Weidemüller, David Weiss et Vahid Sandoghdar, pour l'excellente relation et les discussions fructueuses que j'ai pu entretenir avec eux. Ensemble avec Ferdinand, je voudrais remercier Porto Cruz pour une bonne (et agréable) série de mesures.

Nos expériences n'auraient jamais été réalisées sans l'importante contribution des services techniques du laboratoire. L'équipe remercie MM. Maréchal, Jouve, Gladycheff, Point, Courtiade, Labbé, Guillaume, Lagadec, Outrequin, Clouqueur, Laisné, Olejnik, Usseglio, Paindorge, ainsi que les membres de l'atelier d'électronique et ceux de l'atelier général du département pour leur travail d'excellente qualité et pour leur grande disponibilité. Je remercie également Mlle. Gazan d'avoir assuré la reproduction de ce mémoire dans les très brefs délais que je lui ai laissés.

Mon séjour en France a été financé par une bourse du CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico). Je voudrais lui exprimer ici ma gratitude.

Je ne saurais terminer sans dire muito obrigado à ma famille, spécialement à ma femme, Monique, pour leur soutien toujours inconditionnel.

Table des matières

Table des Matières	3
Introduction	7
1 Interaction non-résonnante atome – cavité pour une mesure QND du nombre de photons	13
1.1 Interaction cohérente atome – cavité en absence de relaxation	14
1.1.1 Hamiltonien du système {atome à deux niveaux + mode de la cavité}	14
1.1.2 Les états habillés atome – cavité	18
1.1.3 Déplacements lumineux non-résonnants au niveau quantique . .	19
1.1.4 Analyse du mouvement atomique: l’approximation adiabatique	22
1.1.5 Effets mécaniques du couplage entre atomes et cavité	24
1.1.6 Déphasages de la fonction d’onde atomique: le champ vu comme un “indice de réfraction” pour l’onde de matière	25
1.2 Mesure QND du nombre de photons par la méthode interférométrique de Ramsey	27
1.2.1 Description de l’interféromètre: expérience sans cavité	28
1.2.2 Expérience avec une cavité hors résonance	33
1.2.3 Mesures QND du nombre de photons: préparation d’états de Fock	34
1.2.4 Champ initialement dans un mélange statistique et effet d’atomes non-détectés	38
1.2.5 Optimisation de la convergence vers un état de Fock	40
1.3 Analyse de la relaxation du champ et effet d’un champ thermique . . .	45
1.3.1 Cas d’une faible relaxation du champ	45
1.3.2 Cas d’une forte relaxation	46
1.4 Effets de la mesure sur la phase du champ	52
1.4.1 Intérêt de l’étude d’un état “chat de Schrödinger” du champ: processus de relaxation et décohérence	55
1.4.2 “Chats de Schrödinger” du champ dans la cavité	55
1.4.3 Stabilité d’un état “chat”	56

1.4.4	Détection d'un état "chat de Schrödinger" du champ et mesure de la décohérence	59
1.5	Conclusion	64
2	Le montage expérimental et l'appareil de mesure	65
2.1	Description du montage expérimental	65
2.1.1	Le cryostat	67
2.2	Niveaux atomiques choisis	69
2.2.1	Propriétés générales des atomes circulaires	71
2.3	Préparation des atomes circulaires avec $n \sim 50$	75
2.3.1	La méthode de préparation	77
2.3.2	La zone de préparation des atomes	85
2.3.3	Préparation et identification du niveau de départ	96
2.3.4	Spectroscopie radio-fréquence	98
2.3.5	Signaux d'ionisation et identification des niveaux circulaires préparés	105
2.3.6	Résumé des caractéristiques de la préparation des atomes circulaires	113
2.4	La cavité supraconductrice	113
2.4.1	Structure de modes de la cavité	114
2.4.2	Mesures de la fréquence de résonance et du facteur de qualité	117
2.4.3	L'accord de la cavité	119
2.4.4	Limitations au facteur de qualité	121
2.5	L'appareil de mesure: franges de Ramsey expérimentales	126
2.5.1	Les zones de Ramsey	126
2.5.2	Compensation des champs parasites	127
2.5.3	Signaux de franges observés	129
2.6	Conclusion	134
3	Mesures des déphasages atomiques dus à l'interaction non-résonnante entre atomes et cavité	135
3.1	Déplacements lumineux induits par des champs de l'ordre du photon	135
3.1.1	Le couplage atome - champ dans l'expérience	136
3.1.2	Mesure du déphasage dû à un seul photon	137
3.1.3	Calcul du déphasage par photon	138
3.1.4	Mesure des déplacements lumineux en fonction de l'intensité	140
3.2	Mesure du champ thermique	142
3.2.1	Equilibre thermique entre atomes et champ	142
3.2.2	Mesures du taux de transfert thermique avec une cavité résonnante	143
3.3	Mesure des déplacements radiatifs dus aux fluctuations du vide: "Lamb-Shift" dans la cavité	147
3.3.1	Effet des deux modes de la cavité	147
3.3.2	Mesure des déplacements radiatifs du vide	148

3.4 Conclusion	151
Conclusion	153
A Annexe	157
A.1 Corrections apportées aux taux de transfert mesurés	157
A.2 Modèle simple de la dépendance du transfert dans le flux atomique – Estimation de l'efficacité de détection	160
Références	163

Introduction

L'Electrodynamique Quantique en Cavité [1][2][3] est un domaine de l'Optique Quantique et de la Physique Atomique qui a connu au cours des dernières années un développement considérable. Au départ, il s'agissait d'étudier comment la présence de parois métalliques autour d'un système atomique modifiait de façon appréciable les propriétés radiatives de ce système [4][5][6][7][8][9][10][11][12][13][14][15][16][17]. Après la mise en évidence expérimentale des effets d'augmentation et d'inhibition de l'émission spontanée au milieu des années 80 [18][19][20][21][22], ce champ de recherche s'est principalement orienté vers l'étude des phénomènes liés au couplage fort d'un atome avec un mode du champ électromagnétique de très grande surtension [23][24][25]. L'oscillation de Rabi des populations atomiques dans le champ du vide ou de quelques photons [26], l'effet de dédoublement spectral des raies atomiques lorsque l'atome se trouve placé dans une cavité vide accordée [27][28][29] sont des manifestations spectaculaires du couplage résonnant d'un système atomique à deux niveaux avec l'oscillateur quantifié qui représente le champ de rayonnement associé à un mode. Le micromaser [30][31][32], système dans lequel un champ se bâtit sous l'effet du couplage avec des atomes traversant un à un la cavité, est également un dispositif illustrant de façon éclatante les effets de l'interaction cohérente d'un atome avec un mode du champ.

Tous ces effets ont été observés de façon particulièrement spectaculaire sur des atomes de Rydberg couplés à des cavités micro-onde supraconductrices de taille centimétrique et de facteur de qualité très élevé. Un schéma élémentaire de ces expériences est montré sur la figure I.1. Les atomes sont préparés dans un état de Rydberg initial e avant d'entrer dans la cavité. Ils interagissent avec le champ de celle-ci pendant leur traversée. La cavité est accordée sur un mode dont la fréquence est voisine de celle d'une transition reliant e à un niveau de Rydberg final g . Après l'interaction, les atomes émergent et sont détectés par ionisation dans un champ électrique convenablement ajusté. L'ionisation sélective permet de compter les atomes dans les niveaux e et g et de déterminer comment la probabilité de les trouver dans ces niveaux a été affectée par le couplage avec la cavité [33].

Les expériences de ce type reposent sur une propriété quantique essentielle: après l'interaction, l'atome et le champ se trouvent corrélés dans un état quantique "intriqué" ("entangled state" en anglais) qui ne peut s'écrire comme le simple produit d'un état de rayonnement et d'un état de la matière. Cette corrélation est non locale et subsiste

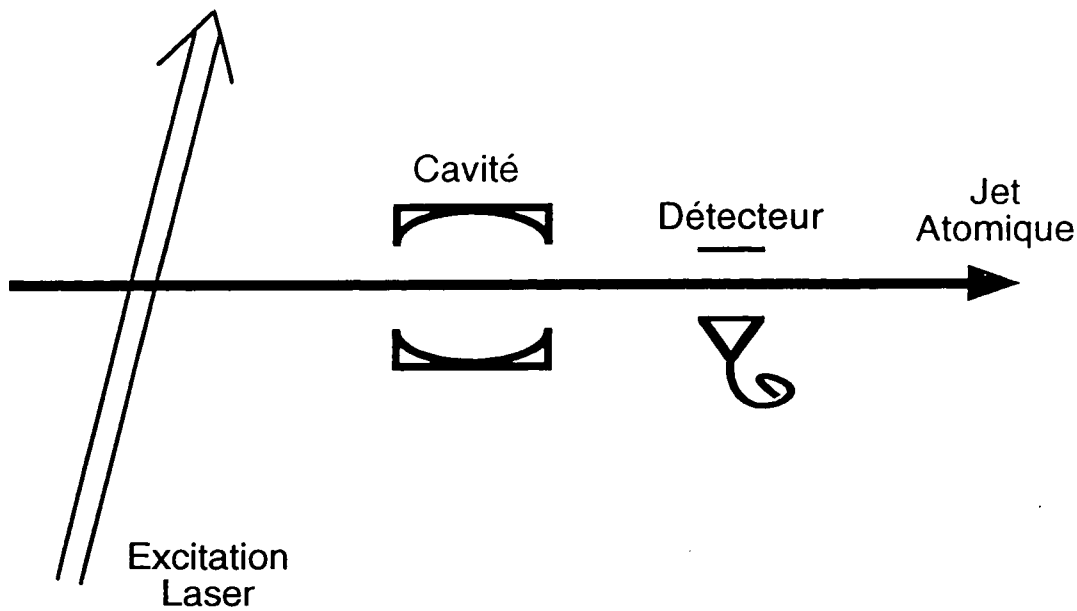


Figure I.1 : Schéma élémentaire des expériences avec des atomes de Rydberg couplés à des cavités micro-onde

longtemps après que l'atome est sorti de la cavité, pourvu que les temps de relaxation du dipôle atomique et du champ soient suffisamment longs. La mesure de l'atome a alors pour effet de projeter le système global "atome - champ" sur un état propre de la mesure, qui peut correspondre à un état du champ intéressant, par exemple à un état non classique de type état de Fock à nombre de photons bien défini. Une telle expérience constitue un prototype de mesure en mécanique quantique.

Dans le cas où les atomes et le mode de la cavité sont résonnants, ce qui est le cas des micromasers, la situation expérimentale est quelque peu compliquée (ou enrichie suivant les points de vue) par le fait que les atomes y jouent un double rôle: ils peuvent modifier l'énergie du champ (en émettant ou absorbant des photons dans la cavité) et ils servent par ailleurs d'instrument de mesure du champ, suivant le mécanisme indiqué plus haut. Il est possible cependant d'envisager des situations plus simples, plus fondamentales au sens de l'analyse des principes de la mécanique quantique, dans lesquels ces deux rôles sont dissociés. Il suffit pour cela de désaccorder légèrement les atomes et le mode de la cavité, de façon à empêcher tout échange résonnant d'énergie entre rayonnement et matière. Le couplage de l'atome avec le champ a alors un caractère purement dispersif: il déphase le champ (effet d'indice des atomes traversant la cavité) et il déphase aussi de façon corrolaire la fonction d'onde des atomes (effet de déplacement lumineux des niveaux d'énergie des atomes dans la cavité). La mesure de ce déphasage peut encore se faire en transférant l'information de phase atomique sur un signal de population (méthode d'interférométrie atomique [34]) et cette mesure doit pouvoir renseigner sur l'état du champ dans la cavité sans le modifier de façon active.

Notre groupe a analysé en détail ce type d'expérience dispersive et montré comment on pouvait les exploiter pour mesurer des photons micro-onde de façon non destructive (méthode *Quantum Non Demolition* ou QND [35][36][37]), ou encore pour préparer et étudier des états type "chats de Schrödinger" [38] du champ qui sont des superpositions, au sens de la mécanique quantique, d'états du rayonnement présentant des caractéristiques "macroscopiques" (phase, amplitude ou localisation spatiale) différentes. Nous avons également montré que ces expériences étaient pratiquement réalisables, pourvu que l'on dispose des atomes et des cavités adéquates [39][40].

Il est vite apparu que les atomes de Rydberg circulaires [41][42] constituaient des outils indispensables pour mener à bien ces expériences. Ces atomes quasi classiques, dans lesquels l'électron de valence précède autour du noyau sur une orbite de Bohr de grand rayon, ont une très grande durée de vie (30 ms pour l'atome circulaire de nombre quantique principal $n = 50$), permettant de conserver les corrélations atome - cavité pendant que l'atome voyage sur de grandes distances, même à faible vitesse. Ils ont par ailleurs un très grand dipôle électrique tournant, qui assure un couplage très fort avec un mode du champ dans une cavité micro-onde centimétrique. Typiquement, pour des transitions entre niveaux circulaires autour du nombre quantique $n = 50$, le couplage atome - champ à résonance correspond à une fréquence d'oscillation de Rabi de l'ordre de quelques dizaines de kilohertz (kHz), ce qui entraîne des déphasages importants de la fonction d'onde atomique même pour des modes désaccordés, dès que l'atome passe quelques dizaines de microsecondes (μs) dans la cavité. De plus, la longue durée de vie de ces atomes rend les pertes par émission spontanée négligeables entre la cavité et le détecteur (voir fig 1), ce qui permet d'espérer une efficacité de détection des populations atomiques de l'ordre de l'unité, encore un élément important pour les expériences projetées. Enfin, les atomes circulaires sont relativement peu sensibles aux champs électriques parasites, inévitables dans un montage de jet atomique, où les atomes se déplacent au voisinage de conducteurs hétérogènes (potentiels de contacts, "patch effect" ...).

La nécessité d'opérer avec des atomes circulaires entraîne cependant une contrainte importante pour la cavité. Celle-ci doit être "ouverte" et non constituée d'un seul bloc métallique, comme c'était le cas dans les expériences de type micromaser habituelles. Une cavité fermée, que les atomes traversent par de petits trous d'entrée et de sortie est en effet inutilisable pour des atomes circulaires. Ceux-ci ont besoin de "voir" un petit champ électrique directeur qui définit l'axe de quantification autour duquel l'électron précède et qui stabilise l'orbite, empêchant des transitions vers des états "elliptiques" dégénérés en champ électrique nul avec l'état circulaire. Un tel champ est impossible à appliquer dans une cavité fermée. Il peut l'être très facilement dans une cavité ouverte de type Fabry-Perot constituée de deux miroirs sphériques en regard l'un de l'autre. De telles cavités peuvent en principe avoir de très grands facteurs de qualité, comme le montre la technologie de l'optique. Dans le domaine micro-onde qui nous intéresse ici, cependant, rien n'était connu au début de ce travail sur les limitations pratiques des facteurs de qualité dans ce type de structure.

Pour les raisons que nous venons d'indiquer, nous avons choisi d'étudier expéri-

mentalement le couplage d'atomes de Rydberg circulaires avec une cavité Fabry-Perot supraconductrice en niobium. Nous avons opté pour une transition ($n = 50$ à $n = 51$) voisine de 51 GHz, ce qui correspond à une cavité centimétrique (distance entre les miroirs sphériques de 2,7 cm). Ce choix représente un bon compromis entre différentes exigences. La fréquence est suffisamment élevée pour que le champ thermique à une température de l'ordre du degré K ne soit pas trop important (environ 0,2 photon par mode seulement). Elle reste suffisamment basse cependant pour que la résistivité résiduelle des miroirs supraconducteurs ne limite pas le facteur de surtension. La taille des atomes est assez grande pour que le couplage atome – champ soit fort, mais pas trop grande, ce qui rendrait les effets des champs parasites incontrôlables. Une fréquence plus basse, correspondant à des atomes plus “gros” nécessiterait de plus une cavité de plus grande taille, dans laquelle le champ par photon serait dilué davantage, rendant les effets quantiques au niveau du photon plus difficilement observables.

Ce choix de transition atomique posait deux problèmes technologiques importants. Il fallait d'une part apprendre à préparer et à propager dans un montage de jet atomique des atomes de Rydberg “circulaires” beaucoup plus gros que ceux qui avaient été étudiés auparavant (autour de $n = 20$ à 30). La différence de taille entraîne des différences de comportement importants. Les atomes de grand n sont beaucoup plus sensibles au champ électrique, doivent être manipulés dans des champs statiques beaucoup plus faibles et des champs radio-fréquence oscillants de fréquence beaucoup plus petite que les atomes circulaires de relativement faible n . Les méthodes de préparation opérantes pour les petites valeurs de n ne peuvent être simplement extrapolées, car les changements de paramètres entraînent une violation des conditions d'adiabaticité importantes pendant le transfert des atomes d'une orbite elliptique à une orbite circulaire. Il nous a donc fallu analyser le problème en détail et développer des techniques nouvelles pour cette préparation. La préservation de atomes circulaires le long du jet atomique et à travers la cavité supraconductrice a également posé des problèmes de contrôle et d'ajustement de champs non triviaux. D'autre part, nous avons dû développer la technologie des cavités ouvertes, afin de répondre aux exigences mentionnées plus haut. Cette étude, encore en cours, nous a montré qu'il était effectivement possible d'atteindre les grands facteurs de surtension requis par les expériences projetées.

Ce mémoire présente la première étape du programme d'expériences que nous avons en projet sur le système “atomes de Rydberg circulaires – cavité Fabry-Perot supraconductrice”. Cette première étape nous a permis d'abord de résoudre les problèmes techniques de physique atomique (préparation des atomes circulaires de grande valeur de n [43]) et de micro-onde (fabrication de cavités de grand facteur de surtension ouvertes). Elle nous a conduit également à réaliser une première expérience d'interférométrie atomique mettant en évidence des déphasages de la fonction d'onde atomique importants induits par le champ d'un photon, et par le champ du vide [44]. La méthode d'interférométrie utilisée est celle des “champs oscillants séparés” de Ramsey [45][46] qui consiste à mettre la cavité supraconductrice “en sandwich” entre deux zones où les atomes circulaires sont soumis à des impulsions de micro-onde induisant des transitions entre les deux niveaux de Rydberg e et g mentionnés plus haut. La

probabilité de détecter l'atome dans ces niveaux oscille en fonction de la fréquence du champ appliqué dans ces zones et les "franges de Ramsey" ainsi obtenues sont translatées par la présence d'un champ dans la cavité, qui déplace de façon différente les deux niveaux e et g . Ces résultats sont importants en soi. Ils démontrent, pour la première fois, l'effet de déplacement de Lamb [47] produit par un mode unique du champ sur un niveau d'énergie atomique. Il s'agit d'une observation directe de l'effet des fluctuations de point zéro du champ dans un mode isolé sur un atome. Au delà de ce résultat, cette expérience montre que notre méthode a la sensibilité requise pour observer des effets de photon unique et que les expériences ambitieuses mentionnées au début de cette introduction sont à la portée de notre montage expérimental, moyennant quelques améliorations qui ne posent pas de problèmes technologiques nouveaux.

Le plan de ce mémoire est le suivant. Au Chapitre 1, nous rappelons le formalisme théorique de l'Electrodynamique Quantique en Cavite dans le régime de couplage fort, qui revient à décrire l'interaction d'un atome à deux niveaux avec un mode unique quantifié du champ et nous utilisons ce formalisme pour analyser rapidement le régime dispersif (atome et champ légèrement désaccordés). Nous passons en revue les différentes expériences possibles dans ce régime: mesures non destructives de photons, génération et détection d'états "chats de Schrödinger" du champ. Ce Chapitre reprend de façon synthétique les calculs et analyses développés dans d'autres références [48][49][40][50]. Le Chapitre 2 décrit le montage expérimental que nous avons mis au point et insiste sur les solutions que nous avons apportées au problème de la préparation des atomes circulaires de grand n et à la réalisation de cavités ouvertes de grand facteur de qualité. Le Chapitre 3 enfin décrit la première expérience d'interférométrie atomique que nous avons réalisée avec ce montage, mettant en évidence les déplacements lumineux induits par le champ de moins d'un photon dans la cavité et par le champ du vide associé à un seul mode. Nous achevons ce mémoire par la description de quelques prolongements actuellement en cours de ce travail.

Chapitre 1

Interaction non-résonnante atome – cavité pour une mesure QND du nombre de photons

Nous présentons ici le cadre théorique pour analyser l'interaction entre atomes et le champ électromagnétique confiné dans une cavité métallique. Nous négligerons d'abord les processus de relaxation du champ dans la cavité et nous verrons ensuite comment les introduire dans le formalisme. Etant donné les longs temps de vie des niveaux atomiques que nous avons choisi d'utiliser (cf. le § 2.2), la relaxation de ces niveaux sera négligée dans les deux cas.

L'absence de relaxation du champ conduit à une situation expérimentale très intéressante où plusieurs effets du couplage entre atomes et champ peuvent être mis en évidence. En particulier, on s'intéressera ici à la possibilité de réaliser des mesures sans démolition (QND - "*Quantum Non-Demolition*" [35][51][52][53]) du nombre de photons à l'intérieur de la cavité [39][40][48][49]. L'analyse détaillée de la méthode pour réaliser ces mesures nous permettra de définir les principales grandeurs du problème et d'acquérir une intuition concernant les différents phénomènes.

Nous passerons ensuite à la situation où la relaxation du champ dans la cavité ne peut pas être négligée. Ceci correspond aux conditions des expériences qui seront décrites dans ce mémoire (aux § 3.1 et § 3.3). Nous verrons comment il est possible de comprendre les résultats de nos mesures en faisant une extension à partir de la théorie développée en absence de relaxation. Cette dernière approche sera justifiée par une analyse où la relaxation est explicitement prise en compte. Les équations qui en résultent sont alors intégrées numériquement.

A la fin de ce chapitre, nous verrons l'effet d'une mesure du nombre de photons du champ sur la variable complémentaire: la phase. D'après le principe d'incertitude de Heisenberg, si l'on gagne de l'information sur le nombre de photons (c'est-à-dire l'intensité) du champ, on doit forcément perdre de l'information sur sa phase. La diffusion de phase qui a lieu peut être utilisée, sous certaines conditions, pour produire des états type "chat de Schrödinger" du champ [38]. Les conditions pour préparer,

stabiliser et observer de tels états quantiques du champ seront brièvement analysées, ainsi que leur intérêt.

1.1 Interaction cohérente atome – cavité en absence de relaxation

Nous considérons ici une cavité formée de parois parfaitement réfléchissantes. Un de ses modes est proche de résonance avec une transition entre deux niveaux atomiques. Cette dernière condition nous permet d'adopter une approximation très utilisée en Physique Atomique: celle d'un atome à deux niveaux [54].

Il s'agit alors d'étudier l'interaction entre un atome à deux niveaux et un seul mode du champ électromagnétique. Dans une situation où il n'y a pas de dissipation, nous devons commencer par établir le hamiltonien qui gouverne ce système. La présentation faite ici est inspirée de celle de la référence [49].

Nous définirons ensuite la pulsation caractéristique du couplage entre atomes et champ en tenant compte de sa variation spatiale. Les expériences qui seront décrites dans ce mémoire sont faites avec un jet d'atomes qui traversent une cavité de type Fabry-Perot (deux miroirs sphériques, en face l'un de l'autre). La variation spatiale du champ "vu" par les atomes est alors donnée par une gaussienne (cf. le § 2.4.1).

Notre intérêt portera davantage sur les déplacements des niveaux d'énergie dus au couplage. Ces déplacements, qui dépendent de l'intensité du champ dans la cavité, seront le moyen par lequel nous allons acquérir de l'information sur ce champ.

1.1.1 Hamiltonien du système {atome à deux niveaux + mode de la cavité}

Le hamiltonien décrit ici sera composé de trois termes: un terme qui se réfère à l'atome seul et décrit ses deux niveaux; un terme qui décrit le mode quantique du champ; et un dernier terme qui donne le couplage entre l'atome à deux niveaux et le champ.

i) Le hamiltonien atomique

La fréquence de la transition entre les deux niveaux atomiques sera appelée ω_{at} et les niveaux seront appelés e , pour celui de plus grande énergie et g , pour celui d'énergie plus faible. Ainsi, le hamiltonien qui décrit l'atome est simple à écrire (l'origine d'énergie est arbitrairement prise à la moitié de l'écart entre les deux niveaux):

$$H_A = \frac{\hbar\omega_{at}}{2} (\sigma^\dagger\sigma - \sigma\sigma^\dagger) . \quad (1.1)$$

Les opérateurs σ^\dagger et σ font changer l'état atomique et sont donnés par les équations:

$$\sigma^\dagger = |e\rangle\langle g| \quad (1.2)$$

$$\sigma = |g\rangle\langle e|. \quad (1.3)$$

L'orthogonalité des niveaux entraîne $(\sigma^\dagger)^2 = \sigma^2 = 0$. De même, on a $\sigma^\dagger|e\rangle = \sigma|g\rangle = 0$. Finalement, on trouve que les opérateurs σ^\dagger et σ satisfont à la relation d'anti-commutation $[\sigma^\dagger, \sigma]_+ = 1$.

ii) Le hamiltonien du champ

Nous faisons pour le champ une approximation équivalente à celle de l'atome à deux niveaux. Un seul mode du champ est pris en considération parce que les autres modes de la cavité sont supposés si désaccordés par rapport à la fréquence de transition atomique que leurs effets seront négligeables.

La quantification du champ se fait de la manière habituelle, en jauge de Coulomb. Simplement, ici le volume utilisé pour la quantification du champ est un paramètre physique bien défini, lié aux caractéristiques géométriques de la cavité. La fréquence du mode de la cavité est donnée par ω_{ch} . Le hamiltonien s'écrit alors:

$$H_F = \frac{\hbar\omega_{ch}}{2} (a^\dagger a + a a^\dagger), \quad (1.4)$$

où les opérateurs a^\dagger et a sont les opérateurs de création et d'annihilation d'un photon dans le mode de la cavité. Ils satisfont la relation de commutation $[a, a^\dagger] = 1$.

Les états propres du hamiltonien H_F sont les états dits de *Fock*, $|N\rangle$, à un nombre de photons bien déterminé. L'énergie de l'état $|N\rangle$ est $E_N = \hbar\omega_{ch}(N + 1/2)$.

iii) Le hamiltonien d'interaction atome – champ

A l'ordre le plus bas, l'interaction atome – champ est dipolaire électrique. Le hamiltonien d'interaction s'écrit:

$$H_I = -\vec{D} \cdot \vec{E}(\vec{r}), \quad (1.5)$$

où \vec{D} est l'opérateur dipolaire électrique de l'atome à la position \vec{r} et $\vec{E}(\vec{r})$ est le champ électrique du mode. On peut écrire l'opérateur \vec{D} en termes des opérateurs atomiques σ et σ^\dagger déjà définis comme $\vec{D} = \vec{d}\sigma^\dagger + \vec{d}^*\sigma$.

Le champ électrique a pour expression:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \varepsilon_0 [\vec{f}^*(\vec{r})a + \vec{f}(\vec{r})a^\dagger]. \quad (1.6)$$

La fonction vectorielle complexe $\vec{f}(\vec{r})$ est sans dimension et vérifie les équations

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{f}(\vec{r}) + \frac{\omega_{ch}^2}{c^2} \vec{f}(\vec{r}) &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{f}(\vec{r}) &= 0.\end{aligned}\tag{1.7}$$

Elle est caractéristique du mode et satisfait les conditions aux limites. Sa composante tangentielle doit s'annuler sur les surfaces métalliques. Sa valeur absolue, $|\vec{f}(\vec{r})|$, a des maxima locaux aux ventres du mode, vaut 1 au maximum absolu et s'annule aux nœuds. Les profils $\vec{f}_i(\vec{r})$ des différents modes sont orthogonaux entre eux et l'intégrale de leur carré définit le volume effectif de chaque mode:

$$\int_{V_{cav}} |\vec{f}_i(\vec{r})|^2 d^3r = V_i.\tag{1.8}$$

Le champ électrique par photon, \mathcal{E}_0 , est défini comme:

$$\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{\hbar\omega_{ch}}{2\epsilon_0 V_i}},\tag{1.9}$$

ce qui assure que l'énergie du champ de N photons prend la valeur $(N+1/2)\hbar\omega_{ch}$. Nous allons réécrire l'expression du hamiltonien d'interaction H_I en termes des expressions que nous avons pour \vec{D} et \vec{E} .

Nous ferons ici une autre approximation: celle dite des ondes tournantes, ou "rotating wave approximation" [54]. Elle consiste à négliger des processus qui ne conserveraient pas l'énergie. On ne considérera ici que les termes où il y a échange d'une excitation, en la faisant passer du champ à l'atome et inversement. Le hamiltonien prend alors l'expression:

$$H_I = -\mathcal{E}_0 \left[(\vec{d} \cdot \vec{f}^*(\vec{r})) a \sigma^\dagger + (\vec{d}^* \cdot \vec{f}(\vec{r})) a^\dagger \sigma \right].\tag{1.10}$$

L'interaction entre l'atome à deux niveaux et le mode du champ est représentée sur la figure 1.1. Les deux niveaux d'énergie de l'atome sont représentés sur la gauche. Sur la droite, on voit les niveaux d'énergie équidistants du champ, séparés les uns des autres par $\hbar\omega_{ch}$. Les deux sous-systèmes sont couplés par le hamiltonien H_I .

Il nous reste encore à définir une grandeur importante dans le problème: la pulsation de couplage entre atomes et champ. Cette pulsation sera définie de façon générale comme une fonction de la position de l'atome dans la cavité. Elle est donnée par:

$$\Omega(\vec{r}) = \frac{\mathcal{E}_0}{\hbar} |\vec{d} \cdot \vec{f}(\vec{r})|\tag{1.11}$$

et est appelée pulsation de Rabi du vide.

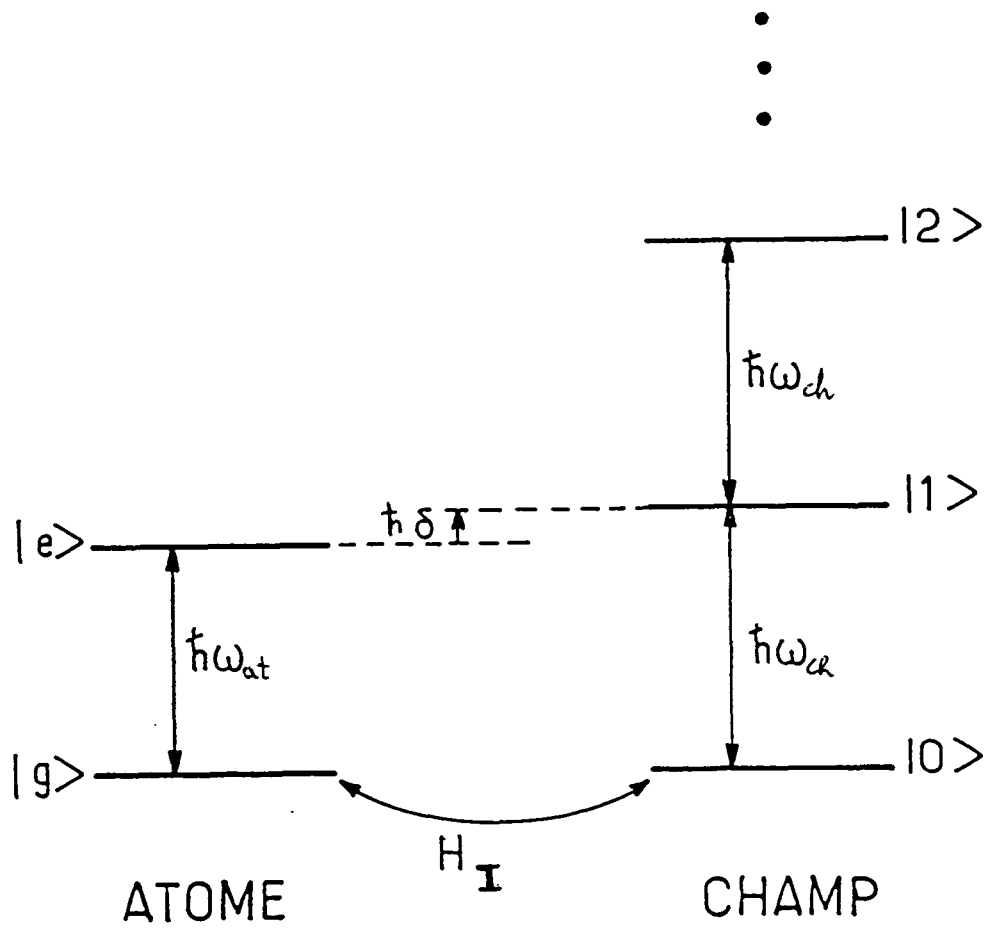


Figure 1.1 : Interaction de l'atome à deux niveaux avec le mode du champ électromagnétique (en absence de toute relaxation)

Dans la suite, afin de simplifier les calculs, on va considérer que la polarisation du champ ne change pas sur la trajectoire atomique et on choisit les phases des états atomiques pour que $d \cdot \vec{f}^*(\vec{r})$ soit réel.

On arrive ainsi à une expression pour le hamiltonien total, qui a été introduite par Jaynes et Cummings [55]:

$$H = \frac{\hbar\omega_{at}}{2} (\sigma^\dagger\sigma - \sigma\sigma^\dagger) + \frac{\hbar\omega_{ch}}{2} (a^\dagger a + aa^\dagger) - \hbar\Omega(\vec{r}) (a\sigma^\dagger + a^\dagger\sigma) . \quad (1.12)$$

Ce hamiltonien rend compte de l'évolution cohérente des degrés de liberté internes du système {atome + champ} pendant leur temps d'interaction.

Le hamiltonien donné par l'équation 1.12 peut être diagonalisé exactement. Ceci est dû aux différentes approximations que nous avons faites, en particulier celle des ondes tournantes. Nous verrons dans la suite ses valeurs propres et ses états propres. Notre intérêt portera davantage sur la situation où le désaccord est grand devant la pulsation de Rabi.

1.1.2 Les états habillés atome – cavité

Le problème de trouver les états propres du hamiltonien de l'équation 1.12 est relativement simple. On part des états propres du hamiltonien non-couplé, donné par $H_{NC} = H_A + H_F$. Les états propres sont les produits tensoriels d'états atomiques et du champ: $|a, N\rangle = |a\rangle \otimes |N\rangle$ ($a = e$, ou g).

Parmi les états de cette base, seuls les états de type $|e, N\rangle$ et $|g, N+1\rangle$ sont couplés entre eux. Il est alors clair que l'état $|g, 0\rangle$ n'est couplé à aucun autre état et est état propre fondamental du hamiltonien total, H . De façon générale, pour $N \geq 1$, le hamiltonien écrit dans la base $|a, N\rangle$ est diagonal par blocs. Chaque bloc est constitué d'un sous-espace du type $|e, N\rangle$ et $|g, N+1\rangle$.

La restriction du hamiltonien dans un tel sous-espace s'écrit:

$$H = \hbar \begin{pmatrix} (N+1)\omega_{ch} - \frac{1}{2}\delta & -\Omega(\vec{r})\sqrt{N+1} \\ -\Omega(\vec{r})\sqrt{N+1} & (N+1)\omega_{ch} + \frac{1}{2}\delta \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

où $\delta = \omega_{ch} - \omega_{at}$. La diagonalisation de cette matrice donne les états propres:

$$\begin{cases} |+, N\rangle = \cos\theta_N |e, N\rangle - \sin\theta_N |g, N+1\rangle \\ |-, N\rangle = \sin\theta_N |e, N\rangle + \cos\theta_N |g, N+1\rangle, \end{cases} \quad (1.14)$$

où l'angle θ_N est défini par:

$$\tan 2\theta_N = -2\Omega(\vec{r})\sqrt{N+1}/\delta \quad (0 \leq \theta_N \leq \pi/2). \quad (1.15)$$

Les niveaux (dits) “habillés” [56][23] ont pour énergies:

$$\begin{cases} E_{\pm, N} &= (N+1)\hbar\omega_{ch} \pm \frac{\hbar}{2}\sqrt{4\Omega^2(\vec{r})(N+1) + \delta^2} \\ E_{g, 0} &= \hbar\frac{\delta}{2}. \end{cases} \quad (1.16)$$

Ils sont donc disposés en multiplicités constituées chacune de deux états, à l’exception de l’état fondamental. Ces multiplicités sont représentées sur la figure 1.2. Dans le cas où la fréquence de la cavité est à résonance avec celle de la transition atomique, la séparation entre les niveaux de chaque multiplicité est minimale. On peut le voir sur la figure 1.3. Pour la multiplicité N , la séparation minimale entre les niveaux est de $2\Omega_{\max}\sqrt{N+1}$ (au centre de la cavité).

La séparation entre les niveaux de la première multiplicité, $|+, 0\rangle$; $|-, 0\rangle$, a fait l’objet d’expériences récentes en électrodynamique en cavité. La spectroscopie des premiers niveaux habillés permet d’observer directement leur séparation, qui reçoit le nom de “Vacuum Rabi-Splitting” [28][27][29].

Un autre effet résonnant très intéressant est l’émission de l’atome dans un champ de quelques photons. Il est alors possible d’observer des “collapses” et des “revivals” des oscillations de Rabi entre les niveaux atomiques [57][58][59]. Le montage expérimental décrit dans ce mémoire doit permettre leur observation. Ces effets résonnants ne seront pas décrits plus en détail ici. Ils ont fait l’objet de la thèse de Frédérick Bernardot [28].

1.1.3 Déplacements lumineux non-résonnants au niveau quantique

Nous allons analyser maintenant la situation non-résonnante, où $|\delta| \gg \Omega_{\max}$. Nous pouvons alors effectuer un développement de l’équation 1.16 en puissances de $\Omega(\vec{r})\sqrt{N+1}/\delta$. On obtient l’expression:

$$E_{\pm, N} = (N+1)\hbar\omega_{ch} \pm \frac{\hbar}{2}|\delta| \pm \hbar \frac{\Omega^2(\vec{r})(N+1)}{|\delta|}. \quad (1.17)$$

On peut voir sur la figure 1.3 que, pour $\delta < 0$, le niveau $|+, N\rangle$ est très proche du niveau $|e, N\rangle$ alors que le niveau $|-, N\rangle$ est très proche de $|g, N+1\rangle$. Ceci est confirmé par une analyse des équations 1.14 et 1.15. Cette correspondance des niveaux est inversée pour $\delta > 0$.

Dans tous les cas, le niveau atomique e , en présence de N photons dans la cavité, subit un déplacement en énergie donné par:

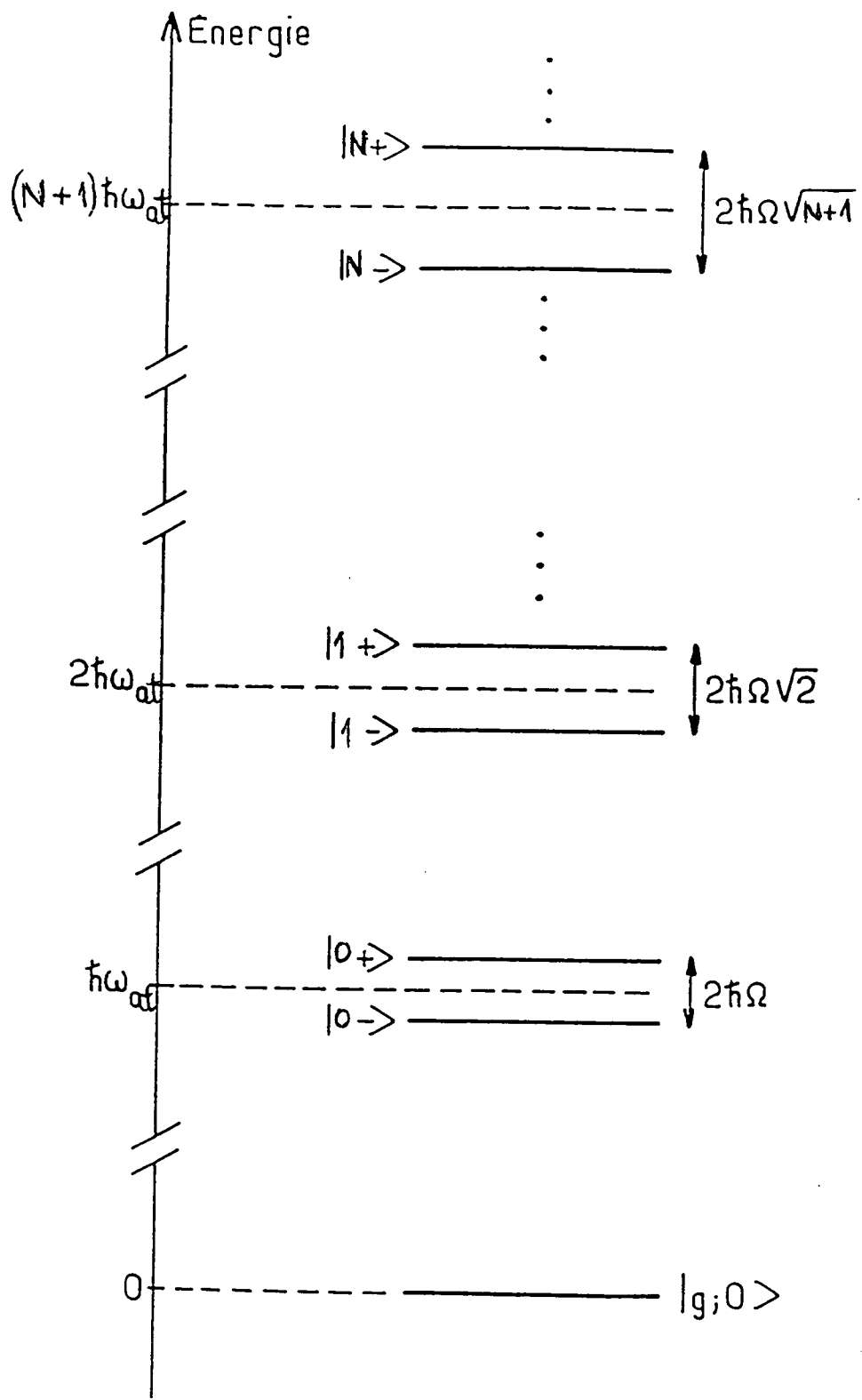


Figure 1.2 : Etats habillés atome - cavité, à résonance. L'écart en énergie entre les niveaux de chaque multiplicité est de $2\hbar\Omega(N + 1)^{1/2}$

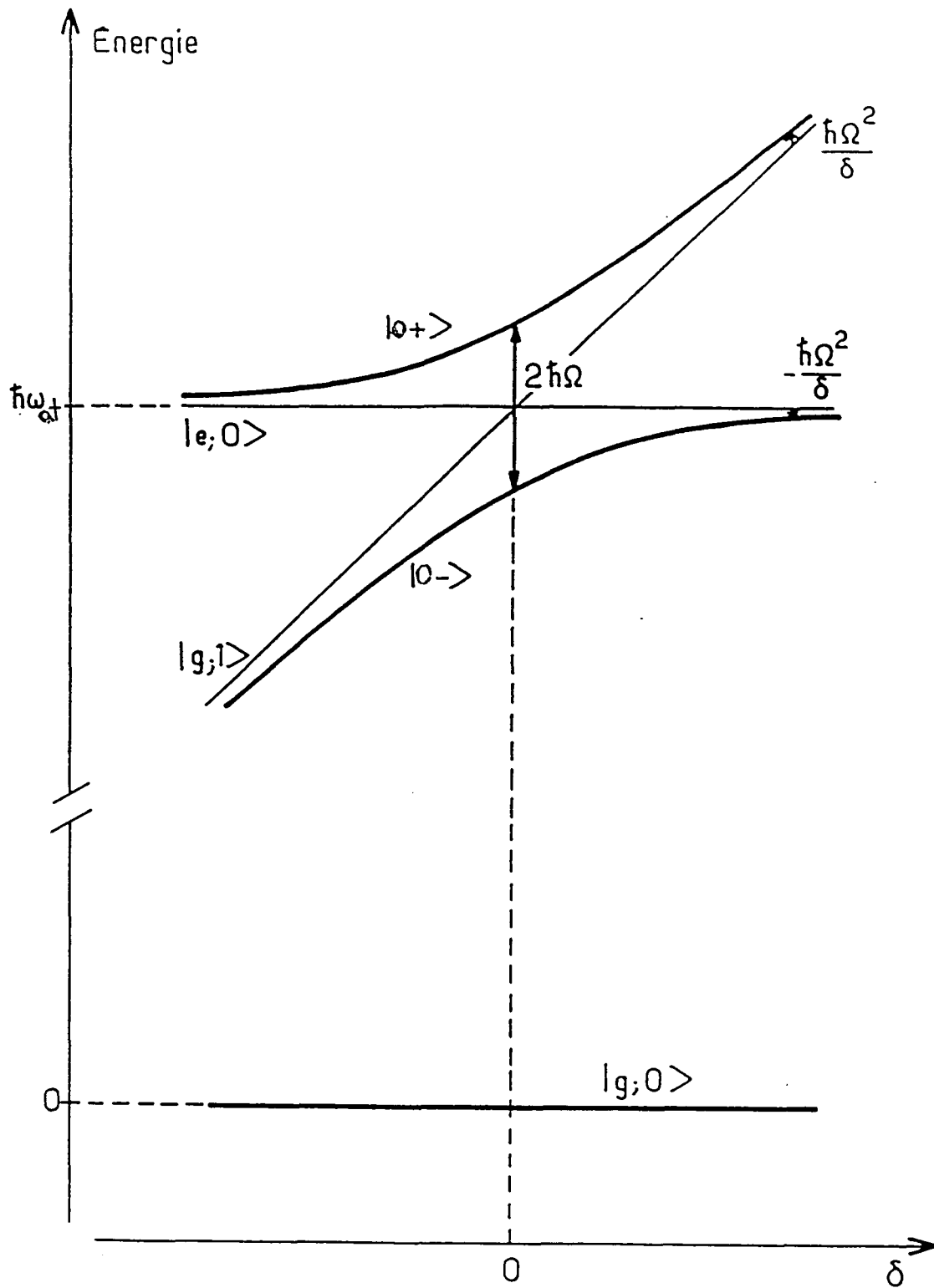


Figure 1.3 : Variation de l'énergie des niveaux habillés en fonction du désaccord $\delta = \omega_{ch} - \omega_{at}$. La séparation minimale entre ces niveaux est à résonance

$$\Delta E_e(N) = -\hbar \frac{\Omega^2(\vec{r})}{\delta} (N + 1), \quad (1.18)$$

alors que le niveau g est déplacé, dans le même champ, de la quantité:

$$\Delta E_g(N) = \hbar \frac{\Omega^2(\vec{r})}{\delta} N. \quad (1.19)$$

Ces déplacements d'énergie varient linéairement avec l'intensité du champ, ce sont des déplacements lumineux comme ceux subis par des atomes exposés à une source de rayonnement classique. Le point important ici est que, pour des niveaux de Rydberg circulaires couplés à une cavité de taille centimétrique ($\Omega \sim$ quelques dizaines de kHz), on considère des déplacements pour des nombres de photons très petits. On voit même qu'il subsiste un déplacement pour le niveau e quand la cavité est vide. Ce déplacement peut être considéré comme un déplacement de Lamb dû aux fluctuations du vide dans la cavité.

En dehors de la cavité, le couplage est nul et les états propres du système sont les états $|e, N\rangle$ et $|g, N\rangle$. La figure 1.4 montre comment varient les énergies des niveaux atomiques pendant la traversée de la cavité. Pour $\delta < 0$, les deux niveaux s'attirent alors que, pour $\delta > 0$, ils se repoussent. Dans les deux cas, la fréquence de la transition $g \rightarrow e$ est déplacée de la quantité (en unités de pulsation):

$$\Delta\omega_{at} = -\frac{\Omega^2(\vec{r})}{\delta} (2N + 1). \quad (1.20)$$

Les déplacements non-résonnants décrits par les équations 1.18 et 1.19 sont purement dispersifs. Leur signe change avec le signe de δ et, si la cavité est suffisamment loin de résonance, il n'y a pas d'échange réel d'énergie entre les atomes et le champ.

1.1.4 Analyse du mouvement atomique: l'approximation adiabatique

La variation linéaire avec l'intensité du champ des déplacements lumineux subis par les niveaux atomiques à l'intérieur de la cavité fournit un bon moyen pour mesurer cette intensité. Cette variation est le point de départ pour la méthode de mesure sans démolition qui sera décrite un peu plus loin dans ce chapitre. Afin de pouvoir l'utiliser, il est important de pouvoir faire le lien entre les niveaux non-couplés {atomes + champ} à l'extérieur de la cavité et les niveaux couplés à l'intérieur.

Pour un atome qui traverse la cavité, le hamiltonien peut être vu comme un hamiltonien dépendant du temps. Dans le cas présent d'une cavité de type Fabry-Perot, le hamiltonien varie de façon continue. Si l'atome traverse la cavité lentement et si le système est préparé initialement dans un état propre (instantané) de H , il doit suivre adiabatiquement cet état avec une probabilité négligeable d'être transféré vers un autre état.

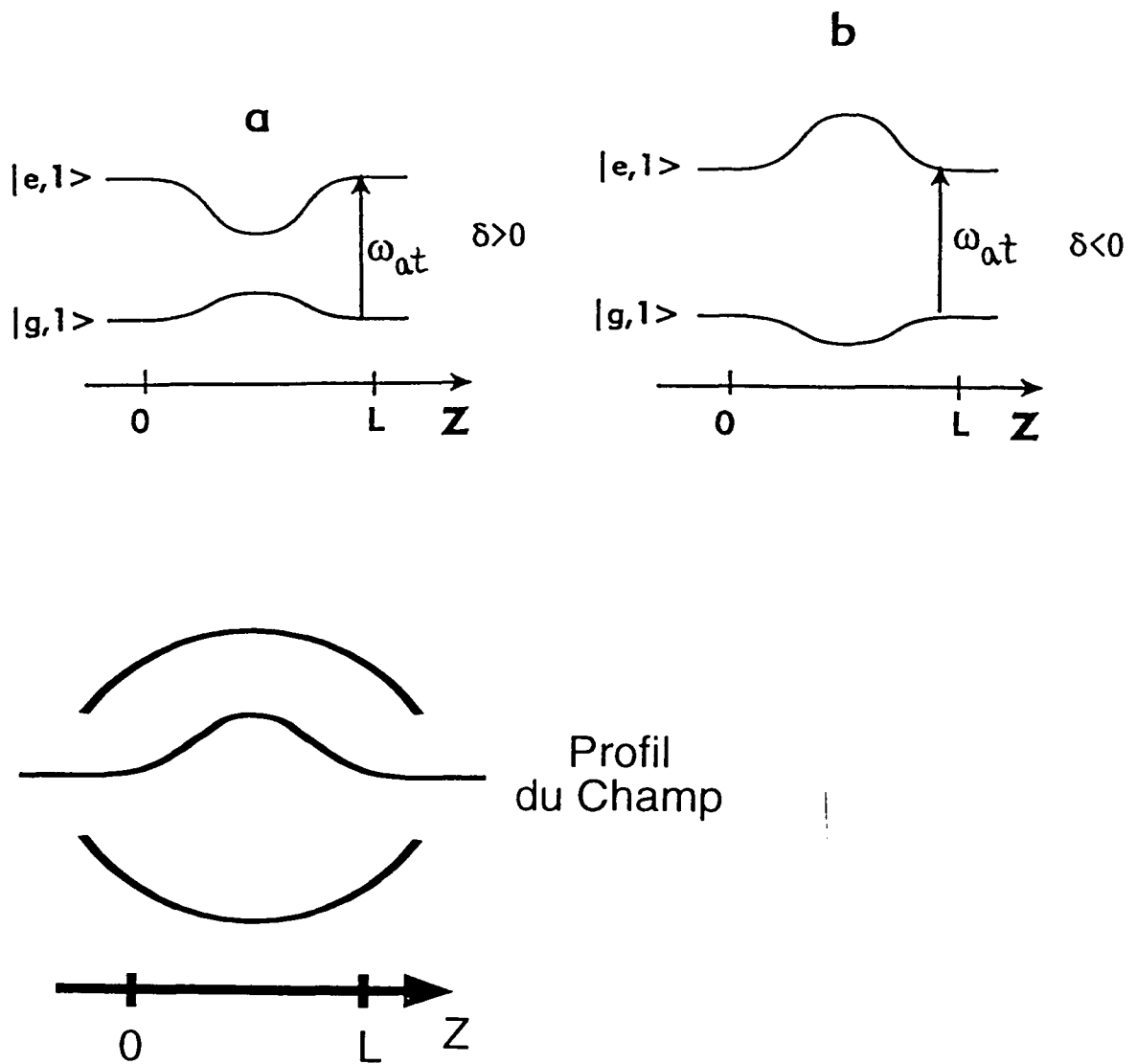


Figure 1.4 : Variation de l'énergie des niveaux atomiques en fonction de leur position dans la cavité. En même temps, on voit la variation de l'intensité du champ

On peut rendre la condition d'adiabaticité plus quantitative en analysant les équations 1.14 et 1.15. Nous voulons nous assurer que l'état $|e, N\rangle$, par exemple, ne peut pas se transférer vers l'état $|g, N + 1\rangle$ (seul état auquel il est couplé par H_I). Il faut alors que la variation des poids des états $|e, N\rangle$ et $|g, N + 1\rangle$ dans l'expression de chaque état habillé (ce qui est équivalent à leur énergie) soit très faible devant le plus petit écart en énergie entre les niveaux non-couplés:

$$\frac{\frac{d}{dt}(\tan 2\theta_N)}{\delta} \ll 1 \implies \delta > \sqrt{\frac{\Omega_{\max} \sqrt{N+1}}{t_{\text{int}}}}. \quad (1.21)$$

Dans cette expression, nous avons utilisé le fait que

$$\frac{d}{dt}\Omega(\vec{r}) < \frac{\Omega_{\max}}{t_{\text{int}}}. \quad (1.22)$$

1.1.5 Effets mécaniques du couplage entre atomes et cavité

L'énergie du système total, formé par les degrés de liberté internes des atomes et du champ plus les degrés de liberté externes des atomes, se conserve. Ceci implique que les fonctions $E_{\pm, N}(\vec{r})$ jouent le rôle d'énergies potentielles pour le mouvement atomique dans le champ de la cavité.

Cette conclusion est valable même si la variable de position de l'atome ne peut pas être décrite classiquement. Sa condition de validité est que le temps d'évolution de la variable externe \vec{r} soit long comparé au temps d'évolution typique des variables internes du système.

Le mode de la cavité exerce donc une force sur les atomes, qui est donnée par $-\nabla E_{\pm, N}(\vec{r})$. Cette force va attirer l'atome vers le centre de la cavité s'il est dans l'état $|-, N\rangle$ ou le repousser s'il est dans l'état $|+, N\rangle$. Elle est de la même nature que la force dipolaire subie par un atome dans un champ présentant un gradient d'intensité [60].

Remarquons qu'ici il s'agit d'un champ avec un nombre de photons très faible. Même dans le vide, l'état e subit une force alors que l'état g n'en subit aucune. Plusieurs effets différents peuvent alors être envisagés: il est possible de piéger des atomes au centre d'une cavité [61] ou de créer l'équivalent à des lames séparatrices pour des ondes de matière [62].

L'effet Stern – Gerlach inverse

Comme nous l'avons déjà remarqué, les énergies potentielles $E_{\pm, N}(\vec{r})$ varient linéairement avec N . Etant donné que N prend des valeurs discrètes, la force est quantifiée, prenant aussi des valeurs discrètes. On peut alors envisager d'observer des effets quantiques sur des trajectoires atomiques.

Considérons un jet atomique qui passe un peu décalé par rapport au centre d'une cavité. Sous l'effet de la force atome – cavité, le jet sera dévié. La déviation dépend, évidemment, de l'intensité du champ à l'intérieur de la cavité. Si l'atome entre dans la cavité initialement dans l'état e , il sera dévié vers le centre de la cavité pour un désaccord positif et dans l'autre sens pour un désaccord négatif. Supposons que dans la cavité le champ soit dans un état cohérent, donné par:

$$|\alpha\rangle = \sum_N e^{-|\alpha|^2/2} \frac{\alpha^N}{\sqrt{N!}} |N\rangle, \quad (1.23)$$

où α est un nombre complexe, qui représente l'amplitude du champ, avec un nombre moyen de photons $\bar{N} = |\alpha|^2$.

La position de l'atome à une distance donnée de la sortie de la cavité dépend du potentiel “vu” par l'atome à l'intérieur. Si les trajectoires associées aux différentes valeurs du nombre de photons sont bien séparés, la détection de l'atome à une certaine position nous fournit une mesure du nombre de photons dans la cavité.

Il existe une certaine analogie de cette expérience avec celle de Stern et Gerlach, dans laquelle la trajectoire de particules qui traversent un gradient de champ est corrélée à leur état interne. Ici l'objet quantique est le gradient de champ lui-même, avec des états internes discrets, d'où la dénomination “effet Stern – Gerlach inverse”.

Dans le domaine micro-onde, les ordres de grandeur ne sont pas favorables pour faire une telle expérience avec de petits nombres de photons. Si nous prenons, par exemple, des atomes de ^{85}Rb qui traversent une cavité supraconductrice avec des dimensions centimétriques, l'accélération transverse due à la force atome – cavité n'est que de quelques mm/s^2 . Pour des atomes à une vitesse de quelques cm/s , la déviation due au vide est de l'ordre de 1° .

Il est aussi possible d'envisager ces expériences dans le domaine optique. L'expérience consisterait à essayer de défléchir des atomes par un mode (“surface whispering gallery mode”) d'une microsphère. Les ordres de grandeur d'une telle expérience sont présentés dans la référence [63].

1.1.6 Déphasages de la fonction d'onde atomique: le champ vu comme un “indice de réfraction” pour l'onde de matière

Nous avons vu qu'il est en principe possible de déterminer le nombre de photons à l'intérieur de la cavité en mesurant une séparation spatiale du paquet d'ondes atomique. L'effet est cependant petit et, donc, difficile à mesurer.

Il est aussi possible (et même plus facile) de déterminer le nombre de photons en mesurant le déphasage subi par le paquet d'ondes pendant la traversée de la cavité. Dans ce cas, une méthode interférométrique est la plus adaptée pour faire la mesure. Au contraire de la situation précédente, ici il est intéressant que les atomes passent au centre de la cavité, là où le couplage est maximal (voir le § 2.4). Nous verrons ici que

l'on peut interpréter l'effet de l'interaction entre l'atome et le champ comme un effet d'"indice de réfraction" pour l'onde de matière.

Dans le cas où \vec{r} doit être décrit quantiquement, l'onde de matière atomique évolue selon une équation de Schrödinger dans laquelle le potentiel est donné par les fonctions $E_{\pm, N}(\vec{r})$. Pour un atome d'impulsion $\hbar\vec{K}$ et N photons dans le champ, l'énergie du système non-couplé est donnée par:

$$E_{a, \vec{K}, N} = \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_{ch} + \epsilon_a \frac{\hbar\omega_{at}}{2} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M}, \quad (1.24)$$

où a est l'état atomique interne (e ou g) et ϵ_a vaut 1, si $a = e$ et -1 , si $a = g$. M est la masse de l'atome.

La fonction d'onde du système total obéit alors à l'équation de Schrödinger indépendante du temps:

$$\nabla^2 \Psi(\vec{r}) + \frac{2M}{\hbar^2} [E_{a, \vec{K}, N} - E_{\pm, N}(\vec{r})] \Psi(\vec{r}) = 0. \quad (1.25)$$

Le signe $+$ ou $-$ dépend de l'état atomique et du signe du désaccord. Cette équation est analogue à l'équation de Helmholtz, qui décrit la propagation de la lumière dans un milieu transparent d'indice de réfraction $N_a(\vec{r})$:

$$\nabla^2 \Psi(\vec{r}) + N_a^2(\vec{r}) K^2 \Psi(\vec{r}) = 0. \quad (1.26)$$

Une comparaison des deux équations nous donne la correspondance:

$$N_a(\vec{r}) = \left(\frac{2M}{\hbar^2 K^2}\right)^{1/2} \sqrt{E_{a, \vec{K}, N} - E_{\pm, N}(\vec{r})}. \quad (1.27)$$

C'est bien un indice inhomogène, qui dépend de l'énergie cinétique de l'atome et du nombre de photons dans la cavité.

Dans le régime de grande énergie cinétique (degrés de liberté externes traités classiquement) et de grand désaccord ($\Omega\sqrt{N}/\delta \ll 1$), l'expression pour l'indice se réduit à

$$\begin{cases} N_e(\vec{r}) \simeq 1 + \frac{M}{\hbar K^2} \frac{\Omega^2(\vec{r})(N+1)}{\delta} \\ N_g(\vec{r}) \simeq 1 - \frac{M}{\hbar K^2} \frac{\Omega^2(\vec{r})N}{\delta} \end{cases} \quad (1.28)$$

Le déphasage accumulé pendant la traversée de la cavité est donné par:

$$\Delta\phi_a(N) = \int [N_{a, \vec{K}}(\vec{r}) - 1] K dx, \quad (1.29)$$

où x donne la distance parcourue par l'atome à l'intérieur de la cavité. Nous avons donc, pour chaque état atomique:

$$a = \begin{cases} e : \Delta\phi_e(N) = \frac{M}{\hbar K}(N+1)\frac{\Omega_{\max}^2}{\delta} \int \frac{\Omega^2(\vec{r})}{\Omega_{\max}^2} dx \\ g : \Delta\phi_g(N) = -\frac{M}{\hbar K}N\frac{\Omega_{\max}^2}{\delta} \int \frac{\Omega^2(\vec{r})}{\Omega_{\max}^2} dx \end{cases} \quad (1.30)$$

En faisant la correspondance $M/\hbar K = 1/v$ et en définissant la longueur effective de la cavité,

$$l_{\text{cav}} = \int \frac{\Omega^2(\vec{r})}{\Omega_{\max}^2} dx, \quad (1.31)$$

on peut écrire:

$$\begin{cases} \Delta\phi_e(N) = (N+1)\varepsilon \\ \Delta\phi_g(N) = -N\varepsilon, \end{cases} \quad (1.32)$$

où ε est le déphasage par photon, donné par:

$$\varepsilon = \frac{\Omega_{\max}^2}{\delta} t_{\text{int}}. \quad (1.33)$$

Le temps d'interaction, t_{int} , est défini par $t_{\text{int}} = l_{\text{cav}}/v$.

Comme nous l'avons déjà dit, la mesure des déphasages nous donne de l'information sur le nombre de photons à l'intérieur de la cavité. Pour mesurer les déphasages nous devons avoir recours à une méthode interférométrique. Celle que nous avons choisie est la méthode des franges de Ramsey [45][46]. Son principe de fonctionnement est décrit dans la suite.

1.2 Mesure QND du nombre de photons par la méthode interférométrique de Ramsey

Nous allons voir ici le principe de fonctionnement de l'interféromètre de Ramsey et comment on peut l'utiliser pour faire une mesure sans démolition du nombre de photons à l'intérieur d'une cavité.

Le principe des franges de Ramsey sera expliqué d'abord pour une expérience sans cavité. On introduira ensuite la cavité dans le dispositif et l'on verra comment se manifestent les déphasages décrits dans la dernière section sur le signal de franges.

1.2.1 Description de l'interféromètre: expérience sans cavité

Un schéma de l'interféromètre de Ramsey est présenté sur la figure 1.5. Un jet atomique traverse successivement une zone d'interaction avec un champ classique une région de vol libre et finalement une deuxième zone d'interaction. Le temps d'interaction dans chaque zone, t_R , est très court devant le temps de vol, T , entre les deux zones. Le champ oscillant classique est résonnant (ou quasi-résonnant) avec la transition atomique (atome à deux niveaux).

On peut traiter ce problème en représentation d'interaction. Le hamiltonien d'interaction est donné par:

$$H_I^{(\text{int})}(t) = -\hbar\Omega_R \left(e^{-i(\delta_R t + \phi)} |e\rangle\langle g| + e^{i(\delta_R t + \phi)} |g\rangle\langle e| \right), \quad (1.34)$$

où $\delta_R = \omega_R - \omega_{at}$ est le désaccord entre la fréquence du champ oscillant classique et celle de la transition atomique et ϕ est la phase du champ. La pulsation Ω_R est la pulsation de couplage de l'atome avec le champ classique. Elle est définie comme ci-dessus, en tenant compte du profil du champ. Pour simplifier les notations, le hamiltonien donné par l'équation 1.34 sera noté simplement H_I .

L'évolution des niveaux atomiques est donnée par l'équation de Schrödinger en représentation d'interaction:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H_I |\psi(t)\rangle. \quad (1.35)$$

Le hamiltonien H_I couple les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ entre eux. A un instant t , l'état atomique le plus général est donné par $|\psi(t)\rangle = c_g(t)|g\rangle + c_e(t)|e\rangle$. Sa substitution dans l'équation 1.35 conduit aux équations différentielles:

$$\begin{cases} \dot{c}_g(t) &= i\Omega_R c_e e^{i(\delta_R t + \phi)} \\ \dot{c}_e(t) &= i\Omega_R c_g e^{-i(\delta_R t + \phi)}. \end{cases} \quad (1.36)$$

Nous faisons ensuite une approximation afin de simplifier les calculs. Nous n'allons nous intéresser, pour l'instant, qu'à la limite dans laquelle le champ classique est résonnant, ou presque résonnant, avec la transition atomique. Ceci est exprimé par les conditions $\delta_R \ll \Omega_R$ et $\delta_R \ll 1/t_R$.

Nous prenons la phase du champ comme étant $\phi = \pi/2$ pour obtenir des valeurs réelles pour les constantes du problème. La solution générale des équations 1.36 est:

$$\begin{cases} \dot{c}_e(t) &= A e^{i\Omega_R t} - B e^{-i\Omega_R t} \\ \dot{c}_g(t) &= i \left(A e^{i\Omega_R t} + B e^{-i\Omega_R t} \right). \end{cases} \quad (1.37)$$

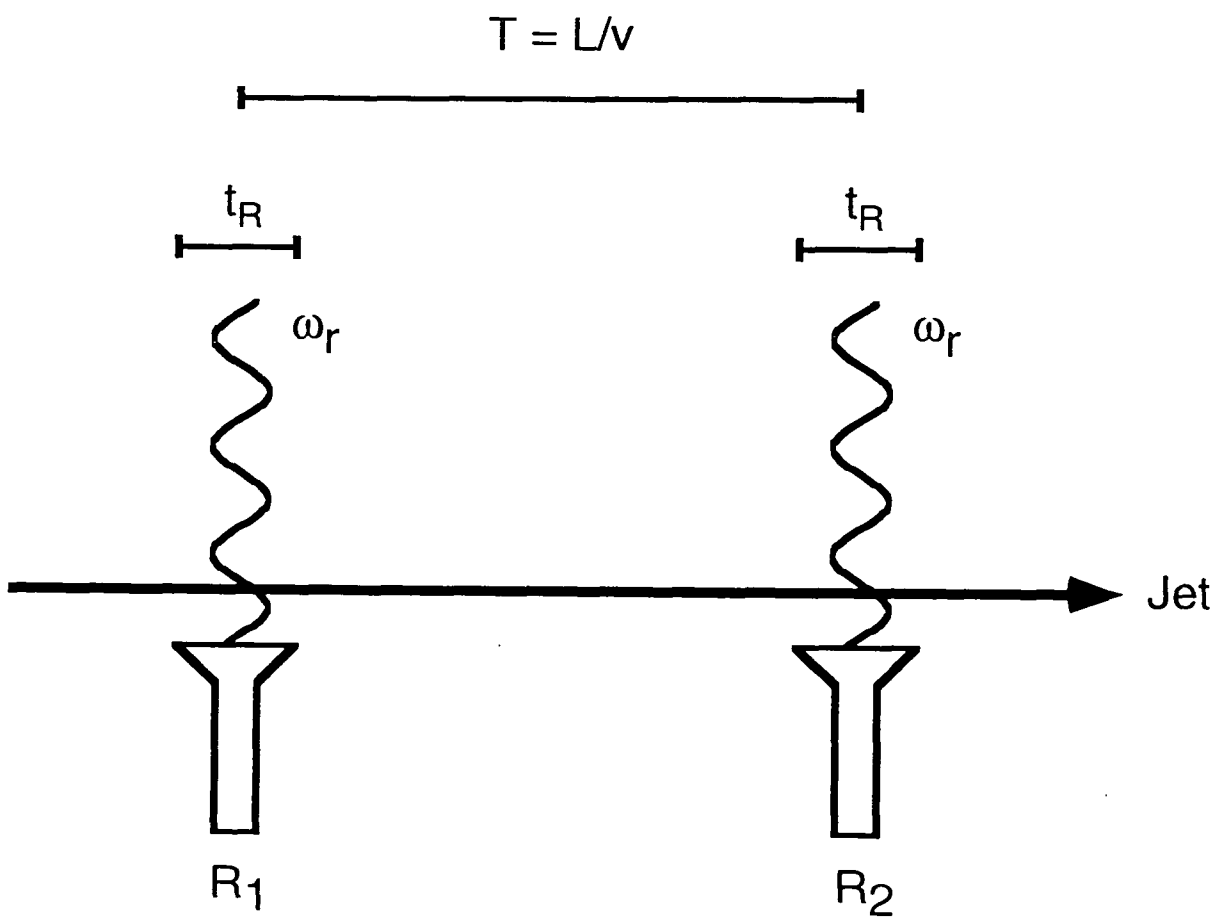


Figure 1.5 : Schéma de l'interféromètre de Ramsey. L'atome interagit avec deux champs oscillants séparés et en phase entre eux.

La condition initiale que nous poserons est que l'atome rentre dans la première zone d'interaction (appelée zone de Ramsey) dans l'état $|g\rangle$, c'est à dire que $c_g(0) = 1$ et $c_e(0) = 0$. A l'instant t_R , l'atome quitte la zone de Ramsey dans l'état:

$$|\psi(t_R)\rangle = \sin(\Omega_R t_R)|e\rangle + \cos(\Omega_R t_R)|g\rangle. \quad (1.38)$$

L'atome est alors dans une superposition cohérente des états $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Le poids de chaque état dans cette superposition est déterminé par l'intensité du champ classique et par le temps pendant lequel l'atome interagit avec le champ (qui dépend de la vitesse atomique).

Pour $\Omega_R t_R = \pi/4$, nous avons une superposition à poids égaux des états e et g . Dans un tel cas, le vecteur de Bloch de l'atome est tourné de $\pi/2$. On dit alors qu'une "impulsion $\pi/2$ " est appliquée aux atomes dans la première zone de Ramsey (R1). L'état atomique est alors donné par:

$$|\psi(t_R)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle + |g\rangle). \quad (1.39)$$

Entre les deux zones de Ramsey, l'atome évolue avec son énergie libre. Pour traiter l'interaction dans la deuxième zone de Ramsey (R2), on fait le même raisonnement que dans la première. Il faut cependant tenir compte du déphasage qui se produit entre la fonction d'onde atomique et le champ classique dans la deuxième zone. Un changement de variable nous permet de le faire simplement.

L'interaction dans la deuxième zone commence à l'instant $t = T + t_R$. On fait alors le remplacement $t' = t - (T + t_R)$. Les équations différentielles s'écrivent, en fonction de t' :

$$\begin{cases} \dot{c}_g(t') &= i\Omega_R c_e e^{i[\delta_R(t'+T+t_R)+\phi]} \\ \dot{c}_e(t') &= i\Omega_R c_g e^{-i[\delta_R(t'+T+t_R)+\phi]} \end{cases}. \quad (1.40)$$

Le temps de vol entre les deux zones est très supérieur au temps d'interaction dans chaque zone ($T \gg t_R$). On peut alors remplacer les facteurs dans les exponentielles par $i\varphi_0 v_0/v$, où $\varphi_0 = \delta_R L/v_0$ (L est la distance entre les centres des deux zones de Ramsey et v_0 est la vitesse pour laquelle l'atome subit une impulsion $\pi/2$ dans chaque zone).

La solution des équations 1.40, avec l'état donné par 1.38 comme condition initiale, donne l'amplitude de probabilité de trouver l'atome dans l'état e à la sortie de la deuxième zone de Ramsey:

$$c_e(t_R, \varphi_0, v) = \frac{1}{2} \sin(2\Omega_R t_R) \left[1 + \exp\left(-i\varphi_0 \frac{v_0}{v}\right) \right], \quad (1.41)$$

d'où on déduit la probabilité de trouver l'atome dans l'état e :

$$|c_e(\varphi_0, v)|^2 = \sin^2\left(\frac{\pi v_0}{2v}\right) \cos^2\left(\varphi_0 \frac{v_0}{2v}\right). \quad (1.42)$$

Dans cette expression, on a fait le remplacement $\Omega_R t_R = \pi v_0/(4v)$. On voit que, pour un atome de vitesse donnée, la probabilité de détecter l'atome dans l'état e oscille sinusoïdalement en fonction du désaccord δ_R . La différence en fréquence entre deux maxima voisins est donnée par l'inverse du temps de vol entre les deux zones. Le premier terme donne une réduction du contraste de ces oscillations pour $v \neq v_0$ (l'impulsion dans la zone de Ramsey n'est alors pas de $\pi/2$).

Les oscillations observées sont des franges d'interférence. En effet, il s'agit de l'interférence entre deux chemins quantiques indiscernables. La situation est représentée sur la figure 1.6, où nous considérons que les atomes subissent des impulsions $\pi/2$ dans chaque zone.

L'atome est initialement préparé dans l'état g , avant la première zone de Ramsey. Pour le détecter dans l'état e à la sortie de la deuxième zone, deux chemins quantiques sont possibles: soit l'atome est excité dans la première zone de Ramsey, vole dans l'état e entre les deux zones et ne se désexcite pas dans la deuxième zone; soit l'atome n'est pas excité dans la première zone, vole entre les deux dans l'état g et est excité dans la deuxième zone. Il y a deux amplitudes de probabilité (d'être excité dans une zone ou dans l'autre) qui interfèrent.

Il est important que les deux chemins soient indiscernables. Ceci est assuré par le fait que le champ dans les zones de Ramsey est classique (champ cohérent contenant un grand nombre de photons) [64][65]. Il n'est alors pas possible de déterminer dans quelle zone l'atome a subi la transition vers l'état e , absorbant un photon.

Remarques

- On peut voir les impulsions $\pi/2$ comme une façon de "mélanger" les états atomiques. A la sortie de la première zone, un atome qui est entré dans l'état g se trouve dans l'état $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|e\rangle + |g\rangle)$. Si l'atome était entré dans l'état e , il se trouverait dans l'état $|\psi\rangle = 1/\sqrt{2}(|e\rangle - |g\rangle)$. L'effet de la deuxième zone est alors de remélanger e et g . Si l'atome était initialement entré dans l'état g , après la deuxième zone il se trouverait dans l'état:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{2} \left[(1 + e^{-i\varphi_0 v_0/v}) |e\rangle + (1 - e^{i\varphi_0 v_0/v}) |g\rangle \right]. \quad (1.43)$$

Les facteurs de phase $(\varphi_0 v_0/v)$ donnent le déphasage entre la fonction d'onde atomique et le champ classique pendant la traversée de la région entre les deux zones de Ramsey.

On note que si l'on mesure l'état de l'atome juste après qu'il soit sorti de la première zone de Ramsey, on trouve simplement la probabilité $1/2$ de le trouver

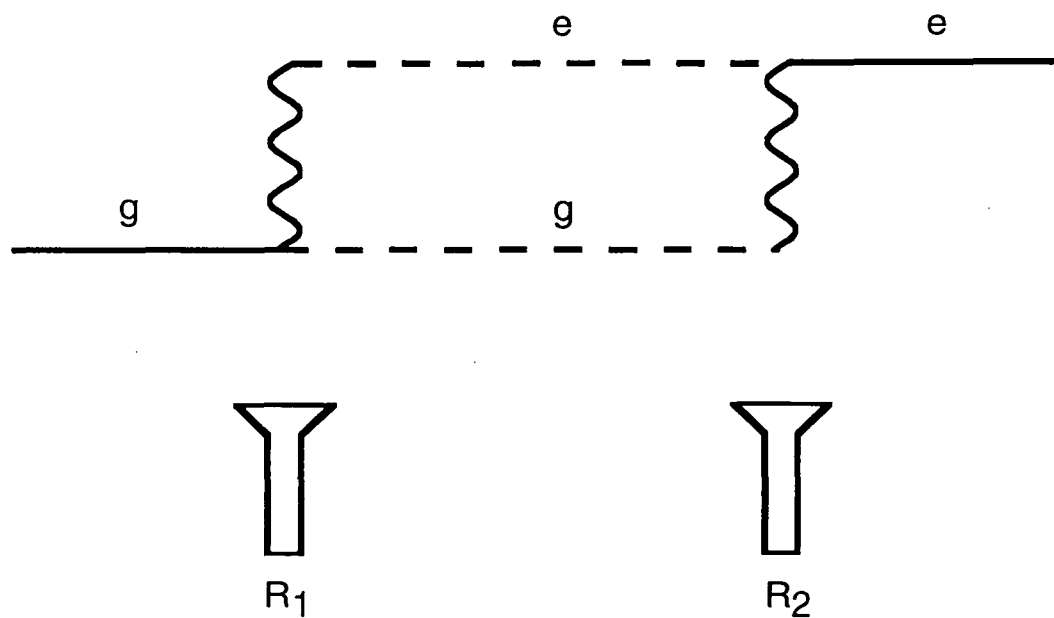


Figure 1.6 : Point de vue interférométrique de l'expérience de Ramsey. L'atome peut arriver dans l'état e (ou g) à la sortie de R_2 par deux chemins quantiques indiscernables.

dans l'état e . On saurait alors si l'atome a subi une transition dans cette zone. Il est nécessaire de remélanger les états e et g dans la deuxième zone (avant la détection) pour ne pas savoir quel est le chemin quantique emprunté par l'atome et pouvoir retrouver l'interférence.

- L'approximation que nous avons faite de petit désaccord entre le champ classique et la fréquence atomique a considérablement simplifié les calculs. Une expression complète pour les franges de Ramsey se trouve dans la référence [46]. L'effet physique important est que l'amplitude des franges décroît, ce qui correspond au fait que les poids de e et de g après la sortie de la première zone ne sont plus égaux.

1.2.2 Expérience avec une cavité hors résonance

Nous introduisons maintenant une cavité hors résonance dans la région entre les deux zones de Ramsey. Son effet est de déplacer différemment les énergies des niveaux atomiques, comme on a vu au § 1.1.3. Comme dans n'importe quel interféromètre, l'effet d'introduire un retard dans un des bras est de déplacer en bloc les franges, d'une quantité égale au déphasage entre les deux bras.

Au § 1.1.6, nous avons vu quels sont les déphasages subis par chacun des niveaux atomiques après l'interaction avec un état de Fock, $|N\rangle$, dans la cavité. Ils sont donnés par les équations 1.32. On doit alors les introduire dans les conditions initiales pour la solution des équations 1.40. A l'entrée de la deuxième zone de Ramsey, l'état du système est donné par:

$$|\psi(t' = 0)\rangle = \sin(\Omega_R t_R) e^{i(N+1)\varepsilon_0 v_0/v} |e, N\rangle + \cos(\Omega_R t_R) e^{-iN\varepsilon_0 v_0/v} |g, N\rangle, \quad (1.44)$$

où ε_0 est le déphasage par photon (cf. 1.33) pour des atomes à la vitesse v_0 .

Les amplitudes de probabilité de trouver l'atome dans l'état e ou g à la sortie de la deuxième zone deviennent, en présence de la cavité:

$$\begin{cases} c_e(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0) = \frac{1}{2} \sin\left(\frac{\pi v_0}{2v}\right) \left[e^{i(N+1)\varepsilon_0 v_0/v} + e^{-i(\varphi_0 + N\varepsilon_0)v_0/v} \right] \\ c_g(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0) = \cos^2\left(\frac{\pi v_0}{4v}\right) e^{-iN\varepsilon_0 v_0/v} - \sin^2\left(\frac{\pi v_0}{4v}\right) e^{i[\varphi_0 + (N+1)\varepsilon_0]v_0/v} \end{cases} \quad (1.45)$$

La probabilité de détecter l'atome dans le niveau e est alors donnée par:

$$\mathcal{P}_e = 1 - \mathcal{P}_g = \sin^2\left(\frac{\pi v_0}{2v}\right) \cos^2\left(\Psi_N \frac{v_0}{2v}\right), \quad (1.46)$$

où nous avons défini le déphasage entre le champ classique et la fonction d'onde atomique pour un champ de N photons dans la cavité:

$$\Psi_N = \varphi_0 + (2N + 1)\varepsilon_0 . \quad (1.47)$$

Les probabilités \mathcal{P}_e et \mathcal{P}_g sont des fonctions périodiques du déphasage Ψ_N . Les franges d'interférence qu'elles décrivent sont des fonctions sinusoïdales de N . La périodicité (en N) de ces fonctions est $\pi/\varepsilon = \pi v/(v_0\varepsilon_0)$.

Les fonctions de franges données par l'équation 1.46 nous permettent donc de distinguer entre deux valeurs différentes du nombre de photons. C'est-à-dire que, si le champ est initialement dans un état de Fock, on est capable de déterminer lequel. Le fait que l'interaction entre atomes et cavité soit non-résonnante exclue les échanges d'énergie entre les deux systèmes. Autrement dit, on ne peut pas changer le nombre de photons pendant la procédure. Si le champ est initialement dans un état de Fock, il ne sera pas perturbé par la mesure. Ce n'est pas le cas pour n'importe quel état du champ, comme nous le verrons dans la suite.

Il nous reste encore à voir qu'il est possible d'effectuer une mesure du nombre de photons dans la cavité même si le champ n'est pas initialement dans un état de Fock (ce qui est, normalement, le cas). Ce sera à travers la procédure de mesure que l'état du champ dans la cavité sera projeté dans un état de Fock.

1.2.3 Mesures QND du nombre de photons: préparation d'états de Fock

Nous analysons maintenant comment projeter, par la mesure des déphasages de la fonction d'onde atomique, l'état du champ dans la cavité dans un état de Fock. L'état initial du champ correspond à une certaine distribution de probabilité, $p(N)$. Le nombre de photons est caractérisé par une valeur moyenne et une dispersion autour de la moyenne. Nous voulons savoir quel est l'effet de la mesure des déphasages de la fonction d'onde atomique sur cette distribution.

Pour commencer, nous traiterons le cas où le champ est initialement dans un état pur, superposition cohérente d'états de Fock:

$$|\Psi_{\text{champ}}\rangle = \sum_N C_N |N\rangle , \quad (1.48)$$

ce qui correspond à une distribution de nombres de photons $p(N) = |C_N|^2$ (cf. la figure 1.7).

L'état du système atome + champ juste après la deuxième zone de Ramsey est:

$$|\Psi_{(\text{atome} + \text{champ})}\rangle = \sum_N C_N \sum_a c_a(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0) |N, a\rangle . \quad (1.49)$$

Etant donnée la dépendance en N du coefficient c_a , l'état du système est ce qu'on appelle un état "intriqué" atome - champ. Il n'est plus possible de le séparer en un

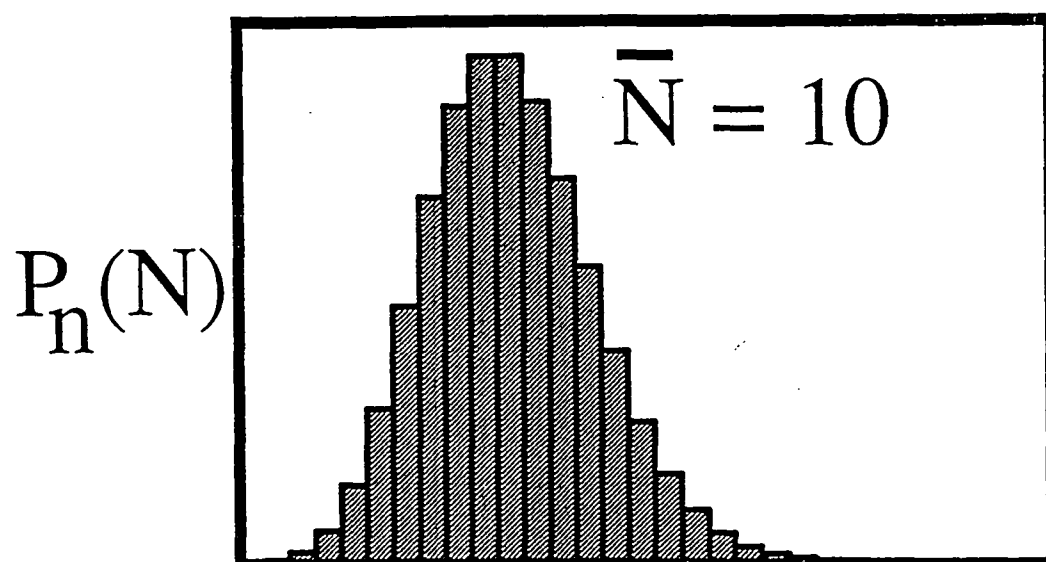


Figure 1.7 : Distribution des nombres de photons pour un état cohérent. La largeur de la distribution est donnée par $\Delta N = \bar{N}^{1/2}$

produit tensoriel simple d'un état atomique par un état du champ. La probabilité de détecter l'atome dans l'état a et avec la vitesse v est devenue:

$$\mathcal{P}_a = \sum_N |C_N|^2 |c_a(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2. \quad (1.50)$$

D'après les postulats de la mesure en Mécanique Quantique, la détection de l'atome dans l'état a projette le système dans l'état $\sum_N C_N c_a(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0) |N, a\rangle$, qui n'est plus "intriqué". L'état du champ est une superposition cohérente d'états de Fock avec des coefficients donnés par (à moins d'un facteur de normalisation) $C_N c_a(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0)$. La probabilité $p(N)$ de trouver N photons dans le champ est donc multipliée par la fonction de franges:

$$p(N) \rightarrow |C_N|^2 \frac{|c_a(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2}{[\sum_{N'} |C_{N'}|^2 |c_a(N', v, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2]}. \quad (1.51)$$

Comme nous l'avons vu au § 1.2.2, les fonctions de franges $|c_a(N', v, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2$ varient sinusoidalement en fonction du nombre de photons. Si le déphasage par photon est bien choisi*, les probabilités de trouver certaines valeurs N du nombre de photons sont décimées. La détection d'autres atomes multiplie encore la distribution $p(N)$ par des fonctions de franges avec des minima pour d'autres nombres de photons. Cette procédure est illustrée sur la figure 1.8. Après un certain nombre d'atomes détectés, la distribution $p(N)$ converge vers une fonction delta de N décrivant un état de Fock. Il est clair que la détection d'autres atomes ne peut alors plus modifier l'état du champ.

Etant donné que la fonction de franges 1.45 dépend explicitement de la vitesse atomique, il est nécessaire de détecter non seulement l'état interne de l'atome mais aussi sa vitesse. Pour le faire, deux solutions sont possibles. On peut sélectionner activement la vitesse des atomes pour avoir un jet monocinétique (les lasers sont tirés avec un angle par rapport au jet et n'excitent que les atomes qui sont résonnants grâce à l'effet Doppler). L'autre possibilité est de faire la préparation atomique de façon impulsionnelle. L'instant d'arrivée des atomes dans le détecteur donne directement leur vitesse (par la mesure du temps de vol).

On peut analyser la procédure de façon plus quantitative. Supposons qu'une séquence de m atomes a été détectée. Après la détection du m -ième atome l'amplitude de probabilité de trouver N photons dans le champ devient:

$$C_N^{(m)} = \frac{1}{\mathcal{N}_m} \prod_{1 \leq i \leq m} c_a^{(i)}(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0) C_N^{(0)}, \quad (1.52)$$

où \mathcal{N}_m est une constante de normalisation et $a^{(i)}$ est l'état du i -ième atome. D'après l'équation 1.50, la probabilité conditionnelle que l'atome $m + 1$ soit détecté dans l'état a est:

*Le choix du déphasage par photon se fait à travers les paramètres v_0 et δ .

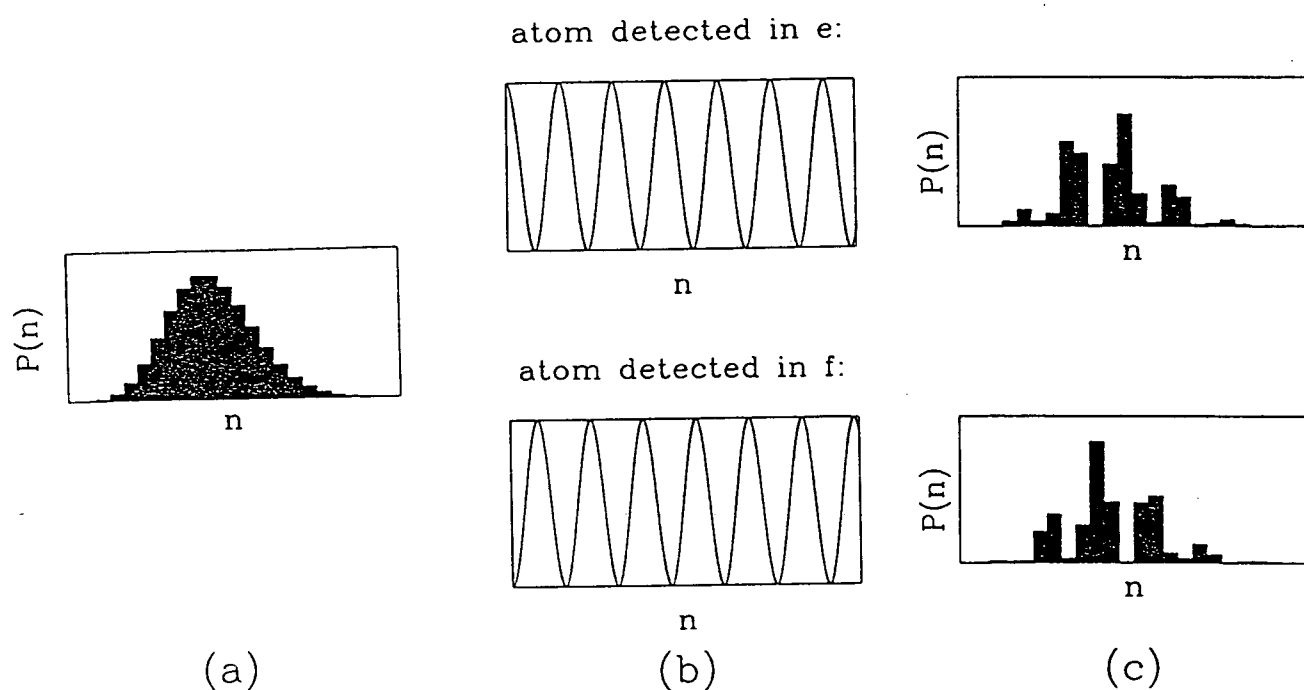


Figure 1.8 : Modification de la distribution de photons après l'interaction avec un atome. Dans la partie a), on voit la distribution initiale de photons (champ cohérent avec $\bar{N} = 10$ ici). La partie b) représente les fonctions de franges correspondant à la détection de l'atome en e ou g . Finalement, en c), on voit la nouvelle distribution de photons

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_a^{(m+1)} &= \sum_N |C_N^{(m)}|^2 |c_a^{(m+1)}(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2 \\
&= \frac{1}{\mathcal{N}_m^2} \sum_N \left(\prod_{1 \leq i \leq m+1} |c_a^{(i)}(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2 \right) |C_N^{(0)}|^2. \quad (1.53)
\end{aligned}$$

Les deux dernières expressions nous permettent de simuler tout le processus numériquement. On part d'une distribution initiale $p^{(0)}(N)$ pour le champ, avec des amplitudes de probabilité $C_N^{(0)}$. L'ordinateur calcule alors la probabilité de détecter un atome dans l'état a à partir de l'équation 1.53. Il décide ensuite l'état dans lequel l'atome est détecté en tirant un nombre au hasard, entre 0 et 1, et en le comparant à cette loi de probabilité. Il détermine alors les nouvelles amplitudes de probabilité $C_N^{(1)}$ du champ, à partir de l'équation 1.52, pour pouvoir calculer la probabilité de détecter l'atome suivant dans l'état a et ainsi de suite. Le résultat d'une telle simulation est montré sur la figure 1.9 pour un champ cohérent initial avec $\bar{N} = 5$. Le champ est réduit à un état de Fock (dans ce cas $N = 3$) après la détection de 15 atomes (à la vitesse thermique). Les étapes intermédiaires de la décimation sont présentées sur les parties (b) à (e) de la figure, qui correspondent à 1, 3, 6 et 10 atomes détectés, respectivement.

La procédure décrite ici permet d'effectuer une mesure QND (Quantum NonDemolition) du nombre de photons. Ce nombre ne peut pas être modifié par l'interaction avec les atomes à cause de la nature non-résonnante de celle-ci. La distribution du nombre de photons est modifiée simplement parce que l'on acquiert de l'information sur le champ (de façon non-destructive).

1.2.4 Champ initialement dans un mélange statistique et effet d'atomes non-détectés

On remarque ici que la cohérence qui existe entre les divers états de Fock dans le champ initial ne joue pas de rôle dans l'évolution de la distribution du nombre de photons $p(N) = |C_N|^2$. Si l'on ne s'intéresse qu'à la distribution du nombre de photons, tout le raisonnement que nous avons présenté ici est aussi valable pour le cas où le champ initial est dans un mélange statistique.

Dans le cas dans un mélange statistique, il est facile de montrer que la distribution initiale du nombre de photons, après la détection d'un atome, est simplement multipliée par la même fonction de franges que dans le cas pur. L'équation 1.51 peut être réécrite comme:

$$p^{(1)}(N) = \frac{p^{(0)}(N) |c_a(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2}{\sum_{N'} p^{(0)}(N')^{(0)} |c_a(N', v, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2}, \quad (1.54)$$

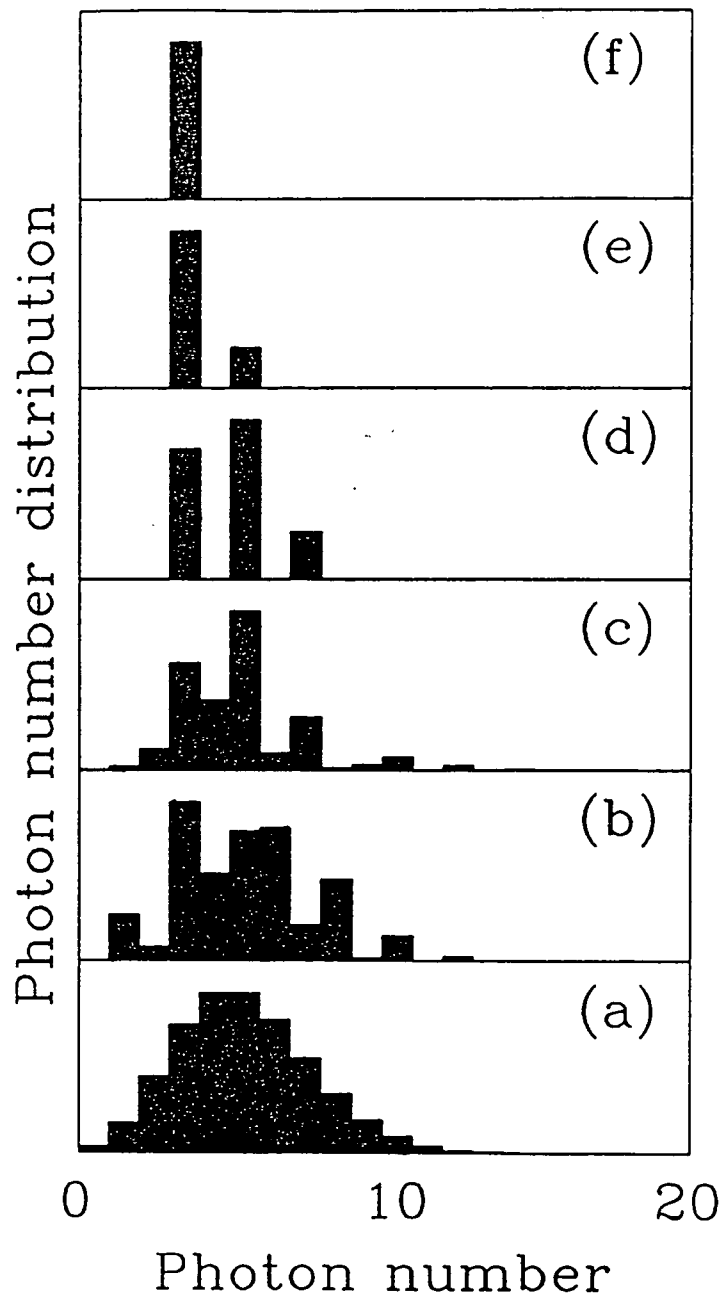


Figure 1.9 : Evolution de la distribution des nombres de photons pendant une séquence de mesure QND. L'état initial est un état cohérent à $\bar{N} = 5$ (a). Sur les parties (b) à (e), on observe la procédure de décimation après la détection de 1, 3, 6 et 10 atomes, respectivement.

où nous avons simplement fait la substitution $|C_N|^2 \rightarrow p(N)$.

On voit donc que la procédure de décimation est aussi efficace dans le cas d'un mélange statistique que dans le cas d'un état pur. Il s'agit d'une procédure simple d'acquisition d'information, sans perturbation de la variable que l'on veut mesurer.

L'effet d'un atome non-détecté est aussi clair d'après ce raisonnement. Etant donnée la nature non-résonnante de l'interaction, l'atome ne peut pas changer le nombre de photons dans la cavité. On est simplement privé de l'information que cet atome aurait apportée sur le nombre de photons. Plus rigoureusement, si l'on ne connaît pas l'état d'un atome qui traverse la cavité, il faut sommer l'équation 1.54 sur les probabilités pour que l'atome ait traversé le détecteur dans l'état e ou g :

$$p^{(a?)}(N) = \sum_a p^{(0)}(N) |c_a(N, \nu, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2. \quad (1.55)$$

La normalisation des états atomiques ($|c_e(N, \nu, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2 + |c_g(N, \nu, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2 = 1$) donne effectivement que la distribution de probabilité reste inchangée si l'atome n'est pas détecté.

Bien entendu, c'est seulement la distribution du nombre de photons qui n'est pas affectée par la non-détection d'un atome. Si nous nous intéressions à la cohérence initiale entre différents nombres de photons, la situation serait différente. En d'autres termes, le champ est perturbé par l'interaction avec l'atome (qu'il soit détecté ou non). Dans la situation présentée ici, cette perturbation peut être vue sur la variable conjuguée au nombre de photons, la phase du champ (voir le § 1.4).

1.2.5 Optimisation de la convergence vers un état de Fock

Dans une expérience réelle, le temps de relaxation du champ est fini. Un état de Fock doit relaxer avec un temps caractéristique t_{cav}/N [66], où t_{cav} est le temps caractéristique de relaxation du champ. Il est donc nécessaire de pouvoir préparer et détecter un état de Fock dans un temps inférieur à t_{cav}/N . Pour le faire, nous nous intéressons à l'efficacité de la convergence, qui est donnée par le nombre minimal d'atomes nécessaire pour mesurer le nombre de photons [67].

La détection de chaque atome nous donne une information binaire: l'atome est détecté soit dans e soit dans g . La question qui se pose est de savoir si on peut obtenir le nombre N de photons avec juste le nombre d'atomes nécessaires pour exprimer N dans la base binaire.

D'une façon générale, il est important de faire varier la valeur de ε d'un atome à l'atome suivant. Dans un jet atomique à vitesse thermique, par exemple, la vitesse varie aléatoirement d'un atome à l'atome suivant. Les fonctions de franges ont des minima à des positions aléatoires et différents nombres de photons sont décimés à chaque détection atomique. Cependant, pour chaque vitesse, les minima et maxima ne correspondent pas nécessairement à des nombres de photons bien définis ($\Psi_N \nu_0 / 2\nu$ ne correspond pas nécessairement à un multiple entier de π). La détection de cet atome

change simplement les rapports entre les probabilités de trouver différents nombres de photons.

On peut améliorer la convergence en choisissant convenablement la valeur de ε pour chaque atome détecté. Comme nous l'avons déjà dit, nous pouvons faire varier ε en faisant varier le désaccord entre la cavité et la fréquence de la transition atomique. Plutôt que de réaccorder la cavité, il est possible de faire varier la fréquence atomique en appliquant un champ électrique aux miroirs (effet Stark [68]). Finalement, on peut aussi translater le profil de franges en faisant varier le déphasage φ_0 , qui dépend de la fréquence du champ classique appliqué dans les zones de Ramsey. Nous commencerons par analyser le cas où le champ ne peut contenir que zero ou un photon.

Champ avec 0 ou 1 photon

Nous considérons toujours le champ dans un état pur. S'il ne peut contenir que 0 ou 1 photon, l'état du champ est donné par:

$$|\Psi_{\text{champ}}\rangle = C_0|0\rangle + C_1|1\rangle . \quad (1.56)$$

Un exemple d'un tel champ est un état cohérent avec $\overline{N} = 0,2$. La probabilité de trouver 0 photons est alors de 0,82 et celle de trouver 1 photon de 0,16. La probabilité pour que N soit supérieur à 1 est de 0,02. On peut donc négliger des états à deux photons ou plus.

Après le passage d'un atome (vitesse v_0), l'état du système est un état "intriqué". A la sortie de la deuxième zone de Ramsey, l'état du système est donné par:

$$|\Psi_{(\text{atome} + \text{champ})}\rangle = C_0 [a_0|e, 0\rangle + b_0|g, 0\rangle] + C_1 [a_1|e, 1\rangle + b_1|g, 1\rangle] , \quad (1.57)$$

où les valeurs de a_0 , b_0 , a_1 et b_1 sont déterminées par les paramètres φ_0 et ε .

La procédure de mesure du nombre de photons que nous avons décrite ci-dessus consiste à projeter le champ soit dans l'état de Fock à 0 photons soit dans l'état à 1 photon. Ceci peut être fait en envoyant un seul atome à travers la cavité.

Nous choisissons la fréquence du champ dans les zones de Ramsey pour que $a_0 = 0$ et $b_0 = 1$. De même, on choisit un désaccord entre la cavité et les atomes tel que le déphasage par photon vaut $\varepsilon = \pi$. On a alors $a_1 = 1$ et $b_1 = 0$. Dans ces conditions, l'état du système à la sortie de la deuxième zone de Ramsey est:

$$|\Psi_{(\text{atome} + \text{champ})}\rangle = C_0|g, 0\rangle + C_1|e, 1\rangle . \quad (1.58)$$

Le nombre de photons dans la cavité est complètement corrélé à l'état de l'atome. Si l'atome est détecté dans l'état g , le champ est projeté dans l'état de Fock à 0 photons; si le résultat de la détection atomique est e , le champ se retrouve dans l'état de Fock à 1 photon.

Considérons maintenant une séquence d'atomes qui traversent la cavité. Chaque atome nous permet de savoir si elle contient 0 ou 1 photon. Bien entendu, la vitesse atomique est sélectionnée. Les paramètres φ_0 et ε ne varient pas d'un atome à l'autre. On peut alors suivre en temps réel l'évolution du champ dans la cavité. Si nous négligeons la relaxation, la détection du premier atome va déterminer dans quel état se trouve le champ. Si l'état de l'atome est g , la cavité est vide; si l'état atomique est e , il y a un photon dans la cavité. C'est-à-dire, après la détection du premier atome, le champ sera dans l'état:

$$\begin{cases} \text{a) atome détecté en } g: |\Psi_{(\text{champ})}\rangle = |0\rangle \\ \text{b) atome détecté en } e: |\Psi_{(\text{champ})}\rangle = |1\rangle . \end{cases} \quad (1.59)$$

L'atome suivant interagit donc avec un champ qui est dans un état de Fock. Etant donné que les valeurs de a_0 , b_0 , a_1 et b_1 ne changent pas d'un atome à l'autre, la détection du premier atome détermine dans quel état on va trouver tous les atomes suivants (l'absence de relaxation implique qu'une fois le champ dans un état de Fock il ne changera plus). On s'attend donc à trouver des séquences infinies d'atomes toujours dans le même état. Soit on aura $ggg \dots g$, soit on aura $eee \dots e$.

Nous avons supposé ici que les atomes sont détectés un par un. Cette supposition n'est pas nécessaire. On trouverait le même résultat si on envoie une séquence d'atomes et qu'on les détecte tous en même temps. Il y a ici une corrélation totale entre l'état du champ dans la cavité et celui de l'atome. Si le champ était initialement dans un état de Fock à 0 photons, après le passage d'une séquence de m atomes dans la cavité, le système serait dans l'état:

$$|\Psi_{(\text{atomes} + \text{champ})}\rangle = |gggg \dots g; 0\rangle . \quad (1.60)$$

Si, maintenant, le champ est dans une superposition des états $|0\rangle$ et $|1\rangle$, il est clair que l'état du système { séquence d'atomes + champ } sera donné par:

$$|\Psi_{(\text{atomes} + \text{champ})}\rangle = C_0 |gggg \dots g; 0\rangle + C_1 |eee \dots e; 1\rangle . \quad (1.61)$$

Il y a ici une "intrication" non-locale entre le champ et plusieurs atomes. Des états de ce type sont à la base d'idées pour de nouvelles expériences sur des généralisations des inégalités de Bell.

Il est aussi intéressant d'analyser la situation en présence d'une faible relaxation du champ. Supposons que le premier atome soit détecté dans l'état e . Maintenant on sait que le champ a une certaine probabilité de relaxer, le photon peut, par exemple, être absorbé par un des miroirs. Ce processus peut arriver à tout instant. Si l'on suit l'évolution du champ de façon continue, on peut savoir à quel instant le photon est "perdu" (à quel instant il "meurt"). Typiquement, la mesure d'une séquence d'atomes sera du type: $eeeeegggg \dots g$, ou $eeegggg \dots g$, etc. A chaque fois le nombre d'atomes détectés dans l'état e change. Il s'agit d'un "saut quantique" [69][70] qui est observé

par la mesure du nombre de photons. L'instant du saut est aléatoire avec une loi probabilité exponentielle. En effet, si la procédure est répétée plusieurs fois (champ initial préparé, puis séquence d'atomes envoyée, puis "mort" du photon observée à un instant donné), on doit retrouver statistiquement la loi exponentielle.

Généralisation à des nombres de photons plus importants

Nous généralisons ici la procédure pour mesurer le nombre de photons avec le plus petit nombre d'atomes possible. Considérons d'abord le cas d'un champ qui a 0, 1, 2 ou 3 photons. Nous choisissons les paramètres ε_0 et φ_0 pour chaque atome qui traverse la cavité.

Pour le premier atome, nous choisissons les valeurs : $\varepsilon_0 = -\varphi_0 = \pi/2$. La détection de l'atome résulte en la multiplication de $p(N)$ par une fonction de franges de N qui a une période $\delta N = 2$ (cf. aux équations 1.46 et 1.47). La procédure est illustrée sur la figure 1.10. Dépendant de l'état du premier atome détecté, les nombres de photons pairs ou impairs sont décimés. Sur la figure, les fonctions de franges correspondant à l'état e sont représentées en traits pleins, alors que celles correspondant à l'état g sont en traits pointillés. Les distributions de probabilités $p_1(N)$, pour les deux possibilités de détection atomique, sont montrées sur la partie b) de la figure. Pour le deuxième atome, on choisit la valeur $\varepsilon_0 = \pi/4$ afin de décimer un sur quatre des nombres de photons restants. Il est nécessaire pour ceci que la phase de la fonction de franges soit ajustée de manière à ce qu'il y ait un maximum ou un minimum pour les nombres de photons qui ont "survécu" à la détection du premier atome. On ne peut pas choisir la phase a priori, avant de savoir dans quel état le premier atome a été détecté. On la choisit donc en fonction du résultat de la mesure sur le premier atome. Si celui-ci est détecté dans l'état e , la phase que nous choisissons est $\varphi_0 = -\pi/4$, ce qui nous permet de décimer efficacement des nombres pairs de photons. Le choix serait $\varphi = -3\pi/4$ si le premier atome avait été détecté dans l'état g . On voit sur la partie b) de la figure 1.10 la fonction de franges qui correspond à l'état du deuxième atome dans chaque cas. Dans la partie c), on voit les états de Fock qui résultent des différentes mesures sur les deux atomes.

Si la distribution initiale $p(N)$ était plus large (si le champ pouvait contenir plus de trois photons), on choisirait $\varepsilon_0 = \pi/8$ pour le troisième atome. Le choix de φ_0 dépendrait à nouveau des états des deux premiers atomes détectés. On peut ainsi généraliser la procédure pour une distribution initiale de photons de largeur $\Delta(N)$. La convergence vers un état de Fock pouvant être obtenue après la détection de m atomes, tel que $2^m \geq \Delta(N)$.

Remarques

La procédure d'optimisation que nous avons vue ici minimise le nombre d'atomes nécessaires pour mesurer le nombre de photons à l'intérieur de la cavité. Il y a, cependant, un compromis à respecter. L'importance d'optimiser la convergence vers

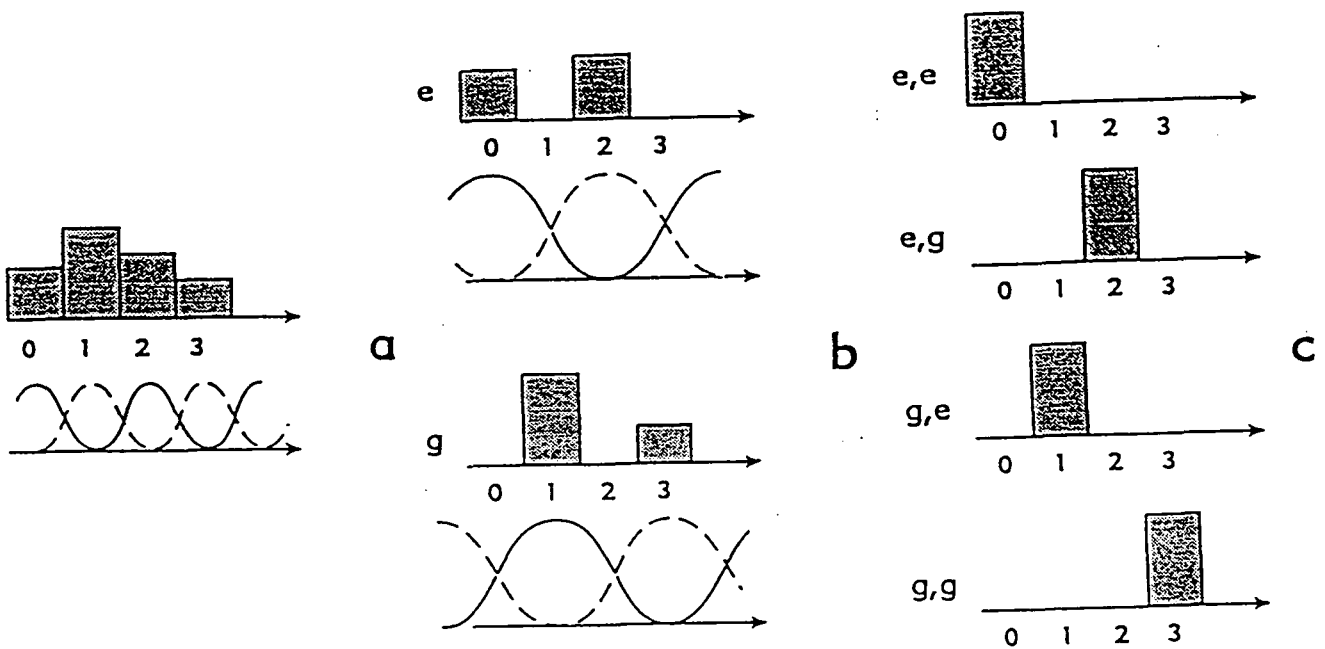


Figure 1.10 : Séquence optimale de décimation pour la mesure d'un nombre de photons compris entre 0 et 3. a) Distribution initiale de photons avec des fonctions de franges de périodicité $\delta N = 2$, associées à la détection du premier atome (trait plein pour l'atome détecté en e , trait tireté pour l'atome détecté en g); b) Distributions obtenues après la détection du premier atome en e (haut) ou en g (bas), avec les nouvelles fonctions de franges de périodicité $\delta N = 4$ ($\varphi_0 = -\pi/4$ en haut, $\varphi_0 = -3\pi/4$ en bas); c) Distributions finales correspondant à l'état de Fock préparé après la détection du deuxième atome.

un état de Fock est de faire la mesure dans le temps le plus court possible. Si $p(N) = 0$ pour $N > 2$, la procédure décrite est clairement optimale.

Si $p(N) \neq 0$ pour $N > 2$, nous avons vu qu'il devient nécessaire de connaître le résultat de la mesure sur un atome pour pouvoir choisir le déphasage φ_0 de l'atome suivant. En pratique, le temps nécessaire avant de pouvoir envoyer le deuxième atome est assez grand. Dans ce cas, on peut mesurer le nombre de photons plus rapidement en envoyant plus d'atomes que le nombre minimal.

On peut, en effet, montrer [40] que, pour une valeur de $\varepsilon = 2\pi/10$ et un jet d'atomes à vitesse thermique, le nombre m d'atomes nécessaires pour projeter le champ dans un état de Fock varie de façon logarithmique avec la largeur de la distribution initiale de nombre de photons, N_{\max} . Pour $N_{\max} = 10$, il faut, en moyenne, 20 atomes.

1.3 Analyse de la relaxation du champ et effet d'un champ thermique

Nous allons traiter ici le problème de la relaxation du champ. Dans un premier temps, nous considérerons le cas d'une faible relaxation et nous montrerons qu'il est toujours possible de préparer un état de Fock du champ et de suivre son évolution.

Ensuite, nous verrons une situation où la relaxation du champ est forte. C'était le cas dans les expériences qui sont présentées au Chapitre 3, où le temps d'amortissement du champ est ≈ 10 fois plus petit que le temps d'interaction entre atomes et cavité.

1.3.1 Cas d'une faible relaxation du champ

La cavité a un temps d'amortissement t_{cav} et est couplée à un réservoir en équilibre thermodynamique à la température T (le modèle de réservoir que nous utilisons est un réservoir d'oscillateurs harmoniques).

La relaxation de la matrice densité du champ est donnée par l'expression

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho = \Lambda_{ch}\rho = & -\frac{\omega_{ch}}{2Q}(N_{th} + 1) [a^\dagger a, \rho]_+ + \frac{\omega_{ch}}{Q}(N_{th} + 1)a\rho a^\dagger \\ & -\frac{\omega_{ch}}{2Q} [a a^\dagger, \rho]_+ + \frac{\omega_{ch}}{Q} N_{th} a^\dagger \rho a, \end{aligned} \quad (1.62)$$

où $Q = \omega_{ch} t_{\text{cav}}$ est le facteur de qualité de la cavité et N_{th} est le nombre moyen de photons thermiques dans le mode de la cavité, à la température T . L'opérateur Λ_{ch} est le Liouvillien, de la théorie de la relaxation [71][72][23].

La relaxation peut être négligée pendant l'interaction entre atomes et cavité si le temps d'interaction est très inférieur au temps d'amortissement du champ. Ceci revient à considérer une relaxation fictive à un taux $\Gamma' = \Gamma/\eta$, où Γ est le taux de relaxation du champ dans la cavité et η est la fraction du temps pendant laquelle la cavité ne contient pas d'atome.

La procédure de décimation est simulée, comme expliqué au § 1.2.3. La différence est qu'ici on permet au champ de relaxer entre le passage de deux atomes successifs. Après la détection d'un atome, et juste avant l'entrée du suivant dans la cavité, on calcule la nouvelle distribution $p(N)$, en tenant compte de la relaxation de la matrice densité, donnée par l'équation 1.62.

La distribution des nombres de photons sera réduite à un état de Fock si le temps nécessaire pour faire passer m atomes dans la cavité est court devant le temps de vie d'un état de Fock, t_{cav}/N . Si tel est le cas, on peut espérer suivre en temps réel les sauts quantiques entre états de Fock d'un champ à une température T (cf. figure 1.11).

Pour un jet d'atomes de ^{85}Rb à vitesse thermique ($\bar{v} = 350$ m/s), on peut avoir $\varepsilon = 2\pi/10$. Le temps typique d'interaction avec une cavité de dimension centimétrique sera alors $t_{\text{int}} = 2.10^{-5}$ s. Le temps pour faire passer 20 atomes est donc de l'ordre de 5.10^{-4} s. Pour observer un état de Fock en partant d'une distribution initiale avec $N_{\text{max}} = 10$, il nous faut un temps d'amortissement du champ $t_{\text{cav}} \geq 10^{-2}$ s. Ceci correspond à un facteur de qualité, à une fréquence de ~ 50 GHz, de $Q \geq 3.10^9$.

La valeur du facteur de qualité de la cavité peut être un peu plus faible s'il s'agit de préparer un état de Fock avec une valeur plus faible de N . Par exemple, pour pouvoir distinguer entre 0 ou 1 photon dans la cavité, nous n'avons besoin de détecter qu'un seul atome (cf. § 1.2.5). Il faut, cependant, avoir un déphasage par photon $\varepsilon = \pi/2$, ce qui implique une vitesse $v = 175$ m/s, pour un désaccord $\delta/2\pi = 100$ kHz. Le temps nécessaire au passage d'un atome de cette vitesse est $t_{\text{int}} = 4.10^{-5}$ s. Il nous faut alors un temps d'amortissement du champ $t_{\text{cav}} \sim 10^{-3}$ s, ce qui est obtenu avec un facteur de qualité $Q \sim 3.10^8$.

1.3.2 Cas d'une forte relaxation

Nous venons de voir qu'il faut un facteur de qualité extrêmement élevé pour pouvoir préparer un état de Fock. Dans les expériences que nous avons réalisées (voir le Chapitre 3), nous n'avons pas de tels facteurs de qualité. Notre facteur de qualité, pour des raisons qui seront discutées au § 2.4.4, était deux ordres de grandeur plus faible: $Q = 10^6$. La vitesse du jet atomique était $v = 300$ m/s, ce qui correspond à un temps d'interaction avec le champ (pour une cavité de taille centimétrique) $t_{\text{int}} = 3.10^{-5}$ s. Ce temps est ≈ 10 fois plus grand que le temps d'amortissement du champ et nous nous trouvons dans une situation de forte relaxation.

Il y a différentes expériences que nous voulons analyser ici. Nous avons fait des expériences de franges de Ramsey avec une cavité hors-résonance entre les deux zones de Ramsey. Nous voulions savoir quel est le décalage des franges dû au déplacement de Lamb dans la cavité vide. D'autre part, si l'on injecte un champ (cohérent) dans la cavité, quel est le décalage des franges? Quel est l'effet du champ thermique sur les franges?

Pour répondre à ces questions, deux approches sont possibles. La première que nous allons voir consiste à écrire les équations de Bloch et à les résoudre numériquement.

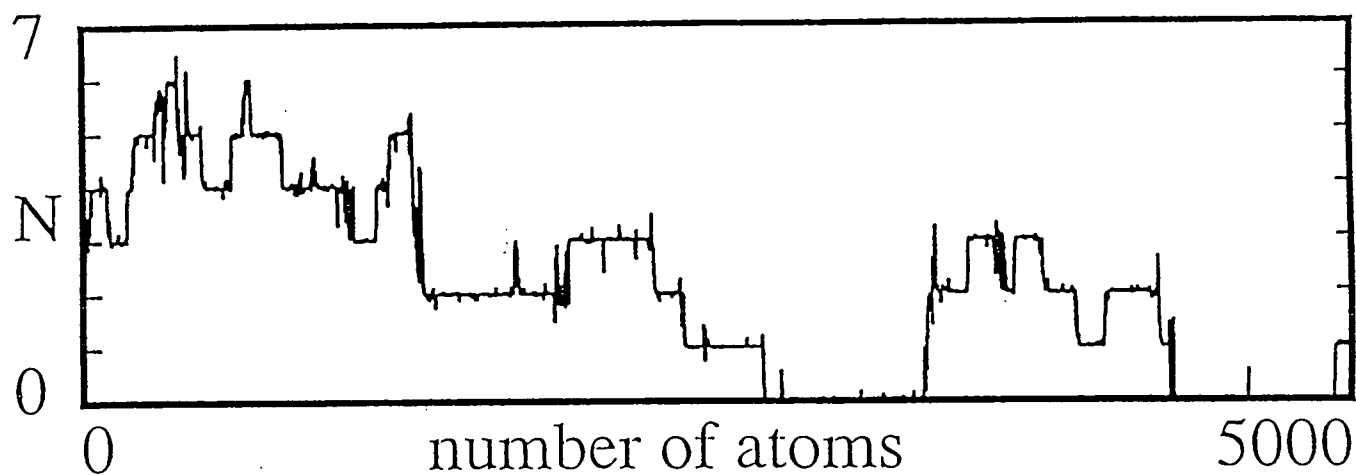


Figure 1.11 : Evolution du nombre de photons mesurés pour un champ thermique dans une cavité en présence d'une faible relaxation ($\bar{N} = 3$, $\varphi_0 = 0,15\pi$, $\varepsilon = \pi$). L'axe vertical représente le nombre de photons "mesuré" et l'axe horizontal le nombre d'atomes détectés. Le temps de relaxation du champ correspond à la détection de 2500 atomes.

La deuxième, plus intuitive, est une analyse qualitative des phénomènes, inspirée par l'analyse en absence de relaxation.

Equations de Bloch pour la matrice densité du champ

L'analyse que nous faisons ici part de l'équation qui décrit l'évolution de l'opérateur densité du champ. En représentation de Schrödinger, l'évolution de l'opérateur densité du système atome + champ, pour une cavité de facteur de qualité Q , à la température T , est donnée par:

$$\frac{d\rho_{A+F}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H_A + H_F + H_I, \rho_{A+F}] + \Lambda_{ch}\rho_{A+F}. \quad (1.63)$$

Les hamiltoniens H_A , H_F et H_I sont donnés (respectivement) par les équations 1.1, 1.4 et 1.10. L'opérateur Λ_{ch} , qui n'agit que sur les variables du champ, a été défini par l'équation 1.62.

A partir de cette équation, nous pouvons écrire les équations générales pour les éléments de matrice de l'opérateur densité. Il y a trois éléments de matrice que nous devons connaître: $\rho_{e,N;e,N'}$, $\rho_{e,N;g,N'}$ et $\rho_{g,N;g,N'}$. En présence de la relaxation, à une température T , les équations pour ces trois éléments de matrice s'écrivent:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_{e,N;e,N'} = & -i\omega_{ch}(N - N')\rho_{e,N;e,N'} + i\Omega(\vec{r}) \left(\sqrt{N+1}\rho_{g,N+1;e,N'} \right. \\ & \left. - \sqrt{N'+1}\rho_{e,N;g,N'+1} \right) \\ & + \frac{\omega_{ch}}{Q} \left\{ (N_{th} + 1)\sqrt{(N+1)(N'+1)}\rho_{e,N+1;e,N'+1} \right. \\ & \quad + N_{th}\sqrt{NN'}\rho_{e,N-1;e,N'-1} \\ & \quad \left. - \frac{1}{2}[2N_{th}(N + N' + 1) + N + N']\rho_{e,N;e,N'} \right\} \quad (1.64) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_{g,N;g,N'} = & -i\omega_{ch}(N - N')\rho_{g,N;g,N'} + i\Omega(\vec{r}) \left(\sqrt{N}\rho_{e,N-1;g,N'} \right. \\ & \left. - \sqrt{N'}\rho_{g,N;e,N'-1} \right) \\ & + \frac{\omega_{ch}}{Q} \left\{ (N_{th} + 1)\sqrt{(N+1)(N'+1)}\rho_{g,N+1;g,N'+1} \right. \\ & \quad + N_{th}\sqrt{NN'}\rho_{g,N-1;g,N'-1} \\ & \quad \left. - \frac{1}{2}[2N_{th}(N + N' + 1) + N + N']\rho_{g,N;g,N'} \right\} \quad (1.65) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dt} \rho_{e,N;g,N'} &= -i [\omega_{at} + \omega_{ch}(N - N')] \rho_{e,N;g,N'} \\
&+ i\Omega(\vec{r}) \left(\sqrt{N+1} \rho_{g,N+1;g,N'} - \sqrt{N'} \rho_{e,N;e,N'-1} \right) \\
&+ \frac{\omega_{ch}}{Q} \left\{ (N_{th} + 1) \sqrt{(N+1)(N'+1)} \rho_{e,N+1;g,N'+1} \right. \\
&\quad \left. + N_{th} \sqrt{NN'} \rho_{e,N-1;g,N'-1} \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2} [2N_{th}(N + N' + 1) + N + N'] \rho_{e,N;g,N'} \right\}. \quad (1.66)
\end{aligned}$$

Considérons d'abord un jet atomique qui traverse une cavité vide à température nulle ($N_{th} = 0$). Si l'atome rentre initialement dans la cavité dans l'état $|e, 0\rangle$, trois états sont accessibles au système: $|e, 0\rangle$, $|g, 1\rangle$ et $|g, 0\rangle$. Dans les équations 1.64, 1.65 et 1.66 seuls les éléments de matrice entre ces niveaux nous intéressent.

On obtient un système de six équations. Elles ne sont pas toutes indépendantes, à cause de la conservation de la trace de la matrice densité. On a donc un système de cinq équations différentielles à intégrer. Nous l'avons fait numériquement.

Nous voulons connaître le déphasage de la fonction d'onde atomique pendant la traversée de la cavité. Ce déphasage est donné par les cohérences de l'opérateur densité atomique: $\rho_{eg}^{(A)}$. Le résultat que nous avons trouvé est que le déphasage est le même que dans le cas où l'on néglige la relaxation (nous rappelons que le désaccord δ est supposé suffisamment grand, $\delta \gg |\Omega|$):

$$\Delta\varphi_{(\text{vide} + \text{relax})} = \varepsilon_0 v_0 / v. \quad (1.67)$$

Bien entendu, on ne peut pas utiliser cette expression pour étudier le comportement à désaccord nul. A résonance, le déphasage serait en fait strictement nul (contrairement au déphasage infini donné par l'expression 1.67): la résonance atomique est beaucoup plus étroite que celle de la cavité. Pour l'atome, tout se passe comme s'il y avait un continuum de modes provoquant des déplacements en sens opposés. Un autre effet important est la réduction du contraste des franges de Ramsey: l'émission ou absorption d'un photon dans la cavité devient possible. D'après les équations de Bloch, si la cavité est strictement à résonance, la probabilité pour qu'un atome la quitte dans l'état g est de 100% (voir aussi le Chapitre 3). Il n'y a plus qu'un chemin quantique possible à travers la cavité ce qui détruit l'interférence.

Ensuite, nous avons considéré le même problème en présence d'un champ thermique dans la cavité, caractérisé par le nombre moyen de photons thermiques, N_{th} (cf. l'équation 1.62). Maintenant, d'autres états à nombres de photons plus élevés sont accessibles au système. Pour un champ thermique, la distribution du nombre de photons est une exponentielle qui s'étend jusqu'à l'infini. Cependant, si $N_{th} < 1$, la probabilité de trouver un grand nombre de photons est très faible. Dans les équations 1.64, 1.65 et 1.66 on peut ne considérer que des termes avec $N, N' < N_{\max}$. Un

bon critère pour déterminer N_{\max} est que la trace de la matrice densité doit être égale à 1 (numériquement, on définit un paramètre de convergence, ε , tel que $1 - \text{Tr}(\rho) < \varepsilon$). Typiquement, nous avons trouvé qu'il était nécessaire de prendre $N_{\max} = 10.N_{th}$. Le déphasage trouvé est en bon accord avec:

$$\Delta\varphi_{(\text{vide} + \text{therm.})} = 2 \left(N_{th} + \frac{1}{2} \right) \varepsilon_0 v_0 / v . \quad (1.68)$$

Remarques

Nous verrons dans les Chapitres 2 et 3 que la cavité contient, en fait, 2 modes non-dégénérés. Les effets que nous observerons ne pourront pas être expliqués sans prendre explicitement en considération les deux modes (qui ont un couplage identique aux atomes). Dans les calculs numériques que nous avons évoqués ici, les deux modes de la cavité sont pris en considération. Pour une question de simplicité, nous avons préféré écrire ici les équations 1.64, 1.65 et 1.66 pour un seul mode de la cavité.

Approche “qualitative”

L'effet du vide est le plus simple à expliquer. En fait, si la cavité est suffisamment désaccordée, il ne peut pas y avoir de transfert d'énergie entre atomes et champ. Si la cavité est initialement vide, elle restera vide tout au long du processus. Les seuls états concernés sont $|e, 0\rangle$ et $|g, 0\rangle$ qui ne relaxent pas. On comprend alors facilement le résultat obtenu dans l'équation 1.67.

Les deux autres effets sont expliqués par le même raisonnement. Dans les deux cas, le nombre de photons fluctue autour d'une valeur moyenne pendant le passage des atomes dans la cavité. Le temps de relaxation du champ est beaucoup plus court que le temps d'interaction entre atomes et cavité. Cela permet au nombre de photons de changer plusieurs fois pendant la traversée de la cavité par un atome. La situation est représentée sur la figure 1.12.

On peut imaginer l'expérience de la manière suivante: on divise le temps de passage de l'atome dans la cavité en intervalles $\delta t_i \ll t_{\text{cav}}, t_{\text{int}}$. Pendant chaque intervalle, l'atome “voit” un certain nombre de photons. Si le nombre de photons ne varie pas pendant cet intervalle, le déphasage subi par la fonction d'onde atomique sera:

$$\delta\varphi_{(t_i)} = [2N(t_i) + 1] \frac{\Omega^2(\vec{r})}{\delta} \delta t_i \quad (1.69)$$

Pour l'intervalle suivant, le nombre de photons peut avoir changé. Si le temps total d'interaction est suffisamment long, le nombre d'intervalles δt_i est très grand et l'atome “moyenne” le champ. On trouve donc le résultat:

$$\Delta\varphi_{(\text{forte relax})} = 2 \left(\bar{N} + \frac{1}{2} \right) \varepsilon_0 v_0 / v , \quad (1.70)$$

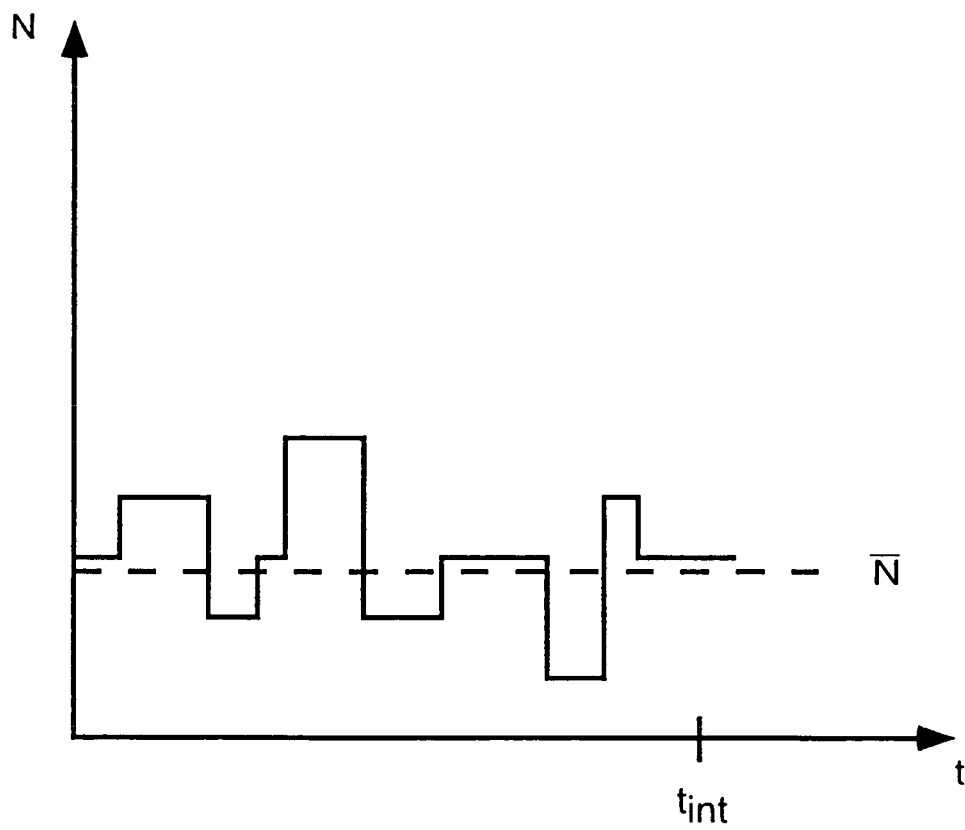


Figure 1.12 : Fluctuations du nombre de photons pendant qu'un atome traverse la cavité. On voit que le nombre de photons a le temps de changer plusieurs fois. Le déphasage subi par l'atome dépend du nombre moyen de photons.

où \bar{N} est le nombre moyen de photons et contient le champ thermique ($\bar{N} = \bar{N}_{(inj)} + N_{th}$).

On voit donc que les résultats obtenus par l'approche plus "rigoureuse" des équations de Bloch étaient bien prévisibles et faciles à comprendre. En particulier, le résultat de l'équation 1.70 justifie pourquoi nous n'avons pas fait le calcul explicite des équations de Bloch avec un terme source. Nous verrons par ailleurs au Chapitre 3 que cette prévision théorique est en très bon accord avec nos résultats expérimentaux.

1.4 Effets de la mesure sur la phase du champ

Jusqu'à présent, nous ne nous sommes intéressés qu'à la distribution du nombre de photons dans le champ. Pendant la procédure de mesure du nombre de photons, la phase du champ est fortement perturbée. Ceci se comprend facilement d'après le principe d'incertitude de Heisenberg, la phase étant la variable conjuguée au nombre de photons ($\Delta N \Delta \varphi \gtrsim 1$).

Pour illustrer ce qui arrive à la phase pendant la mesure, considérons un cas simple. Nous négligeons la relaxation du champ et nous supposons que tous les atomes sont détectés. Le champ est initialement dans un état cohérent $|\alpha\rangle = \sum_N C_N |N\rangle$. Cet état est représenté dans le plan complexe par un cercle, centré à la valeur α (figure 1.13). Son rayon détermine les incertitudes de phase et d'amplitude du champ. A la sortie de la première zone de Ramsey, l'état du premier atome, de vitesse v_0 , est:

$$|\Psi_{\text{atome}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|e\rangle + |g\rangle] . \quad (1.71)$$

Après l'interaction entre atome et cavité, l'état du système devient:

$$\begin{aligned} |\Psi_{\text{atome} + \text{cav}}\rangle &= \sum_N C_N \frac{1}{\sqrt{2}} \left[e^{i(N+1)\epsilon_0} |e\rangle + e^{-iN\epsilon_0} |g\rangle \right] |N\rangle \\ &= \sum_N \frac{1}{\sqrt{2}} \left[e^{i\epsilon_0} |e\rangle \otimes C_N e^{iN\epsilon_0} |N\rangle + |g\rangle \otimes C_N e^{-iN\epsilon_0} |N\rangle \right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[e^{i\epsilon_0} |e, \alpha e^{i\epsilon_0}\rangle + |g, \alpha e^{-i\epsilon_0}\rangle \right] , \end{aligned} \quad (1.72)$$

où le deuxième passage est fait en reconnaissant les états cohérents correspondant aux amplitudes complexes $\alpha e^{i\epsilon_0}$ et $\alpha e^{-i\epsilon_0}$. On voit que l'effet de l'interaction entre atomes et champ est symétrique: le champ est aussi déphasé par son interaction avec l'atome. Ce déphasage peut être interprété en termes d'un indice, provoqué par un "milieu" constitué d'un seul atome. Comme nous l'avons vu, ce déphasage peut être important pour des atomes de Rydberg circulaires couplés à une cavité micro-onde.

Dans la deuxième zone de Ramsey, on remélange les états e et g . L'état du système est alors donné par (cf. l'équation 1.43):

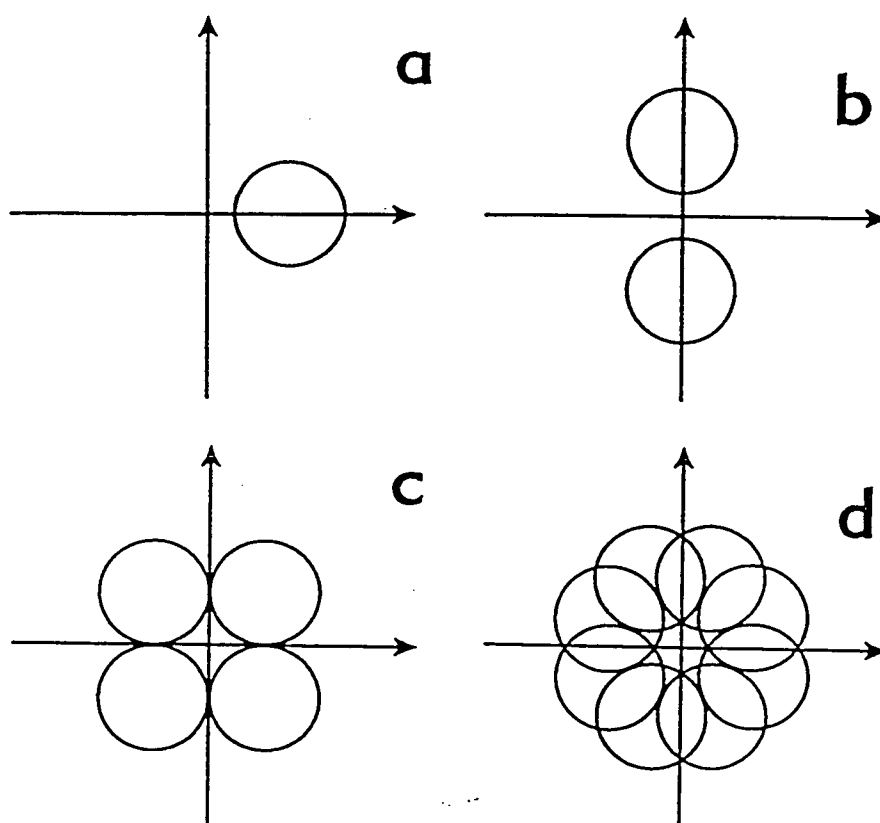


Figure 1.13 : Evolution du champ pendant une mesure optimale du nombre de photons. a) Champ cohérent initial ($\alpha = 2$); b) Après la détection du premier atome le champ devient une superposition de deux composantes de phases opposées; c) Après le deuxième atome, chaque composante est divisée en deux (le champ devient une superposition de 4 composantes); d) Après la détection du troisième atome le champ a 8 composantes. Leur superposition réalise une bonne approximation d'un état de Fock, avec une indétermination totale de la phase.

$$|\Psi_{\text{atome} + \text{cav}}\rangle = \frac{1}{2} \left[e^{i\varepsilon_0} |e, \alpha e^{i\varepsilon_0}\rangle - e^{i(\varepsilon_0 + \varphi_0)} |g, \alpha e^{i\varepsilon_0}\rangle \right. \\ \left. + |g, \alpha e^{-i\varepsilon_0}\rangle + e^{-i\varphi_0} |e, \alpha e^{-i\varepsilon_0}\rangle \right]. \quad (1.73)$$

La détection de l'atome projette le champ dans l'état (à moins d'un facteur de normalisation):

$$|\Psi_{\pm}^{(\text{champ})}(\varepsilon_0)\rangle = |\alpha e^{-i\varepsilon_0}\rangle \pm e^{i(\varepsilon_0 + \varphi_0)} |\alpha e^{i\varepsilon_0}\rangle, \quad (1.74)$$

où le signe $+$ ($-$) se réfère à l'atome détecté dans l'état e^\dagger (g). Il s'agit d'une combinaison linéaire (superposition cohérente) de deux états cohérents déphasés de $\pm\varepsilon_0$. La séquence de mesure se poursuit avec un deuxième atome, de vitesse différente, v'_0 (on peut modifier l'intensité du champ classique de Ramsey pour que les impulsions dans chaque zone soient toujours de $\pi/2$). Il induit un déphasage différent sur le champ $\pm\varepsilon'_0$. La composante $|\alpha e^{i\varepsilon_0}\rangle$ du champ est transformée en une superposition de $|\alpha e^{i(\varepsilon_0 + \varepsilon'_0)}\rangle$ et $|\alpha e^{i(\varepsilon_0 - \varepsilon'_0)}\rangle$, alors que la composante $|\alpha e^{-i\varepsilon_0}\rangle$ est transformée en une superposition de $|\alpha e^{-i(\varepsilon_0 + \varepsilon'_0)}\rangle$ et $|\alpha e^{-i(\varepsilon_0 - \varepsilon'_0)}\rangle$. La phase subit ainsi un processus de diffusion, jusqu'à ce que la phase soit totalement indéterminée et le champ se trouve dans un état de Fock (voir la figure 1.13).

Supposons maintenant qu'un atome puisse passer sans être détecté. Dans ce cas, la deuxième zone de Ramsey ne joue pas de rôle. L'opérateur densité du système total atome + cavité est:

$$\rho_{A+F} = |\Psi_{\text{atome} + \text{cav}}\rangle \langle \Psi_{\text{atome} + \text{cav}}|, \quad (1.75)$$

où $|\Psi_{\text{atome} + \text{cav}}\rangle$ est donné par l'équation 1.72. En prenant la trace partielle sur les variables atomiques, on voit que le champ devient un mélange statistique des états $|\alpha e^{\pm i\varepsilon_0}\rangle$:

$$\rho_F^{(a?) } = \frac{1}{2} \left(|\alpha e^{i\varepsilon_0}\rangle \langle \alpha e^{i\varepsilon_0}| + |\alpha e^{-i\varepsilon_0}\rangle \langle \alpha e^{-i\varepsilon_0}| \right). \quad (1.76)$$

La phase subit toujours une diffusion mais, en cas d'atome non-détecté, elle n'est pas cohérente. Dans le cas d'une séquence de mesure réelle, il y aura des atomes détectés et d'autres non-détectés. La diffusion de phase sera alors une combinaison de processus cohérents et incohérents.

Les processus cohérents ouvrent la possibilité de produire et d'analyser des états comme celui de l'équation 1.74. Ces états ont reçu la dénomination "états chats de Schrödinger" [73][74][75] du champ, en analogie avec le paradoxe proposé par Schrödinger en 1935 [38]. Nous verrons dans la suite quel est l'intérêt de l'étude de ces états, comment les stabiliser et les détecter.

[†]Dans le cas de l'atome détecté dans l'état e , nous avons incorporé un facteur de phase global

1.4.1 Intérêt de l'étude d'un état "chat de Schrödinger" du champ: processus de relaxation et décohérence

L'état décrit par l'équation 1.74 est une superposition cohérente de deux états quasi-classiques du champ. Ces états diffèrent d'une phase $2\varepsilon_0$. Supposons maintenant qu'on veuille calculer la probabilité de trouver un certain nombre de photons dans le champ. Etant donnée la nature cohérente de la superposition, on doit sommer sur les amplitudes de probabilité et prendre ensuite le carré de la valeur absolue. La somme sur des amplitudes de probabilité, contrairement à une simple somme des probabilités, peut donner lieu à des interférences. S'il s'agissait de la mesure d'une grandeur classique, la probabilité serait donnée par une simple somme des probabilités, sans possibilité d'interférence.

Le problème que l'on rencontre ici est un des points les plus importants dans la théorie de la mesure en Mécanique Quantique. Il s'agit de comprendre pourquoi le phénomène d'interférence entre amplitudes de probabilités n'est pas visible dans l'expérience quotidienne. Pourquoi n'observe-t-on pas de telles interférences dans le monde macroscopique (classique)?

La possibilité de produire et étudier des états du type 1.74, fournit un moyen expérimental de trouver des réponses à cette question. Un article récent de Zurek, dans *Physics Today* [76], contient une bonne discussion de la question. Le point important auquel nous nous intéressons ici est le phénomène de la décohérence. Le couplage du système à son environnement est responsable d'une perte de la cohérence, dans un temps très court devant le temps de relaxation des autres grandeurs du problème. Pendant ce temps de décohérence, le système évolue vers un mélange statistique d'états: l'interférence entre amplitudes de probabilité est perdue et les probabilités s'ajoutent simplement.

Pour un champ dans une cavité, son amplitude décroît avec la constante de temps $t_{\text{cav}} = Q/\omega_{\text{ch}}$. On peut montrer que la cohérence entre les deux composantes de l'état "chat" décroît en un temps bien inférieur, $t_{\text{chat}} \sim t_{\text{cav}}/\bar{N}$. Le nombre moyen de photons dans le champ, \bar{N} , est une mesure du caractère "macroscopique" du champ. C'est une mesure de la "séparation" entre les deux composantes. Après un intervalle de temps t_{chat} le champ devient une superposition incohérente des deux champs classiques.

Le système présenté ici pour l'étude de ces états du champ a déjà été présenté dans les références [40][49]. Un aspect très intéressant est que, comme nous allons le voir au Chapitre 3, nous sommes capables de faire varier de façon très sensible (au niveau du photon) l'intensité du champ initial injecté dans la cavité. On peut donc étudier le processus de décohérence en fonction du caractère plus ou moins macroscopique du champ et suivre, "en temps réel", le passage du "monde quantique" au "monde classique".

1.4.2 "Chats de Schrödinger" du champ dans la cavité

Nous voulons ici préparer et étudier des états "chat de Schrödinger" du champ.

Nous avons vu que des états de ce type peuvent être préparés par l'interaction d'un seul atome avec la cavité. Nous verrons un peu plus loin (dans le cadre de la stabilité du "chat") qu'il est utile de considérer une situation un peu différente de celle que nous avons vue jusqu'ici.

Au lieu de ne considérer que deux niveaux atomiques, nous allons considérer trois niveaux (cf. la figure 1.14). Le champ injecté dans les zones de Ramsey est résonnant avec la transition entre les niveaux e et g , comme précédemment. La cavité centrale, au contraire, est désaccordée de δ par rapport à la fréquence de la transition entre les niveaux e et i . La méthode des franges de Ramsey nous permet maintenant de mesurer le déplacement non-résonnant du niveau e seul. L'accord de la cavité et la vitesse atomique sont choisis de façon à ce que le déphasage du champ dû à l'interaction avec l'atome dans le niveau e soit de π .

L'intensité du champ classique dans les zones de Ramsey est réglée pour que les atomes subissent des impulsions $\pi/2$ dans R1 et dans R2. Par ailleurs, ce champ est strictement résonnant avec la transition entre e et g , ce qui implique que le déphasage φ_0 est nul. L'atome est initialement préparé dans l'état g et se trouve, à la sortie de la zone R1 dans l'état $|\Psi_{(\text{atome})}\rangle = 1/\sqrt{2} (|e\rangle + |g\rangle)$.

Initialement, il y a un état cohérent $|\alpha_0\rangle$ dans la cavité. Après l'interaction de l'atome avec ce champ, l'état du système est devenu (avant la deuxième zone de Ramsey):

$$|\Psi_{(\text{atome} + \text{champ})}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|e, -\alpha_0\rangle + |g, \alpha_0\rangle] . \quad (1.77)$$

Les états atomiques sont à nouveau mélangés dans la deuxième zone de Ramsey, d'après l'équation 1.43. L'état du système devient alors:

$$|\Psi_{(\text{atome} + \text{champ})}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|e, -\alpha_0\rangle - |g, -\alpha_0\rangle + |e, \alpha_0\rangle + |g, \alpha_0\rangle] . \quad (1.78)$$

La détection de l'atome après la deuxième zone de Ramsey projette le champ dans l'état:

$$|\Psi_{\psi}^{(\text{chat})}\rangle = \frac{|\alpha_0\rangle + e^{i\psi} |-\alpha_0\rangle}{\sqrt{2[1 + \cos \psi \exp(-2|\alpha_0|^2)]}} , \quad (1.79)$$

où $\psi = 0$ correspond à la détection de l'atome dans l'état e et $\psi = \pi$ correspond à l'atome détecté en g . Il s'agit ici de la superposition de deux champs classiques (ou "quasi-classiques") de phases opposées.

1.4.3 Stabilité d'un état "chat"

La question que nous nous posons est de savoir si (et dans quelles conditions) il est possible d'éviter que l'état du champ soit modifié par l'interaction avec les atomes

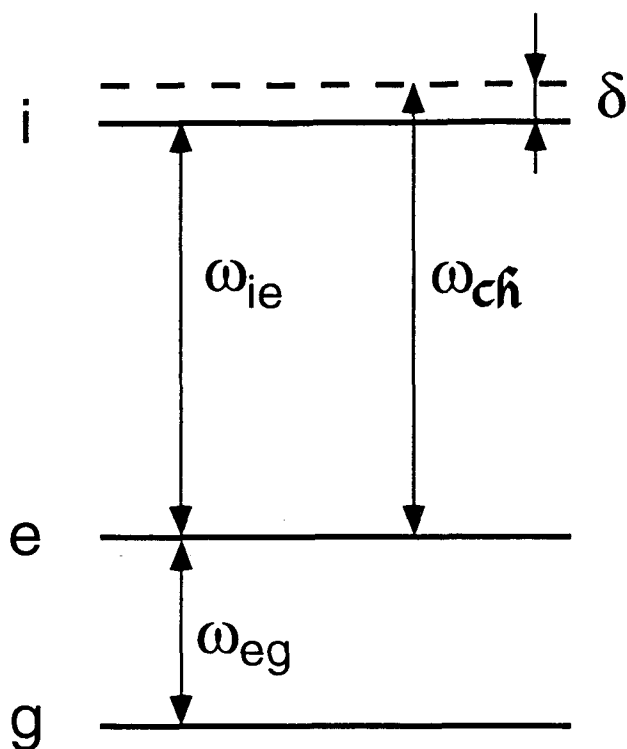


Figure 1.14 : Schéma avec trois niveaux de Rydberg. La fréquence de la cavité est proche de celle de la transition entre e et i . Le champ dans les zones de Ramsey est résonnant avec la transition entre e et g .

successifs. Le premier atome, pour lequel on a $\varepsilon_0 = \pi$ et $\varphi_0 = 0$, a préparé l'état de l'équation 1.79. On envoie maintenant tous les atomes suivants avec le même choix pour ε_0 et φ_0 .

Afin de faire de cette analyse, il est, bien entendu, nécessaire de savoir ce que deviennent les équations 1.45, 1.46 et 1.47. Ces équations sont données dans la référence [40], pour la même configuration de niveaux (avec un facteur de phase différent[†]). L'équation 1.46 devient:

$$\mathcal{P}_e = |c_e(N, v, \varphi_0, \varepsilon_0)|^2 = \sin^2\left(\frac{\pi v_0}{2v}\right) \cos^2\left(\Psi_N \frac{v_0}{2v}\right), \quad (1.80)$$

où Ψ_N est maintenant donné par:

$$\Psi_N = \varphi_0 - N\varepsilon_0. \quad (1.81)$$

Supposons que le premier atome soit détecté dans l'état g . Il a préparé l'état $|\Psi_{\psi=\pi}^{(\text{chat})}\rangle$. La probabilité pour que le deuxième atome soit détecté dans le même état g est donnée par:

$$\mathcal{P}_g = \sum_N |c_g(N, v_0, \varphi_0 = 0, \varepsilon_0 = \pi)|^2 |\langle N | \Psi_{\psi=\pi}^{(\text{chat})} \rangle|^2. \quad (1.82)$$

L'état $|\Psi_{\psi=\pi}^{(\text{chat})}\rangle$ n'a pas d'élément de matrice non-nul avec des nombres pairs de photons. C'est un résultat facile à comprendre: pour $\varepsilon_0 = \pi$ et $\varphi_0 = 0$, la détection du premier atome dans l'état g décime les nombres pairs de photons (ce choix de ε_0 et de φ_0 donne une situation comme celle du § 1.2.5). La somme de 1.82 ne se fait alors que sur les nombres impairs de photons. Une inspection de l'équation 1.80 montre que $|c_g(N, v_0, \varphi_0 = \pi, \varepsilon_0 = 0)|^2 = 1$, pour N impair. On voit donc que, si le premier atome est détecté dans l'état g (préparant l'état du champ $|\Psi_{\psi=\pi}^{(\text{chat})}\rangle$), tous les atomes suivants seront détectés dans le même état. Le même raisonnement peut être utilisé pour montrer que, si le premier atome est détecté en e (préparant $|\Psi_{\psi=0}^{(\text{chat})}\rangle$), tous les atomes suivants seront détectés en e .

Quel est maintenant le champ après le passage du deuxième atome? Il est facile à calculer. Supposons que le premier atome soit détecté dans l'état g . Chaque composante du "chat" se transforme d'après les lois:

$$\begin{aligned} |\alpha_0\rangle &\longrightarrow |\alpha_0\rangle - |-\alpha_0\rangle \\ -|-\alpha_0\rangle &\longrightarrow -|-\alpha_0\rangle + |\alpha_0\rangle \end{aligned} \quad (1.83)$$

Il s'agit, évidemment, du même état du champ. Le même raisonnement s'applique au cas où le premier atome est détecté dans l'état e . L'interaction avec les atomes

[†]La phase en question est celle du champ classique dans les zones de Ramsey. Les auteurs considèrent que l'atome entre dans R1 dans l'état e et en sort dans l'état $1/\sqrt{2}(|e\rangle + |g\rangle)$.

successifs du jet et leur détection ne détruisent donc pas la cohérence entre les deux composantes du “chat”.

Nous remarquons aussi que la cohérence est préservée même si l’efficacité de détection n’est pas de 100%: Il suffit de détecter le premier atome pour savoir dans quel état vont sortir tous les atomes suivants[§].

On justifie ici l’option pour un schéma avec trois niveaux atomiques. Dans le cas de deux niveaux atomiques, la phase du “chat” tourne à chaque détection atomique. La superposition $1/\sqrt{2} (|\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle)$, par exemple, devient $1/\sqrt{2} (|\beta\rangle \pm |-\beta\rangle)$, où $\beta = e^{i\pi/2}\alpha$ [49]. La cohérence est préservée, mais la phase dépend du nombre d’atomes détectés. Dans ce cas, si un atome (ou plus) n’est pas détecté, on ne peut plus connaître cette phase.

1.4.4 Détection d’un état “chat de Schrödinger” du champ et mesure de la décohérence

La particularité d’un état “chat de Schrödinger” par rapport à un simple mélange de ses composantes est la nature cohérente de la superposition. Pour démontrer qu’il s’agit bien d’un état de ce type, on doit observer un signal qui met en évidence cette nature cohérente. Nous devons fabriquer une interférence entre les deux composantes. Nous proposons un schéma pour démontrer cette cohérence par des mesures de corrélation entre les états de deux atomes qui traversent la cavité l’un après l’autre [50].

L’expérience commence par la préparation d’un champ cohérent initial $|\alpha_0\rangle$ dans la cavité à travers un couplage, pendant un certain temps à une source classique extérieure. L’amplitude du champ initial dépend du temps de couplage. Ensuite la source est éteinte et on envoie un atome avec $\varepsilon_0 = \pi$ et $\varphi_0 = 0$ à travers le montage. Sa détection résulte en la préparation d’un des deux états “chats” du champ, $|\Psi_\psi^{(\text{chat})}\rangle$. Finalement, un deuxième atome est envoyé et on mesure la probabilité de détecter cet atome en e ou en g après la deuxième zone de Ramsey. Bien entendu, le deuxième atome a la même vitesse que le premier. Les effets déphasage qu’il produit sur le champ sont donc les mêmes que pour le premier atome. En fait, la probabilité que nous allons mesurer est une corrélation entre la mesure du premier atome et celle du deuxième. Nous mesurons une probabilité conditionnelle de trouver le deuxième atome dans l’état $a^{(2)}$ si le premier atome a été détecté dans l’état $a^{(1)}$.

Nous venons de voir, dans le contexte de la stabilisation du “chat”, que le deuxième atome était forcément détecté dans le même état que le premier (pour les états du § 1.4.3). Nous allons voir ici comment ce résultat peut être interprété en termes d’un processus d’interférence.

Si le champ dans la cavité était un mélange statistique des états cohérents $|\alpha_0\rangle$ et $|-\alpha_0\rangle$, le résultat serait bien différent (nous supposons que $\langle\alpha_0|-\alpha_0\rangle = 0$). Dans les mêmes conditions du § 1.4.3, la probabilité de détecter l’atome dans e ou g serait

[§]Cependant, il est nécessaire que le premier atome soit détecté et prépare ainsi l’état chat. Sinon, le champ devient un mélange statistique, comme nous l’avons vu au début du § 1.4

simplement $1/2$. Considérons, par exemple, la probabilité de trouver l'atome dans l'état e si le champ est dans l'état cohérent $|\alpha_0\rangle$. Sa vitesse est v_0 , et l'on a $\varepsilon_0 = \pi$ et $\varphi_0 = 0$. La probabilité est donnée par:

$$\mathcal{P}_e = \sum_N |C_N|^2 |c_e(N, v_0, \varepsilon_0 = \pi, \varphi_0 = 0)|^2, \quad (1.84)$$

où les amplitudes C_N sont celles de l'état cohérent $|\alpha_0\rangle$. D'après les équations 1.80 et 1.81, on voit que $|c_e(N, v_0, \varepsilon_0 = \pi, \varphi_0 = 0)|^2$ vaut 0 si N est impair et 1 si N est pair. De même, on trouve que $|c_g(N, v_0, \varepsilon_0 = \pi, \varphi_0 = 0)|^2$ vaut 1 pour N impair et 0 pour N pair. La somme de l'équation 1.84 devient une somme sur les nombres de photons pairs. Cette somme est facilement calculable:

$$\mathcal{P}_e = \sum_{N \text{ pair}} |C_N|^2 = e^{-|\alpha_0|^2} \cosh(|\alpha_0|^2) = \frac{1 - e^{-2|\alpha_0|^2}}{2}. \quad (1.85)$$

Cette expression nous montre que, pour α_0 suffisamment grand (ce qui est exprimé par la condition $\langle \alpha_0 | -\alpha_0 \rangle = 0$), la probabilité de trouver l'atome en e ou g est de $1/2$. Etant donné que les probabilités valent $1/2$ pour chacun des champs possibles dans la cavité ($|\alpha_0\rangle$ ou $|\alpha_0\rangle$), un mélange statistique de ces champs doit fournir les mêmes probabilités.

La situation est évidemment différente s'il y a une cohérence entre les deux composantes du champ entre le passage des deux atomes. L'état du système { deuxième atome + champ dans la cavité } au moment où le deuxième atome quitte la première zone de Ramsey est:

$$|\Psi_{(\text{atome2} + \text{champ})}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|e_2\rangle + |g_2\rangle] \otimes \frac{1}{\sqrt{2}} [|\alpha_0\rangle + e^{i\psi_1} |-\alpha_0\rangle]. \quad (1.86)$$

Dans cette expression, l'indice 2 se réfère au deuxième atome et l'indice 1 dans la phase de l'état "chat" rappelle que cette phase dépend du résultat de la mesure sur le premier atome ($\psi_1 = 0$ ou π dépendant de l'état dans lequel le premier atome a été détecté). La normalisation de cet état est faite en supposant que la "distance" entre $|\alpha_0\rangle$ et $|\alpha_0\rangle$ est suffisamment grande pour ne pas devoir prendre en compte leur recouvrement ($\langle \alpha_0 | -\alpha_0 \rangle \rightarrow 0$). Ceci est vrai si \bar{N} est plus grand que quelques unités.

Après l'interaction du deuxième atome avec la cavité et juste avant la deuxième zone de Ramsey, on trouve facilement le nouvel état du système:

$$|\Psi_{(\text{atome2} + \text{champ})}\rangle = \frac{1}{2} [|e_2, -\alpha_0\rangle + |g_2, \alpha_0\rangle + e^{i\psi_1} (|e_2, \alpha_0\rangle + |g_2, -\alpha_0\rangle)]. \quad (1.87)$$

Ceci vient du fait que le deuxième atome dans l'état e déphase le champ de π alors que le même atome en g ne le déphase point. Dans la deuxième zone de Ramsey, les états

e et g sont remélangés. On trouve ainsi l'expression pour l'état du système au moment où le deuxième atome a quitté la deuxième zone de Ramsey (cf. l'équation 1.43) :

$$|\Psi_{(\text{atome2} + \text{champ})}\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} [|e_2, -\alpha_0\rangle - |g_2, -\alpha_0\rangle + |g_2, \alpha_0\rangle + |e_2, \alpha_0\rangle + e^{i\psi_1} (|e_2, \alpha_0\rangle - |g_2, \alpha_0\rangle + |g_2, -\alpha_0\rangle + |e_2, -\alpha_0\rangle)] . \quad (1.88)$$

En supposant encore que $|\alpha_0\rangle$ et $|-\alpha_0\rangle$ sont pratiquement orthogonaux, on trouve facilement à partir de l'équation 1.88 la probabilité de détecter le deuxième atome dans l'état e ou g :

$$\mathcal{P}_e = \frac{1}{2} [1 + \cos \psi_1] ; \quad \mathcal{P}_g = \frac{1}{2} [1 - \cos \psi_1] . \quad (1.89)$$

On retrouve immédiatement la corrélation entre les deux atomes: si le premier atome est détecté en e , on a $\psi_1 = 0$ et la probabilité de détecter le deuxième atome en e est de 100%. Si, au contraire, le premier atome est détecté en g , on a $\psi = \pi$ et la probabilité de détecter le deuxième atome en g est de 100%. Il y a une corrélation complète entre les deux atomes.

Nous avons déjà trouvé ce résultat au § 1.4.3. La différence ici est qu'on l'a trouvé comme le résultat d'un processus d'interférence. Dans l'exemple que nous avons donné, la phase ψ_1 ne peut prendre comme valeur que 0 ou π . Supposons maintenant qu'on ait un moyen de préparer un "chat" tel que cette phase puisse prendre toutes les valeurs entre 0 et 2π (ceci est possible par ajustement du paramètre φ_0). On voit alors que la probabilité de trouver l'atome en e ou g oscille entre 0 et 1 avec la phase quantique du "chat", ce qui est caractéristique d'un processus d'interférence.

On peut donner une image simple pour comprendre l'interférence dans la détection des deux atomes. Le champ est initialement dans l'état $|\alpha_0\rangle$. Chaque paire d'atomes va interagir avec le système "R1 + cavité + R2" et est détectée dans un des états combinés $e - e$, $e - g$, $g - e$ ou $g - g$. Le champ dans la cavité est laissé dans l'état $|\alpha_0\rangle$ ou $|-\alpha_0\rangle$. Deux chemins quantiques indiscernables mènent à chacun des résultats possibles de la mesure. Par exemple, analysons le résultat $e - e$, avec le champ laissé dans l'état $|\alpha_0\rangle$. Le premier atome peut passer dans la cavité dans l'état e (le champ est déphasé de π et devient $|-\alpha_0\rangle$) et rester dans cet état pendant la traversée de la deuxième zone de Ramsey alors que le deuxième atome traverse la cavité dans le même état e (le champ redevient alors $|\alpha_0\rangle$) et ne subit pas non plus de transition dans R2. Une autre possibilité est que les deux atomes traversent la cavité en g (le champ reste alors inchangé) et subissent tous les deux une transition vers e dans la deuxième zone de Ramsey. Ces deux chemins quantiques sont clairement indiscernables: on n'a pas de moyen ici de détecter la phase du champ entre le passage des deux atomes.

Le cas d'un mélange statistique est aussi contenu dans les équations 1.89. Pour rendre compte de l'absence de cohérence, il suffit de prendre une moyenne sur la variable (devenue) aléatoire ψ_1 . On retrouve les probabilités 1/2 de trouver le deuxième atome dans e ou g . Clairement, il n'y a plus d'interférence dans ce cas.

Un autre avantage de cette formulation est qu'elle peut être facilement adaptée pour rendre compte de la situation plus générale où le champ relaxe entre les deux atomes. La relaxation sera responsable pour une perte de cohérence. L'adaptation est faite à partir de l'expression exacte pour la matrice densité du système [50]. Nous donnons ici le résultat pour la probabilité conditionnelle ($\mathcal{P}(e, a, t)$) de trouver le deuxième atome dans l'état a ($a = e, g$) un temps t après avoir trouvé le premier atome dans l'état e :

$$\mathcal{P}(e, a, t) = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{e^{-2|\alpha|^2 e^{-\gamma t}} + e^{-2|\alpha|^2 (1-e^{-\gamma t})}}{1 + e^{-2|\alpha|^2}} \right], \quad (1.90)$$

où les signes $+$ et $-$ correspondent aux états e et g respectivement. Nous avons également défini $\gamma = 1/T_{\text{cav}}$. Dans les limites $t = 0$ ("chat" pur) et $T_{\text{cav}}/\bar{N} < t < T_{\text{cav}}$ (mélange statistique), on retrouve les résultats discutés ci-dessus. La figure 1.15 montre la probabilité $\mathcal{P}(e, g, t)$ en fonction du temps, jusqu'à $t = T_{\text{cav}}/2$. Le nombre moyen de photons dans le champ initial est pris $\bar{N} = 10$. On voit clairement sur la figure que la probabilité de trouver le deuxième atome en e si le premier a été trouvé en g évolue pendant un temps de l'ordre de $T_{\text{cav}}/10$ de 0 (valeur prévue si le champ est dans un état "chat") à 1/2 (cas d'un mélange statistique). Si on mesure la probabilité conditionnelle $\mathcal{P}(e, g, t)$ en fonction du temps, on pourra suivre directement le processus de décohérence quantique du champ. On remarque aussi que, pour des temps t beaucoup plus grands (pas représentés sur la figure), la probabilité $\mathcal{P}(e, g, t)$ part de la valeur classique 1/2 et décroît vers 0. Evidemment, pour des temps longs, les amplitudes de chaque composante du champ relaxent vers le vide. A partir d'un certain instant, le recouvrement entre les deux composantes cohérentes du champ devient non-négligeable. La probabilité n'est alors plus 1/2 pour le mélange statistique. En particulier, une fois que la cavité est vide, on sait (cf. l'équation 1.80) que la probabilité de trouver l'atome en e est de 100% ($\varepsilon_0 = \pi$, $\varphi_0 = 0$).

Remarques

- Pour les expériences de corrélation entre les états de deux atomes successifs, l'efficacité de détection est évidemment critique. Si cette efficacité n'est pas bonne, il devient impossible d'observer un écart au comportement classique. L'efficacité de détection est liée (entre autres choses) au temps de vie des niveaux de Rydberg utilisés. S'ils se désexcitent de façon appréciable entre la cavité et le détecteur, il y a une forte chance pour que l'état de certains atomes ne soit pas mesuré. Un atome non-lu peut masquer les effets de corrélation recherchés. C'est encore une raison pour travailler avec des niveaux atomiques de très longs

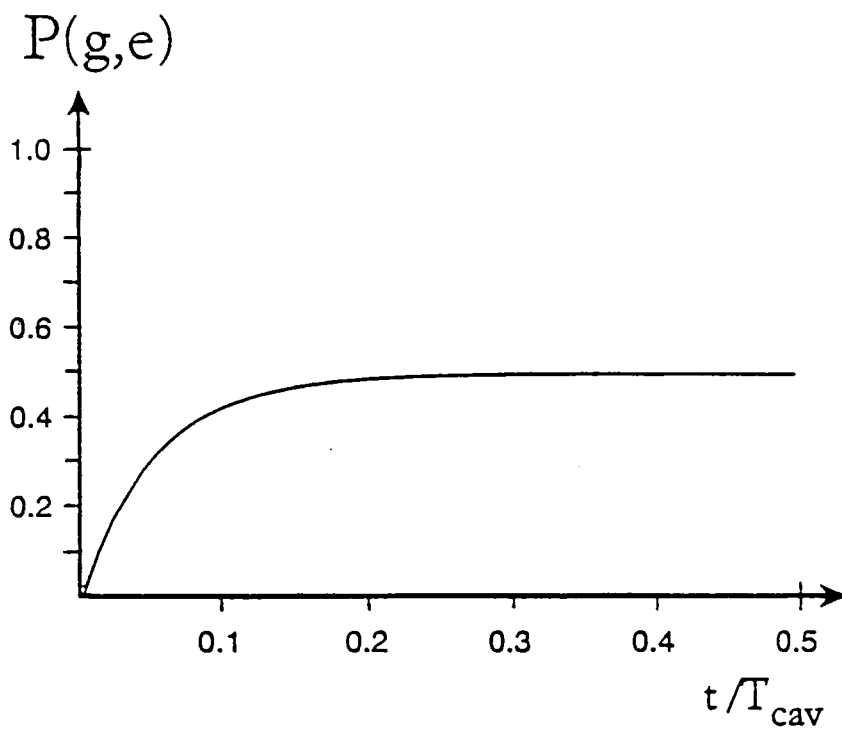


Figure 1.15 : Probabilité conditionnelle de détecter le deuxième atome dans le niveau g , sachant que le premier atome a été détecté en e (préparant un état “chat de Schrödinger” dans la cavité), en fonction du temps écoulé entre le passage des deux atomes (le champ initial dans la cavité contient 10 photons, en moyenne). Pendant le temps $t_{cav}/10$ la probabilité conditionnelle varie de 0 à 1/2, ce qui donne une mesure directe de la décohérence.

temps de vie. Nous verrons dans le prochain chapitre que les niveaux atomiques que nous avons choisis satisfont largement cette exigence.

- Nous avons vu que, pour détecter un “chat”, il faut faire passer au moins deux atomes afin de mesurer une corrélation entre leurs états. L’échelle de temps du problème est le temps de relaxation du champ divisé par le nombre moyen de photons du champ cohérent initial. La version “minimale” de l’expérience serait la détection d’une superposition d’états cohérents d’intensité moyenne de l’ordre du photon. Le temps de décohérence est alors comparable au temps de relaxation du champ. D’après la discussion à la fin du § 1.3.1, l’expérience devient possible avec un facteur de qualité $Q \sim 3.10^8$.

1.5 Conclusion

Nous avons rappelé dans ce Chapitre le formalisme de l’Electrodynamique en cavité, dans le régime de couplage fort, appliqué au problème de l’interaction non-résonnante d’un atome à deux niveaux avec un seul mode quantifié du champ. En particulier, nous avons rappelé comment cette interaction peut être utilisée pour faire une mesure non-destructive du nombre de photons. La procédure de mesure a été analysée ainsi que les conditions de sa convergence.

Nous avons vu ensuite comment la mesure affecte le champ par la diffusion introduite dans la phase, variable conjuguée au nombre de photons. Dans des conditions contrôlées, nous avons vu comment cette diffusion de phase peut être utilisée pour produire des états type “chat de Schrödinger” du champ. Ces états sont des superpositions cohérentes d’états présentant des caractéristiques “macroscopiques”. La méthode proposée pour leur détection permet également de suivre leur relaxation et, en particulier, de vérifier comment la cohérence entre les états de la superposition décroît beaucoup plus vite que leurs amplitudes. En quelque sorte, on peut ainsi suivre “en temps réel” la transition entre les mondes quantique et classique.

Bien que le système étudié ici soit assez simple (deux niveaux atomiques en interaction avec un seul mode du champ), l’effort technologique nécessaire pour l’observation des effets prédits est considérable. Il est important de réunir les conditions pour que le système sous observation soit le mieux isolé possible. En ce qui concerne les atomes, il est nécessaire de contrôler précisément les champs électrique et magnétique dans le montage. Il est aussi important de travailler à basse température afin d’éviter tout transfert entre les deux niveaux d’origine thermique. En ce qui concerne le champ, la cavité doit avoir un très grand facteur de surtension. Le temps de relaxation du champ doit être suffisamment long pour permettre soit une mesure du nombre de photons soit la préparation et détection d’un état type “chat de Schrödinger”. Le processus de décohérence, justement, peut être expliqué par l’interaction du système étudié avec son environnement [76]. Le montage expérimental construit pour répondre à ces besoins est décrit en détail dans le prochain Chapitre.

Chapitre 2

Le montage expérimental et l'appareil de mesure

Nous présentons ici le montage expérimental construit et mis au point pendant ces trois dernières années dans le cadre des expériences d'Electrodynamique en Cavité dans le domaine micro-onde. Comme nous l'avons dit dans l'introduction, les problèmes techniques les plus importants que nous avons dû résoudre concernaient la préparation d'atomes circulaires de grand nombre quantique principal [43] et la réalisation de cavités micro-onde de type Fabry-Perot de grand facteur de surtension.

Les solutions que nous avons apportées à ces problèmes sont présentées en détail ici. En ce qui concerne la réalisation des cavités ouvertes, l'étude est encore en cours, mais nous avons déjà pu obtenir des facteurs de qualité comparables à ceux que l'on obtenait avec les cavités fermées.

Nous décrivons également dans ce Chapitre notre appareil de mesure, constitué du jet d'atomes circulaires qui traverse le dispositif interférométrique de Ramsey. Le Chapitre sera achevé par une démonstration du fonctionnement de l'interféromètre, avec un signal expérimental de franges de Ramsey.

2.1 Description du montage expérimental

Le schéma général du montage expérimental est présenté sur la figure 2.1. Un jet d'atomes de Rubidium (^{85}Rb) produit par un four chauffé à 180° entre dans l'enceinte de l'expérience qui est maintenue sous un vide inférieur à 10^{-7} mbar.

Le jet passe d'abord dans un cylindre en Niobium où les atomes sont préparés dans des niveaux de Rydberg circulaires (voir le § 2.2). La procédure d'excitation consiste à induire trois transitions optiques, réalisées à l'aide de diodes laser, qui portent l'atome dans un niveau de Rydberg de faible moment angulaire et 47 transitions radio-fréquence qui maximisent le moment angulaire (cf. le § 2.3). Un jet annexe, se propageant dans la direction opposée au jet principal, est utilisé pour asservir les deux premières diodes laser sur deux fluorescences distinctes.

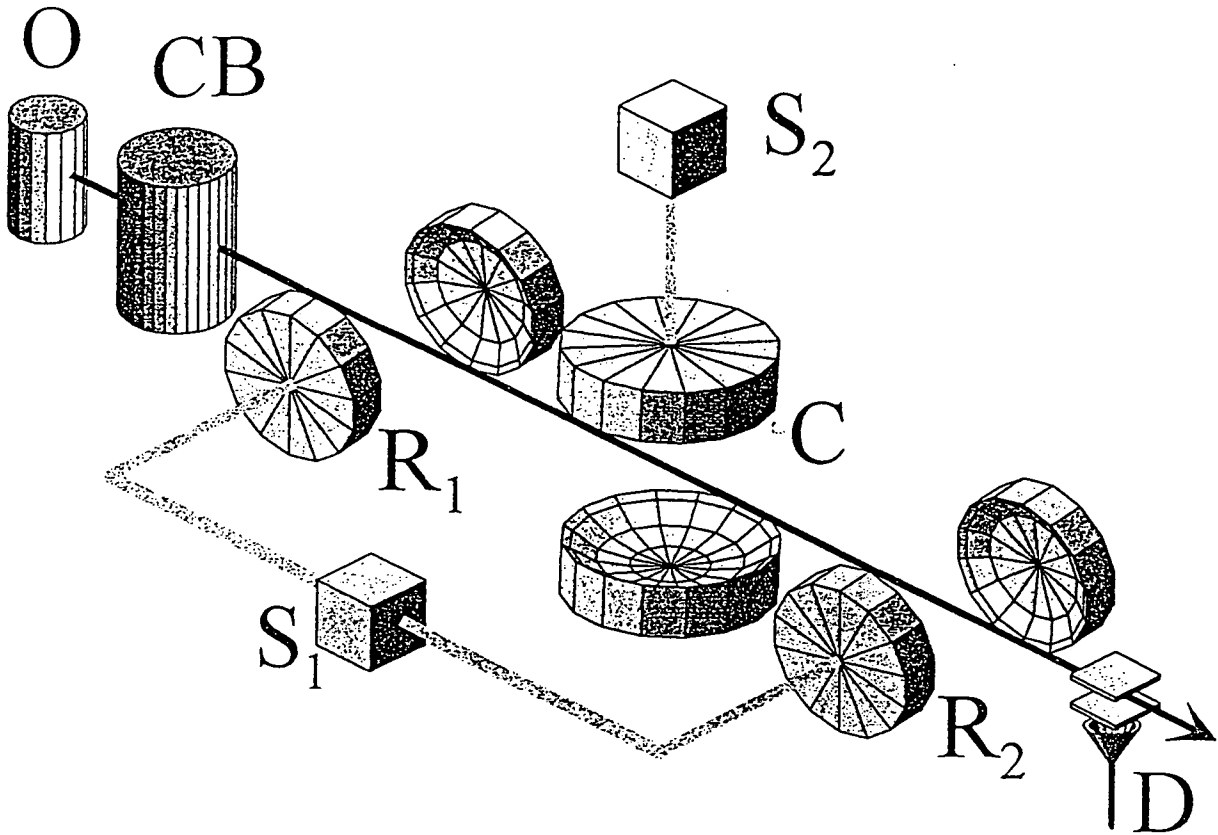


Figure 2.1 : Schéma du dispositif expérimental. Les atomes quittent le four (O), sont préparés dans une zone d'excitation (CB) et traversent ensuite la première zone de Ramsey (R1), la cavité supraconductrice (C), la deuxième zone de Ramsey (R2) pour être détectés à l'extrémité du dispositif (D). Les sources micro-onde S1 et S2 sont couplées aux zones de Ramsey et à la cavité, respectivement.

Les processus d'interaction entre atomes et rayonnement ont lieu à l'intérieur de la cavité supraconductrice qui est au centre du montage. De part et d'autre de la cavité, les deux zones de Ramsey permettent de détecter de façon sensible les effets de l'interaction quantique atome – champ. Finalement, à l'extrémité du dispositif, les atomes sont détectés par ionisation sélective dans un dernier condensateur.

Les expériences sont faites à la température de 1,4 K, dans un cryostat qui est décrit ci-dessous.

2.1.1 Le cryostat

Le cryostat a été entièrement conçu et réalisé au laboratoire. Une vue d'ensemble de son intérieur, avec les différents éléments de l'expérience, est montrée sur la figure 2.2. L'enceinte à vide a un diamètre extérieur de 50 cm. La description sera faite en partant de l'extérieur vers l'intérieur.

Un cylindre en μ métal se trouve entre l'enveloppe extérieure et un vase cylindrique qui contient de l'azote liquide ($\simeq 31$ l). Le μ métal (associé à des bobinages de fil situés à l'extérieur du cryostat) permet de réduire le champ magnétique dans l'expérience au niveau de ~ 1 mGauss (avec une homogénéité de 400 μ Gauss sur le diamètre du jet atomique). Au fond du vase à azote se trouve une "jupe" en cuivre doré pour écranter le rayonnement thermique à la température ambiante.

Au cœur du cryostat, on trouve un vase à ^4He liquide ($\simeq 24$ l) au fond duquel il y a une deuxième jupe à la température de 4,2 K. Autour de chacune de ces jupes et aussi autour du vase à ^4He , a été disposé du mylar aluminisé, thermiquement flottant. Le mylar est extrêmement réfléchissant et le fait qu'il soit flottant réduit notablement les pertes sur l' ^4He par le rayonnement thermique extérieur.

Une boîte de quelques cm^3 est alimentée en ^4He liquide par un tube capillaire à partir du bain principal. Un pompage externe réduit la pression de vapeur dans ce récipient et permet d'atteindre une température voisine de 1,2 K.

Les éléments du dispositif expérimental se trouvent fixés à une plaque de cuivre doré de diamètre 25 cm. Un contact thermique est aménagé entre cette plaque et le réservoir à ^4He . Une dernière jupe en cuivre doré est fixée sous la plaque, protégeant ainsi l'ensemble de l'expérience du rayonnement thermique. Une couche mince (~ 100 μm) d'indium a été déposée sur les parois intérieures de cette dernière jupe. L'indium est supraconducteur en dessous de 3 K et réduit notablement (par effet Meissner [77]) les fluctuations du champ magnétique résiduel dans l'expérience, en le découplant des fluctuations du champ du laboratoire.

L'ensemble des éléments de l'expérience représente une masse de ~ 5 kg. Afin de les refroidir, un contact thermique temporaire entre la plaque et le fond du vase à ^4He est réalisé par moyen de trois "interrupteurs" thermiques (figure 2.3). Ces interrupteurs sont constitués de plusieurs tubes en cuivre intercalés à l'intérieur d'un cylindre en inox mince. Chaque tube en cuivre n'est en contact qu'avec une extrémité de l'interrupteur. Le cylindre en inox contient de l' ^4He et du charbon actif. Les tubes en cuivre fournissent une très grande surface d'échange thermique avec le gaz. Pour

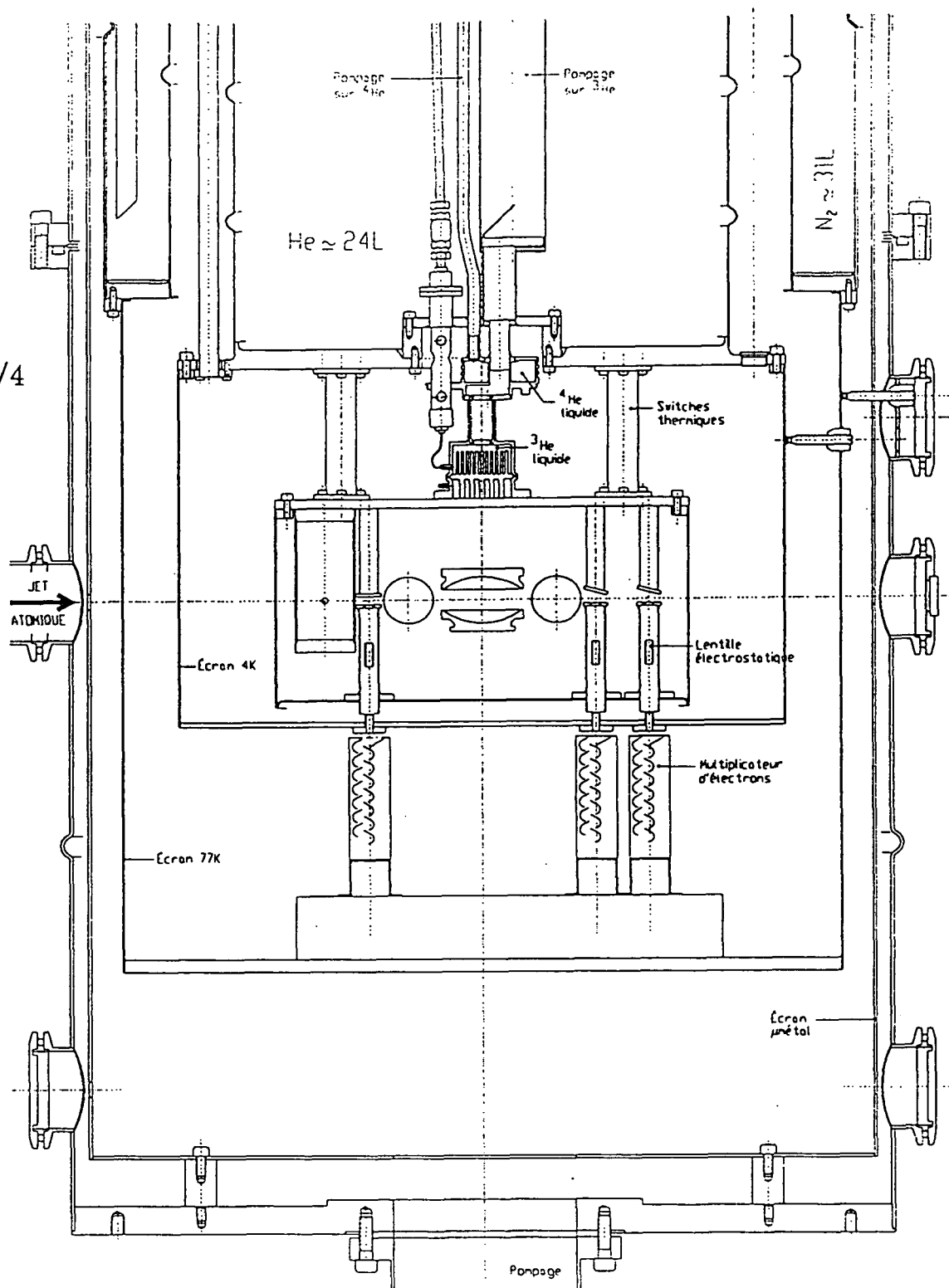


Figure 2.2 : Vue d'ensemble des éléments de l'expérience dans le cryostat

une température inférieure à ≈ 10 K, le gaz est pompé par le charbon actif. De cette façon, le contact thermique entre les extrémités de l'interrupteur est bon au-dessus de 10 K et fortement réduit en dessous. L'ensemble de l'expérience est ainsi refroidi en même temps que le vase à ^4He jusqu'à la température de 10 K.

Les pertes thermiques du cryostat sont déterminées par plusieurs facteurs différents. La principale source de pertes est la conductivité thermique du col du vase à ^4He . Un flasque de cuivre est soudée autour de ce col et 4 blocs massifs en cuivre sont mis en contact avec l'azote. Le flasque est ainsi porté à une température de ~ 100 K.

D'autres sources de pertes sont les connexions électriques et les guides d'onde. Cinq guides d'onde sont installés dans le cryostat. Ce sont des tubes d'inox mince qui sont thermalisés, dans leur descente vers le cœur du cryostat, d'abord à la température de l'azote et ensuite à celle de l'hélium.

Les connexions électriques sont très nombreuses: 80 fils de cuivre et 23 câbles coaxiaux d'inox qui descendent dans le cœur à ^4He . Chaque câble ou fil est aussi thermalisé d'abord à l'azote et ensuite à l'hélium. La thermalisation des fils se fait principalement par soudure sur des pistes de cuivre gravées sur du kapton mince, qui est collé à la surface en question.

Une partie des 80 fils de cuivre (diamètre 0,1 mm) est utilisée pour la mesure de température à plusieurs endroits du cryostat. Les sondes de température sont des résistances Allen-Bradley, 100 Ω (bolomètres). Elles sont convenablement aplaties d'un côté pour un bon contact thermique.

La majeure partie des pertes est supportée par l'azote. Les pertes résiduelles sur l'hélium sont de ~ 250 mW, ce qui permet une autonomie en hélium de trois jours (en particulier, le cryostat reste à 4,2 K pendant tout un week-end).

Le cryostat comporte aussi un circuit indépendant de refroidissement à l' ^3He . Il sera utilisé très prochainement. Dans ce cas, le contact thermique entre la plaque contenant les éléments de l'expérience et le réservoir à ^4He pompé sera supprimé.

Le principe de fonctionnement du circuit à ^3He est le suivant. Du gaz ^3He est injecté par un tube capillaire et thermalisé à tous les étages du cryostat. Il est finalement liquifié autour du réservoir à ^4He pompé et injecté dans un réservoir. Le réservoir est pompé et la faible pression de vapeur résiduelle doit nous permettre d'atteindre une température de 0,7 K. Pour mesurer des températures aussi basses, des résistances de 22 Ω seront utilisées.

Deux raisons nous poussent à l'utilisation prochaine du refroidissement à l' ^3He : d'abord, le nombre de photons thermiques dans la cavité est notablement réduit et ensuite une température aussi basse que 0,7 K doit permettre d'atteindre des valeurs plus élevées pour le facteur de qualité de la cavité.

2.2 Niveaux atomiques choisis

Plusieurs effets de couplage entre atomes et rayonnement ont été mis en évidence dans le passé par l'utilisation d'atomes de Rydberg couplés à des cavités de haut

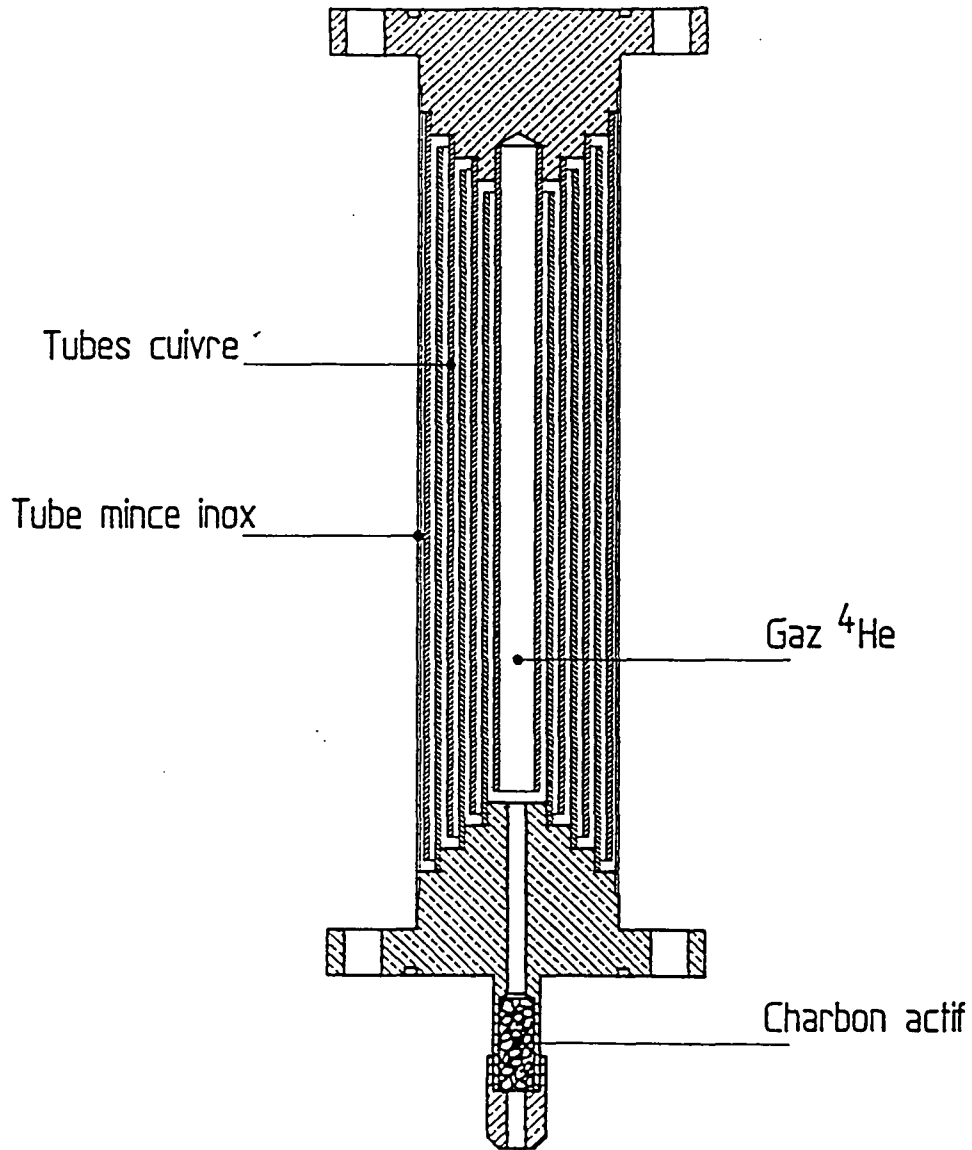


Figure 2.3 : Intérieur des “interrupteurs” thermiques. Plusieurs tubes de cuivre sont intercalés à l’intérieur d’un cylindre en inox mince. Chaque tube en cuivre n’est en contact qu’avec une extrémité de l’interrupteur.

facteur de qualité [48][25]. L'avantage de ces niveaux atomiques est que leurs éléments de matrice de dipôle électrique sont très supérieurs à ceux des niveaux plus profonds.

Le montage expérimental que nous venons de décrire a une longueur de ~ 25 cm entre la préparation des atomes et leur détection. L'analyse des interactions subies par les atomes au long du dispositif requiert la survie des niveaux en question pendant leur traversée.

Les atomes de Rydberg "circulaires" ont des durées de vie compatibles avec cette exigence. Un atome circulaire est un atome dont l'électron externe est dans un état de moment angulaire maximal. En d'autres termes, $l = |m| = n - 1$, où l se réfère au moment angulaire orbital, m à la projection de ce moment angulaire sur l'axe z (de quantification) et n est le nombre quantique principal. Nous avons choisi de travailler sur la transition entre les niveaux circulaires $n = 50$ et $n = 51$. La fréquence de cette transition, $\nu_{\text{at}} = 51,0990983$ GHz, est à la portée des techniques modernes en ce qui concerne les sources et les cavités micro-ondes. Dans la suite, on décrit les propriétés de ces niveaux atomiques circulaires qui ont guidé notre choix.

2.2.1 Propriétés générales des atomes circulaires

Pour préparer un atome circulaire, il faut lui transférer non seulement de l'énergie mais aussi du moment cinétique. Il n'est pas possible de faire ce transfert uniquement au moyen de transitions optiques (qui excitent fortement l'atome mais ne lui transmettent chacune qu'un seul quantum de moment cinétique). Le transfert de moment cinétique sera fait entre niveaux de même nombre quantique principal n , à énergie quasi constante. Dans la méthode de préparation que nous avons choisie, un champ électrique est appliqué pour lever la dégénérescence entre les différentes valeurs de l et de m . Cette méthode, qui a été introduite par Hulet et Kleppner [41], sera décrite en détail dans la section 2.3.

Pour la compréhension de plusieurs aspects du problème, il est important de connaître le comportement des niveaux atomiques en présence d'un champ électrique statique. Une première approche, qui sera suffisante dans un premier temps, consiste à faire cette analyse dans le cas de l'Hydrogène (ou, pour un atome à plusieurs électrons, en négligeant l'interaction entre l'électron externe et le cœur).

L'introduction du champ statique brise la symétrie sphérique, mais il subsiste une symétrie cylindrique. Ceci implique que l n'est plus un "bon" nombre quantique, alors que m le reste toujours. En fixant l'axe z parallèle au champ électrique, on voit que les états sphériques $|n, l, m\rangle$ se couplent pour des valeurs de m fixées [78]. Le hamiltonien sera diagonal dans la base des états paraboliques $|n_1, n_2, m\rangle$, où $n_1 + n_2 + |m| + 1 = n$. Ceci est valable si le champ est suffisamment faible pour ne pas coupler significativement des états de n différents. Les états paraboliques peuvent aussi s'écrire $|n, n_1, m\rangle$ (n_1 prend les valeurs $n_1 = 0, 1, 2, \dots, n - |m| - 1$). Dans cette base, les états circulaires s'écrivent, pour un n donné, $|n, n_1 = n_2 = 0, m = \pm(n - 1)\rangle$. Les énergies E des états paraboliques, jusqu'à l'ordre 2 en champ électrique F , s'écrivent (en unités atomiques) [79]:

$$\begin{cases} E_0 = -\frac{1}{2n^2} \\ E_1 = \frac{3}{2}(n_1 - n_2)nF \\ E_2 = -\frac{1}{16}[17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19]n^4F^2 \end{cases} \quad (2.1)$$

Tant que $3/2 n^2F < 1/2n^3$, les multiplicités voisines de n différents ne se mélangent pas. Pour $n = 50$, le champ doit être plus petit que 5,5 V/cm.

A partir de ces formules, il est possible de construire un diagramme des niveaux d'énergie en présence d'un champ électrique. La multiplicité de $n = 50$ se répartit en un éventail de niveaux qui sont classés par valeur de m . Pour chaque valeur de m , il y a $n - |m|$ niveaux, d'énergie croissante en fonction de n_1 . On représente sur la figure 2.4 l'allure de ce diagramme pour les multiplicités $n = 50$ et $n = 51$. Les niveaux de plus faible énergie, pour chaque valeur de m , sont les niveaux avec $n_1 = 0$. Le niveau circulaire est indiqué explicitement sur la figure. Sa préparation sera faite au moyen de transitions entre les niveaux de $n_1 = 0$ en partant d'un niveau de faible m . Le diagramme de la figure 2.4 est appelé diagramme Stark et les niveaux sont appelés niveaux Stark.

A partir du diagramme Stark, nous pouvons voir aussi qu'il est avantageux d'avoir un champ électrique en permanence. En absence d'un champ directeur, il n'y a pas d'axe de quantification physique. Le niveau circulaire est dégénéré avec un grand nombre de niveaux. Le moindre champ parasite peut les coupler et induire un transfert de population du niveau circulaire vers d'autres niveaux. L'atome est circulaire par rapport à un certain axe de quantification, qui doit ici être physiquement imposé et doit rester de direction et de sens fixes. Cependant, si la direction du champ directeur varie assez lentement, l'axe de quantification du niveau circulaire la suivra adiabatiquement, préservant le caractère circulaire de l'atome [80].

Etant donnée la précision spectroscopique que l'on veut atteindre dans nos expériences, nous devons nous inquiéter en premier lieu de la sensibilité des raies entre états circulaires à la présence de ce champ. Comme on peut le voir sur les équations 2.1, pour un atome circulaire ($n_1 = n_2 = 0$) l'effet Stark est quadratique. Pour des champs faibles, ceci implique une variation lente avec le champ. Pour la transition entre $n = 50$ et $n = 51$, l'effet Stark quadratique différentiel est petit, de l'ordre de $-255 \text{ kHz}/(\text{V/cm})^2$. Nous allons travailler dans des champs statiques de $\sim 0,5 \text{ V/cm}$, ce qui donne un déplacement de raie de $\nu - \nu_0 \approx -64 \text{ kHz}$. D'autre part, l'élargissement de la raie dû aux inhomogénéités de champ électrique est donné par $\Delta\nu = 255 \text{ kHz}/(\text{V/cm})^2 \cdot 2|F\Delta F|$. Pour avoir des largeurs de raies de l'ordre du kHz (pour un champ de 0,5 V/cm), il faut avoir un champ électrique homogène à mieux que 1%.

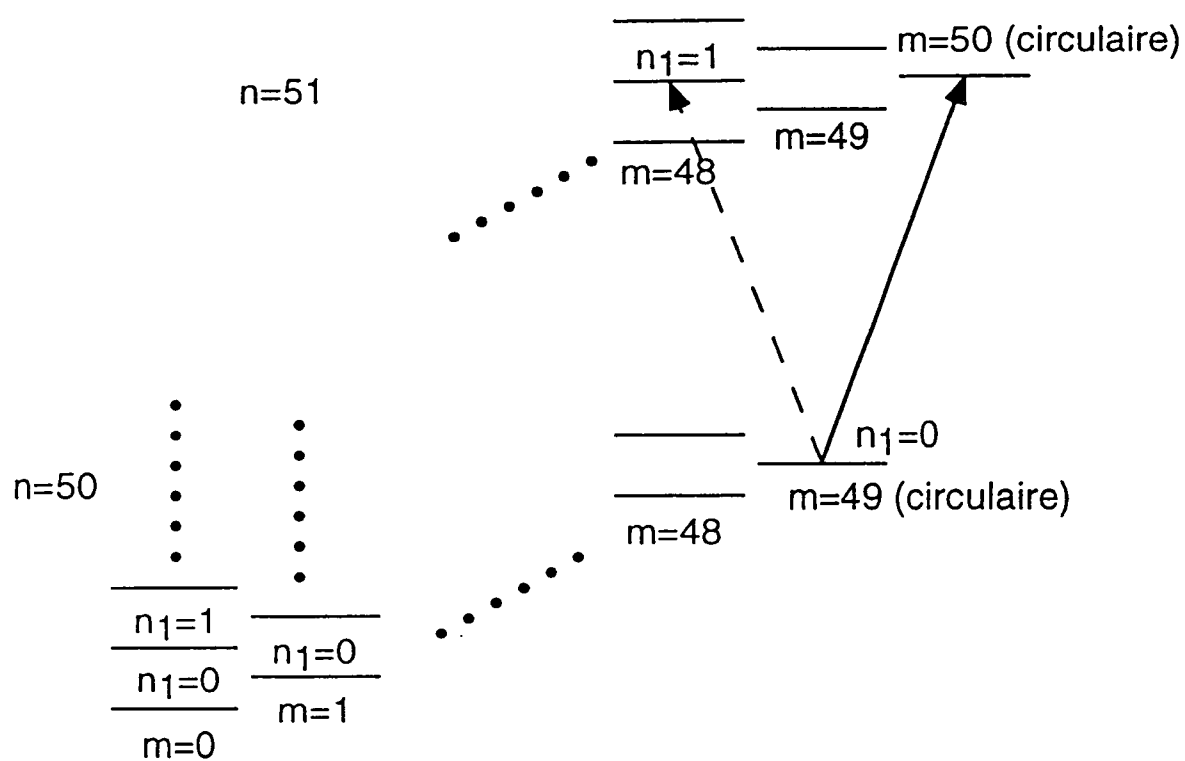


Figure 2.4 : Représentation de la structure des multiplicités Stark $n = 50$ et $n = 51$ de l'Hydrogène. Les niveaux circulaires de chaque multiplicité sont indiqués.

En présence d'un champ magnétique faible, B_0 , la fréquence de transition entre niveaux circulaires est déplacée de la quantité:

$$\Delta\nu = \mu_B B_0, \quad (2.2)$$

où μ_B (magnéton de Bohr) vaut 1,4 MHz/Gauss. Il est clair que l'homogénéité du champ magnétique est aussi importante que celle du champ électrique. Il nous faut un champ magnétique homogène à mieux que le mGauss pour avoir des largeurs de raies de l'ordre du kHz.

Les autres propriétés des atomes circulaires qui vont nous intéresser ici sont le fait qu'ils constituent un "véritable" atome à deux niveaux et, surtout, leur longue durée de vie. L'analyse de ces deux questions demande la connaissance de l'élément de matrice de dipôle électrique entre les niveaux circulaires (dans le cas présent $n = 50$ et $n = 51$). L'élément de matrice de dipôle s'écrit:

$$\vec{d}_{eg} = \langle e | e\vec{r} | g \rangle, \quad (2.3)$$

où \vec{r} est l'opérateur position de l'électron. On sait que deux niveaux circulaires voisins ne sont couplés que par une polarisation σ^+ , parce que l'on a $\Delta m = +1$. Il s'agit de niveaux qui occupent des orbites très éloignées du cœur, ce sont des niveaux quasi-classiques. Le dipôle de la transition doit être donné, avec une bonne approximation, par la valeur classique du dipôle quadratique moyen $n^2 e a_0 / \sqrt{2}$. La valeur du dipôle est alors $1768 \times e a_0 = 1,492 \cdot 10^{-26}$ C.m. La valeur qui sort d'un calcul entièrement quantique [42][28] est $1776 \times e a_0 = 1,499 \cdot 10^{-26}$ C.m.

La longue durée de vie d'un niveau circulaire est due au fait que les règles de sélection dipolaire électrique ne lui permettent de se désexciter que vers le niveau circulaire immédiatement inférieur (celui avec $n' = n - 1$) [79]. L'expression du taux de désexcitation radiative d'un niveau circulaire (pour un atome placé dans le vide) est [54]

$$\bar{\gamma}_{e \rightarrow g} = \frac{\omega_0^3 |\vec{d}_{eg}|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}, \quad (2.4)$$

où ω_0 est la fréquence (en unités de pulsation) de la transition entre e (niveau circulaire qui se désexcite) et g (niveau circulaire immédiatement inférieur) et \vec{d}_{eg} est le dipôle de cette même transition. Pour $n = 50$ ou $n = 51$, la durée de vie vaut $\bar{\tau}_{\text{circ.}} \sim 30$ ms. Cette durée de vie des niveaux correspond à une largeur de raie intrinsèque entre les niveaux circulaires $n = 50$ et $n = 51$ de $\Delta\nu = 10$ Hz. Pour des atomes de ^{85}Rb , à une vitesse de 300 m/s (à peu près la vitesse thermique), elle correspond à une distance de vol de 9 m! Si on ralentit les atomes à une vitesse de 30 m/s, ils pourront encore parcourir une distance de 90 cm pendant leur temps de vie, largement supérieure aux 25 cm du dispositif expérimental. On peut aussi comprendre les longues durées de vie des atomes circulaires à travers une image classique. Contrairement aux

atomes de faible moment angulaire, qui ont des orbites elliptiques, l'électron est sur une orbite circulaire. Il est donc moins accéléré que s'il avait une orbite elliptique et, classiquement, rayonne moins.

Les atomes circulaires sont aussi une excellente approximation d'un atome à deux niveaux. Leur structure fine est hydrogénoïde et est représentée sur la figure 2.5 (qui n'est pas à l'échelle). Chacun des niveaux est séparé en deux composantes, décalées de moins de 10 kHz de la valeur non-perturbée ($n \sim 50$). La raie circulaire-circulaire est dédoublée, mais les deux composantes sont séparées de moins de 50 Hz.

La transition montante ($n = 50 \rightarrow n = 51$) σ^- , qui est indiquée sur la figure 2.4, est dégénérée avec la transition circulaire \rightarrow circulaire, au premier ordre en champ électrique (son déplacement est aussi quadratique dans le champ et vaut, pour la transition $n = 50 \rightarrow n' = 51$, $-440 \text{ kHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$). Son élément de matrice de dipôle peut être calculé à partir de la décomposition de $|n = 51, m = 48, n_1 = 1\rangle$ dans la base sphérique (m vaut toujours 48):

$$|n = 51, n_1 = 1\rangle = 0,704|n = 51, l = 48\rangle - 0,711|n = 51, l = 50\rangle \quad (2.5)$$

Le développement à l'ordre le plus bas en n et l donne les éléments de matrice rélevants [81]:

$$\begin{aligned} \|\langle n = 51, l = 48, m = 48 | \hat{r} | n = 50, l = 49, m = 49 \rangle\| &\simeq \frac{1}{\sqrt{2}} R_{n'=n-1, l'=n-2}^{n, l=n-3} \\ \|\langle n = 51, l = 50, m = 48 | \hat{r} | n = 50, l = 49, m = 49 \rangle\| &\simeq -\frac{1}{4l} R_{n'=n-1, l'=n-2}^{n, l=n-1} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le dipôle prend la valeur $|\vec{d}| \simeq 27 \times e a_0$. Cette valeur est ~ 65 fois plus petite que celle trouvée pour le dipôle de la transition entre niveaux circulaires. Le couplage entre le niveau circulaire $n = 50$ et le niveau $|n = 51, m = 48, n_1 = 1\rangle$ est donc négligeable par rapport au couplage entre les niveaux circulaires $n = 50$ et $n = 51$.

Dans la prochaine section, nous allons voir comment on prépare les atomes circulaires. On décrira la méthode de préparation en détail, en donnant les paramètres expérimentaux et indiquant les techniques expérimentales utilisées.

2.3 Préparation des atomes circulaires avec $n \sim 50$

Pour préparer un atome circulaire à partir du niveau fondamental (qui a un moment angulaire nul), il est nécessaire de transférer à l'atome plusieurs unités de moment angulaire. Dans le cas de $n = 50$, il faut lui transférer 49 de ces unités.

La méthode que nous avons choisie pour ce transfert de moment angulaire consiste à appliquer un champ électrique à l'atome, ce qui lève la dégénérescence entre les

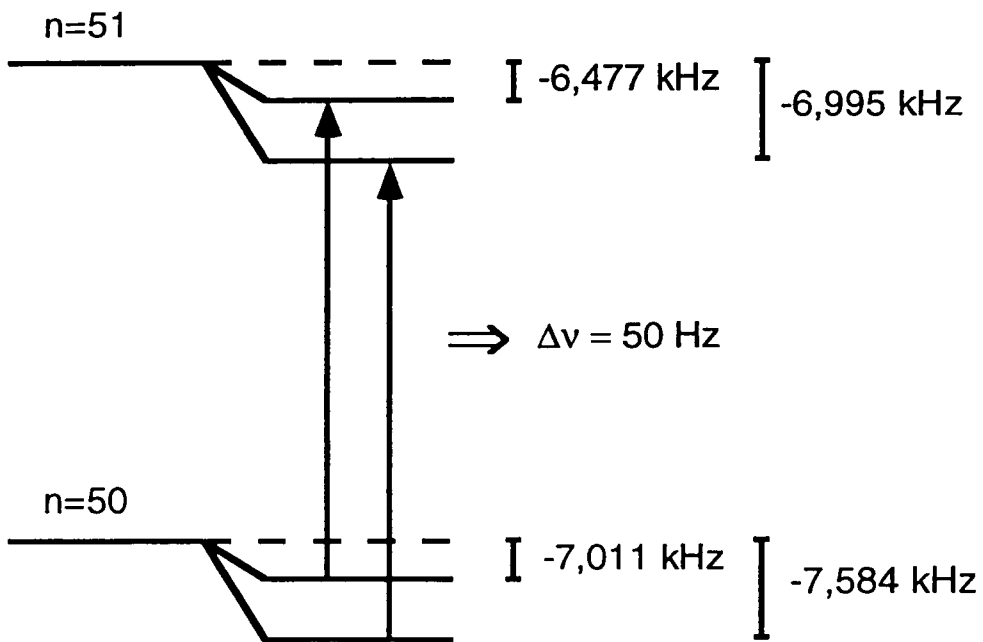


Figure 2.5 : Structure fine des niveaux circulaires $n = 50$ et $n = 51$. La figure n'est pas à l'échelle.

niveaux de la multiplicité $n = 50$ et les ouvre en éventail. Un de ces niveaux, de faible m , est préparé par excitation laser à partir du niveau fondamental et est ensuite porté dans le niveau circulaire par moyen d'une série de transitions radio-fréquence (RF). La procédure est séparée en deux étapes distinctes: la première, d'excitation laser, transfère de l'énergie aux atomes sans une augmentation substantielle de moment angulaire; la deuxième étape, complémentaire, transfère du moment angulaire sans grand changement d'énergie.

Dans cette section, nous allons décrire en détail la méthode de préparation des atomes circulaires et les techniques expérimentales employées pour cette préparation. Nous allons voir comment on a identifié les niveaux circulaires, avec leur effet Stark quadratique et nous discuterons de l'efficacité et de la pureté de la préparation [43].

2.3.1 La méthode de préparation

Nous avons choisi de travailler avec un atome alcalin, le Rubidium (^{85}Rb), pour la simplicité de l'excitation laser. Le niveau $50f$ est préparé par trois transitions optiques, toutes réalisées à l'aide de diodes laser, peu coûteuses et d'utilisation simple [82][83]. Le ^{85}Rb est cependant un atome à plusieurs électrons. Les effets de pénétration et de polarisation du cœur sous l'effet du mouvement de l'électron externe sont importants pour les niveaux de faible l . Pour ces niveaux, on doit s'attendre à trouver de grands écarts à la structure hydrogénoïde.

On tient compte des effets du cœur par l'introduction des défauts quantiques pour le ^{85}Rb [84]. Pour les faibles valeurs de l , ces défauts quantiques donnent des corrections importantes. En particulier, la structure de ces niveaux en présence d'un champ électrique ne peut pas être donnée par les formules (2.1). Pour la connaître, on a diagonalisé numériquement le Hamiltonien

$$H = H_0 - \vec{d} \cdot \vec{F} , \quad (2.7)$$

où H_0 est le Hamiltonien atomique non-perturbé ($H_0 = \frac{p^2}{2m} - V(r)$). Le potentiel $V(r)$ est "self-consistent" pour tenir compte de l'interaction de l'électron externe avec le cœur. Les états propres de H_0 sont, au premier ordre, ceux de l'Hydrogène avec, pour énergies propres, les énergies corrigées par l'introduction des défauts quantiques.

Ces énergies sont calculées par l'expression:

$$E(n, l_j) = \frac{Ry}{[n - \epsilon_{nl_j}]^2} , \quad (2.8)$$

où Ry est la constante de Rydberg pour le ^{85}Rb et ϵ_{nl_j} est le défaut quantique du niveau en question. L'indice j indique que, pour des faibles valeurs de l , il est aussi nécessaire de tenir compte des effets relativistes. Un développement d'ordre 2 donne pour le défaut quantique [85][79]:

$$\varepsilon_{nlj} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2/(n - \varepsilon_1)^2. \quad (2.9)$$

Les défauts quantiques du ^{85}Rb sont écrits sur le tableau 2.1. Dans le calcul numérique, on tient compte des défauts quantiques pour $l \leq 7$. Au delà de cette valeur, ils sont négligeables. Comme le Hamiltonien H ne couple pas des valeurs différentes de m , la diagonalisation est faite séparément pour chaque valeur de m . Le calcul pour la multiplicité n tient compte des 4 multiplicités les plus proches ($n' = n \pm 1$ et $n'' = n \pm 2$).

Défauts Quantiques du ^{85}Rb	
Moment Cinétique (l)	Défaut Quantique (ε_{nl})
$l = 0$	$\varepsilon_{nlj} = 3,131145 + 0,195/(n - 3,131145)^2$
$l = 1, j = 1/2$	$\varepsilon_{nlj} = 2,65486 + 0,280/(n - 2,65486)^2$
$l = 1, j = 3/2$	$\varepsilon_{nlj} = 2,64165 + 0,318/(n - 2,64165)^2$
$l = 2, j = 3/2$	$\varepsilon_{nlj} = 1,34807 - 0,603/(n - 1,34807)^2$
$l = 2, j = 5/2$	$\varepsilon_{nlj} = 1,34642 - 0,545/(n - 1,34642)^2$
$l = 3$	$\varepsilon_{nlj} = 0,01653 - 0,0912/(n - 0,01653)^2$
$l = 4$	$\varepsilon_{nl} = 0,004$
$l = 5$	$\varepsilon_{nl} = 1 \cdot 10^{-3}$
$l = 6$	$\varepsilon_{nl} = 6 \cdot 10^{-4}$
$l = 7$	$\varepsilon_{nl} = 3 \cdot 10^{-4}$

Tableau 2.1 : Valeurs des défauts quantiques du ^{85}Rb , pour $l \leq 7$. Pour $l > 2$, la structure fine est négligée.

Le diagramme Stark donné par le calcul numérique est représenté sur la figure 2.6 pour un champ $F_0 = 2,4 \text{ V/cm}$ (seules les valeurs positives de m sont représentées). On reprend ici la notation des niveaux paraboliques. Comme sur la figure 2.4, il y a un éventail de niveaux qui sont classés par valeur de m . Pour chaque valeur de m , il y a $n - m$ niveaux. Parmi ces $n - m$ niveaux, celui qui a l'énergie la plus faible est le niveau $n_1 = 0$. La structure pour $m \leq 1$ n'est pas représentée sur ce diagramme.

Les niveaux de la bordure inférieure de la multiplicité sont connectés par des flèches en trait plein sur la figure. Ces flèches indiquent une suite de transitions qui mènent à l'état circulaire. Elles sont toutes dégénérées à la fréquence $\nu_{\text{RF}} = 230 \text{ MHz}$. Pour

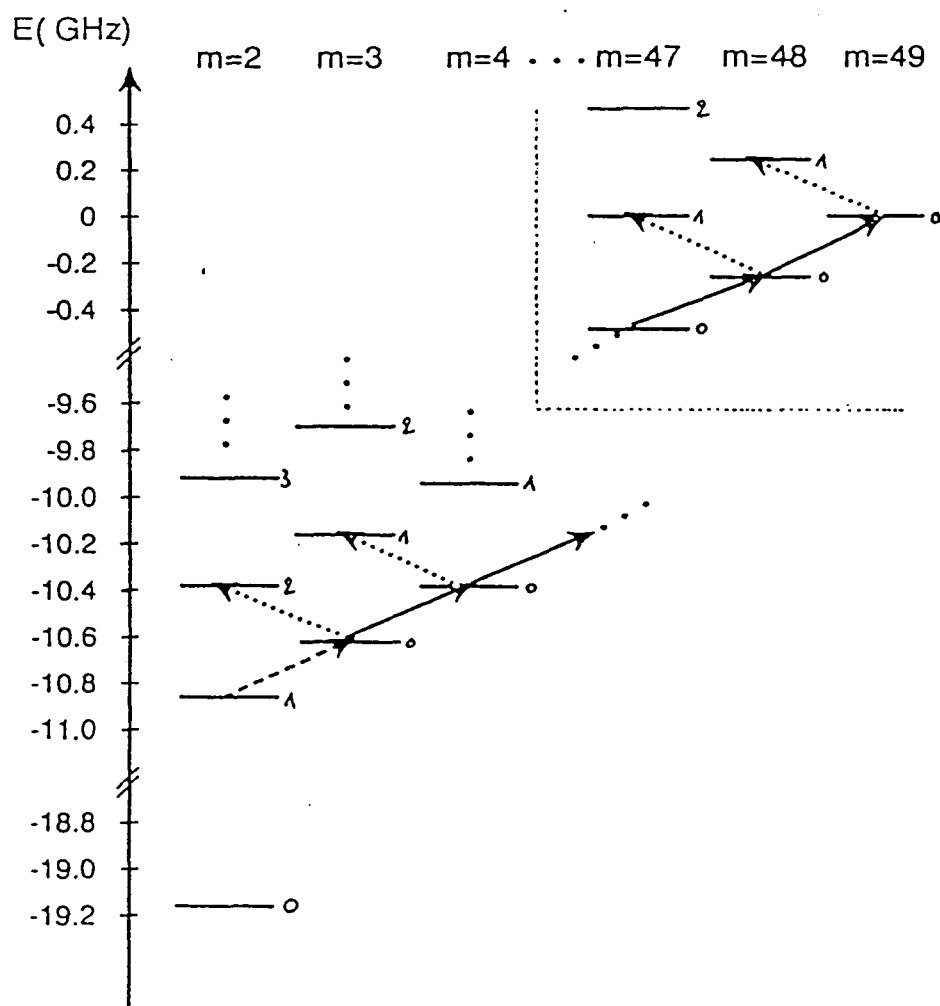


Figure 2.6 : Energie des niveaux Stark de $n = 50$ dans un champ électrique de 2,4 V/cm. Les entiers mentionnés à côté de chaque niveau sont les valeurs de n_1 qui leur correspondent.

tous les niveaux connectés par ces flèches, nous avons $n_1 = 0$, à la seule exception du premier, le niveau $m = 2$. En effet, le diagramme Stark du ^{85}Rb ne retrouve la régularité hydrogénoïde qu'à partir de $m = 3$. Remarquablement, dans le champ $F_0 = 2,4 \text{ V/cm}$, la transition à partir du niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ vers le niveau $|m = 3, n_1 = 0\rangle$ est aussi dégénérée avec les transitions qui mènent au niveau circulaire. Ceci indique la voie pour la préparation du niveau circulaire: on prépare d'abord le niveau $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ avec les lasers et on induit ensuite 47 transitions radio-fréquence avec $\Delta m = +1$ et $\Delta n_1 = 0$ (à l'exception de la première, pour laquelle $\Delta n_1 = -1$).

Il y a, cependant, d'autres transitions partant des mêmes niveaux qui sont dégénérées à la même fréquence. Ces transitions mènent à l'intérieur de la multiplicité et sont appelées transitions "parasites". Elles sont indiquées sur la figure 2.6 par des flèches en traits pointillés. Il est nécessaire de s'affranchir des transitions parasites pour préparer efficacement l'état circulaire.

Dans la méthode originale de préparation d'atomes de Rydberg circulaires, les niveaux préparés étaient des niveaux de nombre quantique principal n relativement faible (n entre 20 et 30) [41][42]. Pour ces niveaux, il était possible de travailler dans des champs électriques considérablement plus forts sans que les multiplicités voisines ne soient notablement couplées (cf. les équations 2.1). Les valeurs de champ électrique utilisées étaient de l'ordre de 200 V/cm et les fréquences de transition étaient de plusieurs GHz. Le point essentiel est que l'effet Stark de deuxième ordre était résolu dans ces expériences. On voit sur les équations 2.1 que, à cause de l'effet Stark de deuxième ordre, la fréquence des transitions avec $\Delta m = +1$ augmente en fonction de m alors que la fréquence des transitions de $\Delta m = -1$ diminue en fonction de m . Dans la mesure où le niveau de départ du passage adiabatique était déjà un niveau de $m = 2$, ou $m = 3$ [79], la dégénérescence entre les transitions parasites et celles menant au niveau circulaire était levée dès le début.

Comme nous préparons un niveau de $n \sim 50$, la situation est notablement différente. L'effet Stark de deuxième ordre apporte des corrections seulement de l'ordre de 1 MHz entre les premières transitions et les dernières. A cause des largeurs de raie inhomogènes, ces corrections ne sont pas résolues et il a été nécessaire de trouver un autre moyen de s'affranchir des transitions parasites. Notre solution pour le faire consiste à introduire un champ magnétique parallèle au champ électrique. Le champ magnétique que nous appliquons est de $B_0 = 18 \text{ Gauss}$. Il décale la fréquence des bonnes transitions de $+25 \text{ MHz}$ ($\Delta m = +1$) tandis que celle des transitions parasites est décalée de -25 MHz ($\Delta m = -1$). Les transitions parasites se trouvent alors décalées de -50 MHz par rapport aux bonnes transitions et ne gênent plus la préparation des atomes circulaires.

Il y a une autre conséquence de l'introduction du champ magnétique. Dans la méthode originale, la préparation était symétrique: à la fin de la procédure, les deux niveaux circulaires, $m = \pm(n - 1)$, étaient préparés. Dans notre méthode, le champ magnétique lève la dégénérescence entre les transitions σ^+ et σ^- . De ce fait, la source radio-fréquence ne peut pas préparer les deux niveaux circulaires à la fois. En fait,

nous verrons un peu plus loin (cf. § 2.3.2) que cette brisure de symétrie intervient déjà pendant la préparation du niveau initial, $|n = 50, m = +2, n_1 = 1\rangle$. Les composantes Zeeman des premières transitions optiques sont résolues et séparées par pompage optique (le niveau $m = -2$ n'est donc pas préparé).

Pour que le transfert du niveau initial, $m = 2$, vers l'état circulaire soit efficace et sélectif, il est nécessaire de l'effectuer par un passage adiabatique, où l'atome absorbe 47 photons de la source RF. En effet, en envoyant simplement un champ RF résonnant avec les transitions menant au niveau circulaire, on répartirait la population atomique sur tous les niveaux de $n_1 = 0$ (on peut, au mieux, avec une grande puissance, saturer toutes les transitions).

L'analyse du problème est simplifiée par l'utilisation du modèle de l'atome habillé. La figure 2.7 montre comment varie l'énergie des niveaux habillés de l'atome + le champ RF, à la fréquence $\nu_{\text{RF}} = 255$ MHz (B_0 est présent), en fonction du champ électrique. Les traits fins représentent les niveaux en absence de couplage atome - champ RF, qui se croisent pour la valeur $F_0 = 2,4$ V/cm. Ces niveaux sont des produits tensoriels d'un état atomique par un état du champ RF. Ils sont du type $|n, m, n_1; N_{\text{RF}}\rangle$ (N_{RF} est le nombre de photons présents dans le champ radio-fréquence; $N_{\text{RF}} \gg 1$). On voit donc qu'à résonance les niveaux $|n = 50, m = 2, n_1 = 1; N_{\text{RF}}\rangle, |n = 50, m = 3, n_1 = 0; N_{\text{RF}} - 1\rangle, \dots, |n = 50, m = 49, n_1 = 0; N_{\text{RF}} - 47\rangle$ ont la même énergie.

Pour une valeur du champ électrique $F_i > F_0$, l'état $|n = 50, m = +2, n_1 = 1; N_{\text{RF}}\rangle$ a la plus petite énergie. De même, pour un champ $F_f < F_0$, c'est l'état circulaire, avec $N_{\text{RF}} - 47$ photons $|n = 50, m = +49, n_1 = 0; N_{\text{RF}} - 47\rangle$ qui a l'énergie la plus faible.

En présence du couplage, les états propres du hamiltonien sont les états habillés atome - champ RF, qui se repoussent. Le croisement des niveaux non-couplés, à la valeur du champ électrique $F_0 = 2,4$ V/cm, devient un anticroisement des 48 niveaux. Les niveaux habillés atome - champ RF sont représentés par les traits épais. On voit que le niveau habillé de plus faible énergie se raccorde asymptotiquement au niveau $m = 2$ en champ fort et au niveau circulaire en champ faible. Le passage adiabatique se fait en préparant $m = 2$ dans un champ $F_i > F_0$ et en diminuant lentement le champ électrique jusqu'à une valeur $F_f < F_0$. L'atome suit alors toujours le niveau habillé de plus faible énergie et absorbe 47 photons du champ RF pour occuper, à la fin du processus, le niveau circulaire. Le critère d'adiabaticité habituel est que le temps de décroissance du champ électrique doit être grand devant l'inverse de la fréquence de Rabi qui caractérise le couplage atome - RF. De plus, la variation de la fréquence de transition correspondant à la plage de champ balayée doit être grande devant cette même fréquence de Rabi (qui donne le plus petit écart en énergie entre les niveaux habillés) [86].

Une inspection de la figure 2.7 indique que la préparation des atomes circulaires devrait être possible aussi en partant d'un champ plus faible que le champ $F_0 = 2,4$ V/cm. Dans ce cas, il faudrait augmenter lentement le champ pour suivre adiabatiquement le niveau de plus grande énergie. Nous allons voir maintenant pourquoi ceci n'est pas possible.

Le choix de la plage sur laquelle on balaye le champ électrique est fait par inspection

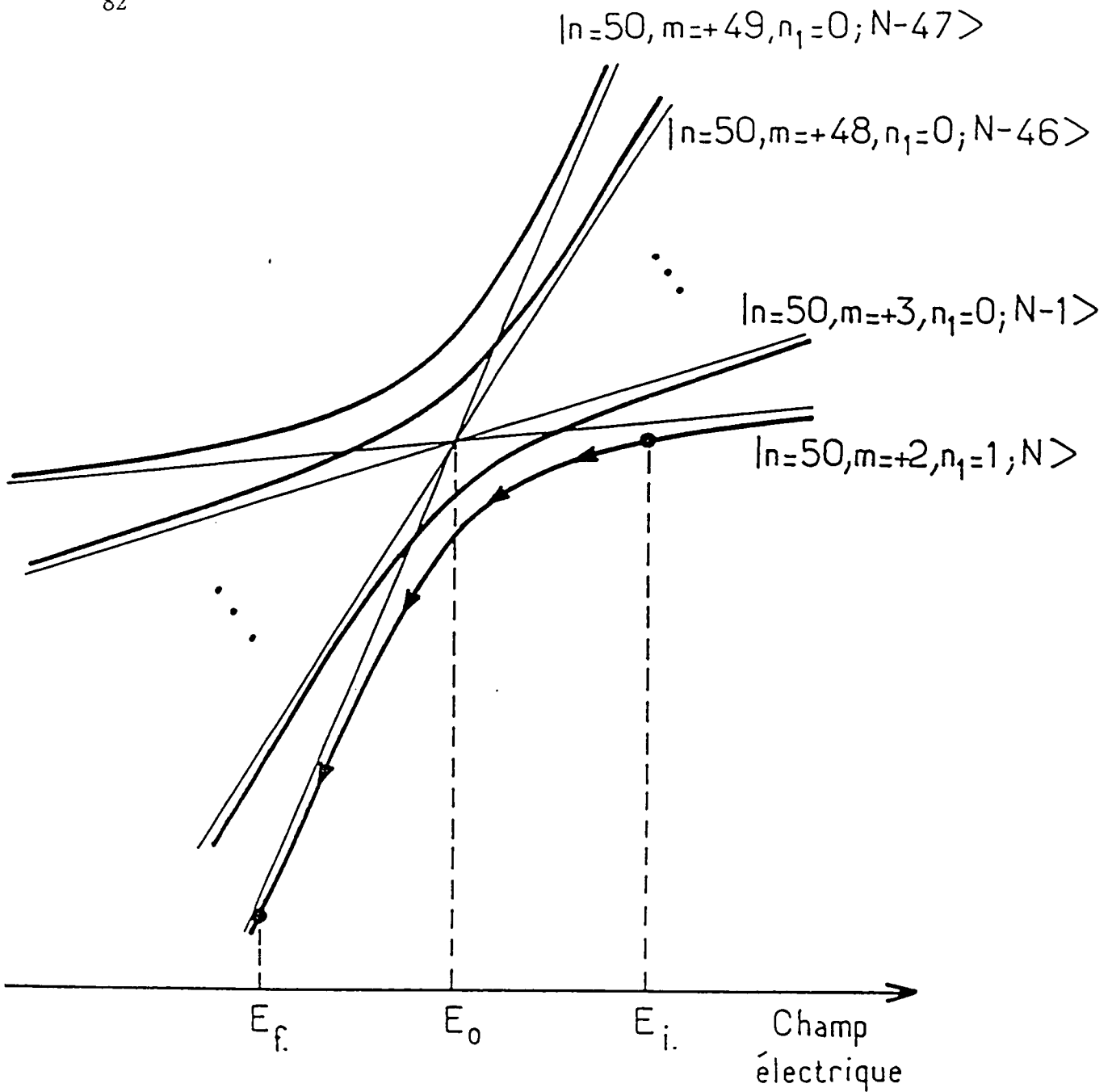


Figure 2.7 : Niveaux Stark habillés par la source radio-fréquence, en fonction du champ électrique. En trait fin, on voit les niveaux non-couplés, qui se croisent pour un champ de 2,4 V/cm. En trait épais, les niveaux habillés qui s'anticroisent pour la même valeur du champ.

de la figure 2.8. Elle représente les fréquences des transitions RF pour les niveaux du bord de la multiplicité (jusqu'à la transition $m = 3 \rightarrow m = 4$ à partir de laquelle la structure est hydrogénoïde) et pour les transitions parasites. Le champ magnétique B_0 est présent. La fréquence de la transition $m = 2 \rightarrow m = 3$ est dégénérée avec les transitions suivantes menant au niveau circulaire pour un champ électrique entre 0,5 V/cm et 3,5 V/cm (en tenant compte des largeurs des transitions de quelques MHz).

Pour un champ de 1,9 V/cm, une transition parasite qui mène du niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ au niveau $|m = 1, n_1 = 3\rangle$ est dégénérée avec les bonnes transitions. On voit aussi sur la figure la fréquence de la source RF, qui est représentée par un trait épais. Si l'on partait d'un champ électrique plus faible que F_0 , la source RF serait résonnante avec la transition $|m = 2, n_1 = 1\rangle \rightarrow |m = 1, n_1 = 3\rangle$ avant de pouvoir induire les transitions vers l'état circulaire. Il est donc nécessaire de partir d'une valeur du champ plus élevée que F_0 .

Deux contraintes nous sont imposées pour le choix de la plage de variation du champ électrique. D'une part, le champ électrique ne peut pas être trop élevé afin d'éviter que les transitions parasites ne puissent être résonnantes. D'autre part, une des conditions d'adiabaticité est que la variation de la fréquence des transitions RF (déterminée par la variation du champ électrique) doit être grande devant la fréquence de Rabi. Si la fréquence des transitions parasites était plus éloignée de celle des bonnes transitions, il serait facile de respecter ces deux contraintes.

Ce n'est clairement pas le cas ici. Le mieux que nous pouvons faire est de commencer le passage adiabatique à une valeur du champ électrique pour laquelle la fréquence RF est à mi-chemin entre les bonnes transitions et les transitions parasites. D'après la figure 2.8, la plage sur laquelle on peut balayer le champ électrique n'est pas très grande. Nous avons choisi de travailler entre $F_i = 2,6$ V/cm et $F_f = 2,1$ V/cm, ce qui correspond à un changement de fréquence pour les bonnes transitions de seulement ~ 50 MHz. Donc, au départ, la fréquence des transitions est à peine 25 MHz plus grande que la fréquence de la source RF.

Si, au moment où la source RF est branchée, le champ électrique a une valeur qui n'est pas très distante de la valeur du champ pour laquelle les niveaux habillés s'anticroisent, la correspondance que nous avons établie entre le niveau $|m = 2, N_{\text{RF}}\rangle$ et le niveau habillé de plus faible énergie n'est plus valable. Autrement dit, si la source RF est subitement branchée, le niveau initial ($m = 2, n_1 = 1$) va se projeter sur différents niveaux habillés, alors que seul le niveau habillé de plus faible énergie permet de préparer l'état circulaire.

Nous avons trouvé expérimentalement un moyen de nous affranchir de ce problème. La RF est branchée et débranchée de façon adiabatique. De cette façon, nous passons continument de la base découplée à la base couplée. Les atomes, qui sont initialement préparés dans le niveau $m = 2$, se retrouvent dans le niveau habillé de plus faible énergie au moment où la RF atteint sa puissance maximale. A la fin du processus, la RF est aussi débranchée adiabatiquement et les atomes sont transférés dans le niveau circulaire.

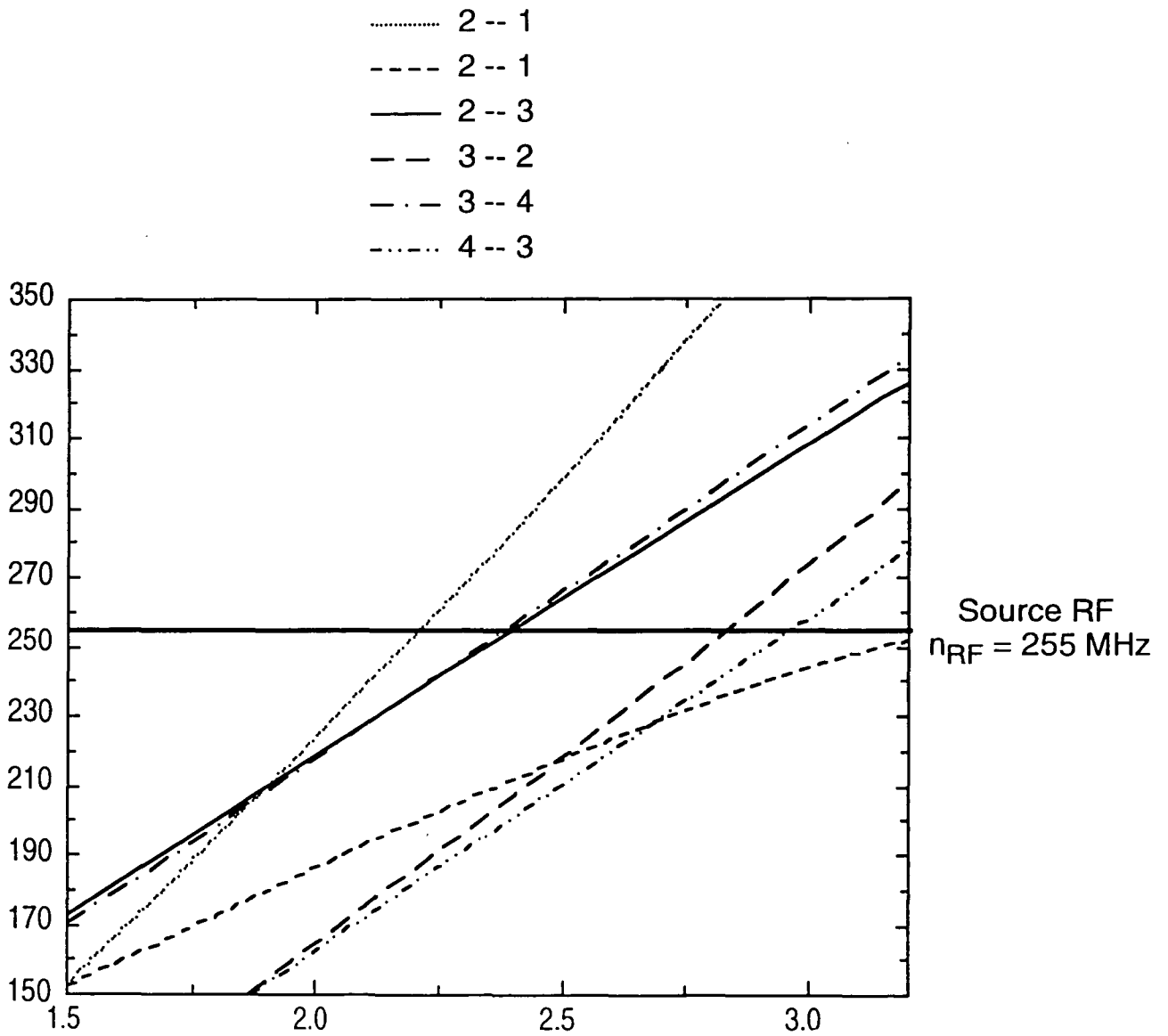


Figure 2.8 : Fréquences de transition entre les niveaux de la multiplicité Stark pour $n = 50$, en fonction du champ électrique. La fréquence de la source RF est représentée par un trait épais horizontal.

L'adiabaticité du processus a été déterminée de façon expérimentale, en fonction des paramètres que nous pouvions faire varier (fréquence de la RF, forme de l'impulsion RF, instant de son branchement, valeurs initiale et finale du champ électrique,...). La séquence temporelle utilisée est illustrée sur la figure 2.9. Le champ électrique varie entre $F_i = 2,6$ V/cm et $F_f = 2,1$ V/cm en $5 \mu\text{s}$. A l'instant où le champ commence à décroître la RF est branchée et son intensité croît linéairement pendant $3 \mu\text{s}$. Elle reste à sa puissance maximale pendant $0,2 \mu\text{s}$ et décroît ensuite en $2 \mu\text{s}$. A la fin de cette procédure, les atomes sont passés de l'état $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ à l'état circulaire.

La fréquence de Rabi maximale vaut ~ 50 MHz. Un peu plus loin dans cette section, nous verrons comment il a été possible de déterminer cette valeur. En principe, cette valeur de la fréquence de Rabi nous ferait penser que les transitions parasites pourraient poser des problèmes. Ce n'est pas le cas parce que, au moment où la fréquence de Rabi est maximale, les atomes sont déjà dans le niveau habillé de plus faible énergie. Les transitions parasites font simplement intervenir d'autres niveaux dans l'anticroisement mais tous ces niveaux se repoussent, d'autant plus que le couplage est grand.

2.3.2 La zone de préparation des atomes

Dans la zone de préparation des atomes circulaires, règnent des champs magnétique et électrique statiques. On produit un champ oscillant en radio-fréquence et on fait passer des lasers pour exciter des niveaux de Rydberg. Le cylindre extérieur est en métal supraconducteur (Niobium), pour éviter que le champ magnétique produit à son intérieur se répande dans toute l'expérience (effet Meissner). L'intérieur est représenté sur la figure 2.10. Le champ électrique statique est produit par des différences de potentiel appliquées à des plaques parallèles en cuivre (diamètre 3 cm) séparées de ~ 1 cm. Ces plaques seront appelées dans la suite "plaques Stark". Le jet atomique traverse à mi-hauteur entre les plaques. Chacune des plaques est constituée de trois bandes disposées parallèlement au jet et connectées capacitivement. La RF est produite à l'extérieur du cryostat par un oscillateur VCO-117 et branchée symétriquement entre les bandes extrêmes des deux plaques. Le champ ainsi produit est polarisé linéairement suivant l'axe des lasers (perpendiculairement au jet), c'est-à-dire σ par rapport à l'axe de quantification (vertical).

Le champ magnétique est produit par un courant de 200 mA dans des bobines de Helmholtz en fil supraconducteur (pour éviter des pertes thermiques). Nous avons vu que les atomes passent de l'état $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ à l'état circulaire en $5 \mu\text{s}$. Pendant ce temps, les atomes à vitesse thermique (~ 370 m/s) parcourent seulement 2 mm. La "circularisation" est faite au centre de la zone de préparation, où les champs électrique et magnétique sont les plus homogènes. A la sortie de la zone de préparation, deux électrodes maintiennent un champ électrique relativement homogène pour la préservation des atomes circulaires.

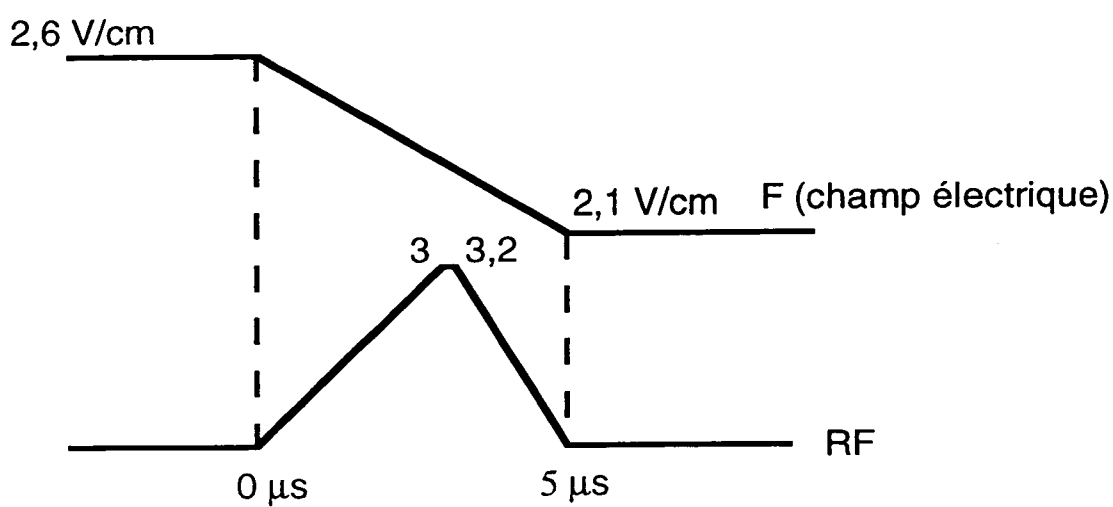


Figure 2.9 : Séquence temporelle utilisée pour la source RF.

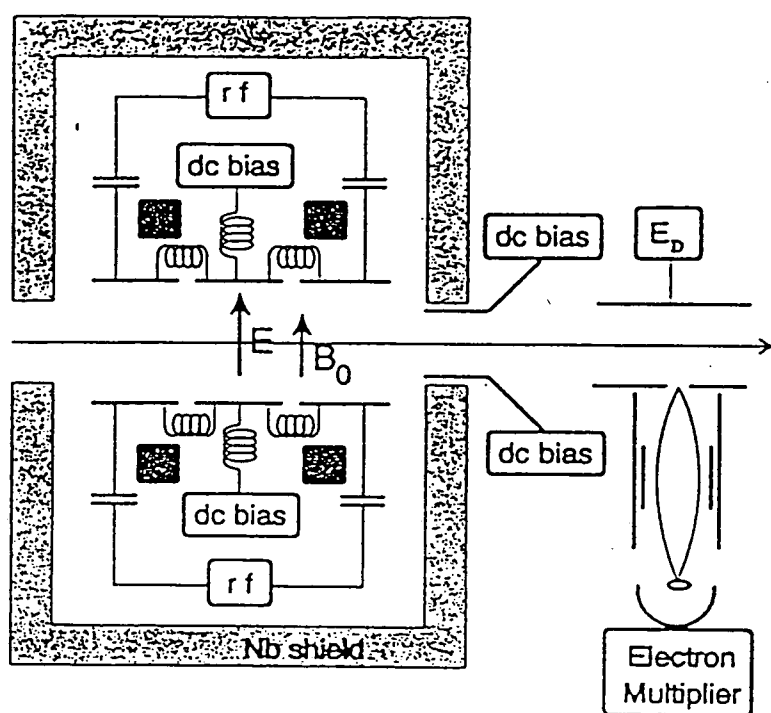


Figure 2.10 : Intérieur du cylindre en Niobium où les atomes sont préparés.

L'excitation laser

L'excitation du niveau $50f$ se fait par trois transitions optiques, toutes réalisées à l'aide de diodes laser. Le schéma d'excitation est représenté sur la figure 2.11. Une diode laser à 780 nm amène l'atome du niveau $5s_{1/2}$ au niveau $5p_{3/2}$. La transition suivante, vers le niveau $5d_{5/2}$ est à la longueur d'onde de 776 nm. Finalement, l'atome est porté dans le niveau $50f$ par un laser à 1,26 μm . Les faisceaux laser sont tirés à angle droit par rapport au jet, un peu avant le centre de la zone de préparation (~ 3 mm).

Les diodes pour les 2 premiers échelons sont monomodes et ont une largeur spectrale d'une trentaine de MHz. La diode à 1,26 μm est multimode: l'énergie émise est répartie sur une dizaine de modes différents. Deux ou trois d'entre eux dominent les autres en intensité. Il est plus difficile d'accorder une telle diode à la bonne fréquence a priori, parce qu'il est difficile de mesurer sa longueur d'onde. Cette diode peut être rendue monomode à l'aide un montage avec un réseau formant une cavité externe avec la face arrière de la diode (figure 2.12). La diode est ainsi obligée d'émettre dans un des modes de la cavité externe [87][88]. De cette façon, on obtient des diodes avec une largeur spectrale de quelques MHz. La surface de sortie de cette diode a été traitée anti-reflets au CNET. Ceci évite une compétition entre les modes de la cavité interne de la diode (formée par la face arrière et l'intérieur de la surface de sortie) et ceux de la cavité externe. L'accord de la longueur d'onde s'effectue par l'ajustement fin de la distance du réseau à la diode (à l'aide de cales piézo-électriques situées derrière le réseau).

Il est aussi intéressant d'avoir de tels montages avec réseau pour les deux premiers échelons. Ils rendent les diodes plus fines spectralement, ce qui permet de résoudre les raies Zeeman de la structure hyperfine des niveaux $5s$ et $5p$. Ceci a été fait pour la diode du premier échelon. Il ne s'est pas avéré nécessaire de la traiter anti-reflets. La diode pour le 2^{ème} échelon est restée, jusqu'à présent, libre d'émettre dans tout son profil de gain. Bientôt, elle sera aussi montée avec un réseau.

Les diodes pour les deux premiers échelons sont asservies par ailleurs sur deux fluorescences distinctes observées sur le jet annexe, qui sort du four dans la direction opposée à celle du jet de l'expérience. La transition $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$ est détectée par une photodiode en silicium, sensible à la fluorescence à 780 nm. En présence du champ magnétique B_0 , les raies Zeeman de la structure hyperfine de ces niveaux sont résolues (si la diode pour le premier échelon est stabilisée sur réseau) et on s'asservit sur la raie $|F = 3, m_F = +3\rangle \rightarrow |F' = 4, m'_F = +4\rangle$ (le laser a une polarisation σ par rapport au champ magnétique et on sélectionne cette raie, qui a la fluorescence la plus intense).

Le deuxième laser excite le niveau $5d_{5/2}$, qui a deux chemins possibles de désexcitation. Il peut se désexciter vers le niveau $5p_{3/2}$ ou vers le niveau $6p_{3/2}$ (cf. la figure 2.13). La désexcitation de ce dernier vers le niveau $5s_{1/2}$, avec l'émission d'un photon à 420 nm, nous permet d'asservir le deuxième laser. En effet, la fluorescence à 420 nm est détectée au moyen d'un photomultiplicateur qui est insensible à la fluorescence à 780 nm. Les deux asservissements se font par détection synchrone. Le courant

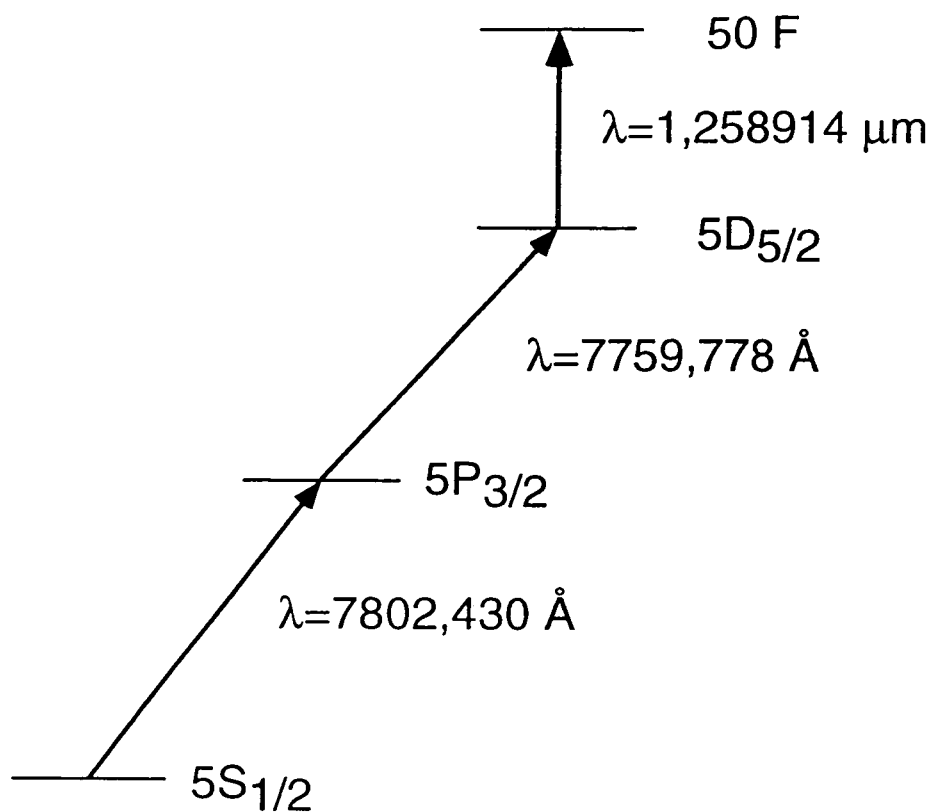


Figure 2.11 : Excitation laser du niveau $50f$, avec les longueurs d'onde correspondantes.

Diodes stabilisées sur réseau

diodes à 780 et 776nm:

Sharp LT024MD0 (Mitsubishi ML64110N)
puissance ~ 10 mW

diode à 1259nm:

Alcatel / CNET , traitée anti-reflets
puissance ~ 2 mW

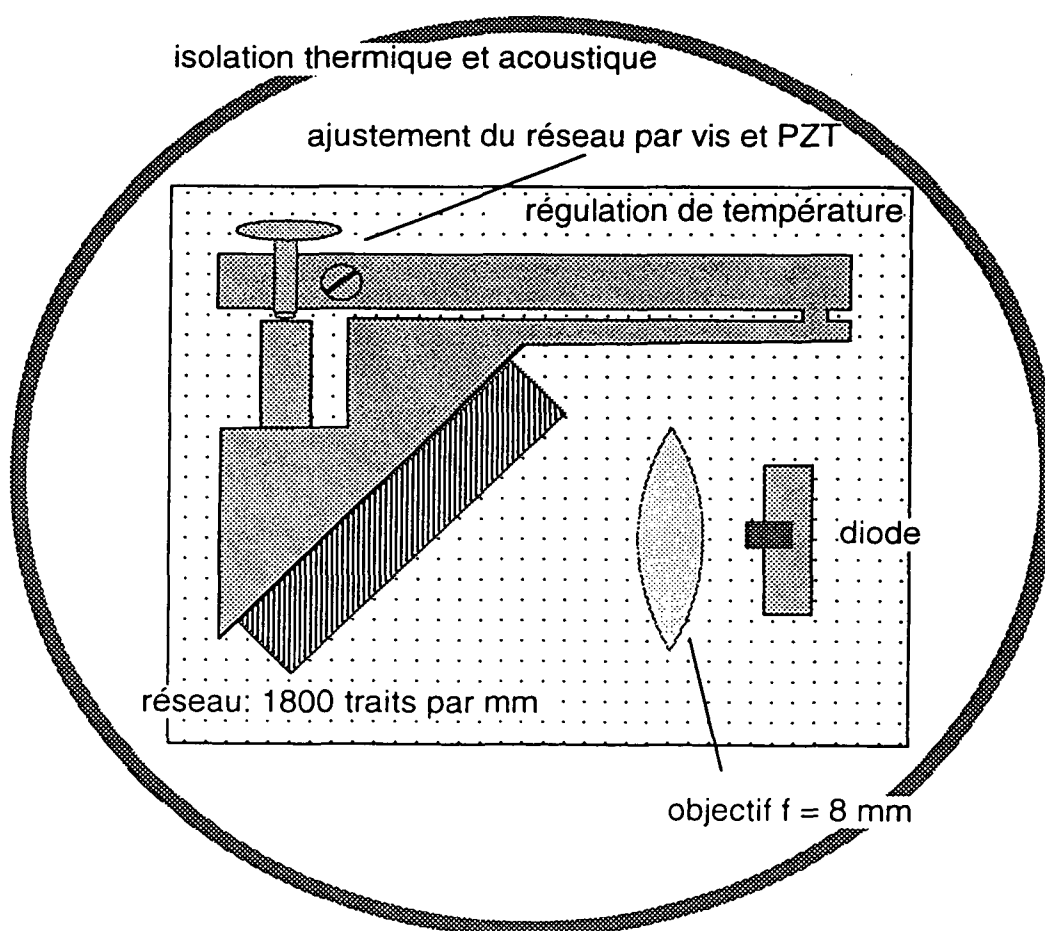


Figure 2.12 : Schéma du montage de diode avec un réseau formant une cavité externe.

des diodes est modulé et sa composante continue est ajustée de manière à annuler la dérivée du signal de fluorescence.

Le troisième laser n'est pas asservi électroniquement. Ses dérives en fréquence sont suffisamment lentes pour que l'on puisse les rattraper par un changement manuel de la tension appliquée aux cales piézo-électriques (derrière le réseau). Ce laser n'est pas saturant, mais le nombre d'atomes de Rydberg préparés est suffisant: ~ 200 atomes par cycle de préparation (cf. le § 2.3.5).

La détection des atomes de Rydberg

Les atomes de Rydberg préparés sont détectés par la technique d'ionisation par champ électrique [89]. Ils entrent dans un condensateur formé de deux plaques parallèles auxquelles on applique une différence de potentiel en impulsion. Les électrons d'ionisation sont détectés à des instants précis dans un multiplicateur d'électrons. L'instant pour lequel l'électron est détecté correspond à une certaine valeur de champ électrique. De cette façon, on construit un histogramme en disposant le nombre d'électrons détectés (dans un intervalle de temps donné) en fonction du champ électrique. La présence d'un niveau de Rydberg correspond à un "pic" du signal d'électrons pour une certaine valeur du champ (pour plus de détails, voir [28]).

Compensation des champs parasites

Etant donnée la structure complexe des niveaux Stark du ^{85}Rb , il nous faut une grande maîtrise et connaissance du champ électrique qui règne dans la zone de préparation. Dans un montage expérimental, il y a toujours plusieurs sources de champs parasites. Parmi les plus importantes sont les champs créés par les potentiels de contact entre différents métaux. Comme nous l'avons déjà vu, la zone de préparation est entourée par un cylindre en Niobium et les plaques utilisées pour établir le champ électrique de préparation sont en cuivre. Les champs parasites ainsi produits peuvent être de l'ordre du V/cm.

Le meilleur moyen pour mesurer et annuler les champs électriques parasites consiste à induire des transitions entre niveaux de Rydberg. La fréquence de ces transitions est très sensible aux champs électriques. Les transitions que nous avons induites sont $50f \rightarrow 53d$ et $50f \rightarrow 51g$ (effet Stark quadratique pour des champs faibles). La fréquence de ces transitions en champ nul dépend des défauts quantiques pour les niveaux d , f , et g du ^{85}Rb . Le défaut quantique du niveau f était donné par des mesures dans le domaine optique de L. Moi [90]. Pour le niveau g , il n'y avait pas de mesure directe, la valeur étant donnée par une relation de récurrence à partir du défaut quantique pour le niveau f .

Les mesures des fréquences de transition entre niveaux de Rydberg ont été faites en appliquant une impulsion micro-onde pour induire les transitions à partir du niveau $50f$. Les lasers excitent le niveau $50f$ en champ électrique nul. Leurs longueurs d'onde ne sont pas variées pendant la procédure. Comme nous l'avons vu, la préparation des

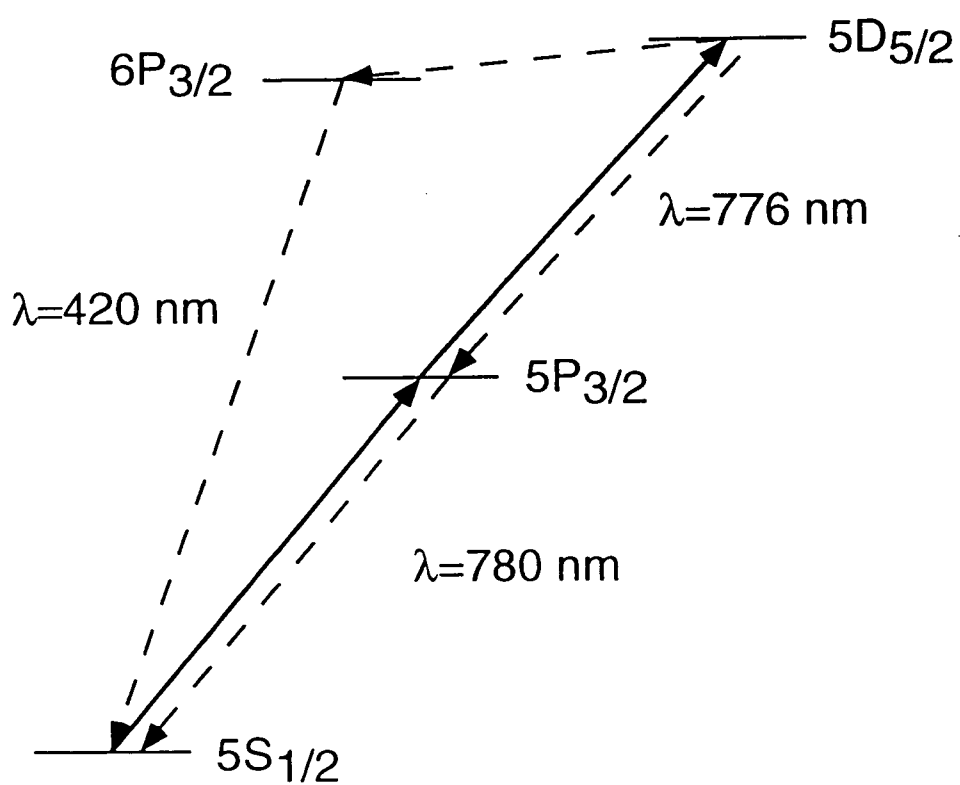


Figure 2.13 : Fluorescences utilisées pour l'asservissement des deux premiers lasers.

atomes circulaires est faite au centre de la zone de préparation. C'est à cet endroit qu'il est le plus important de connaître le champ électrique. Afin de sonder le champ électrique dans des régions bien déterminées, nous avons fait des mesures spectroscopiques résolues dans le temps. Bien entendu, il est nécessaire de pouvoir arrêter l'excitation laser pour avoir un train d'atomes limité spatialement au moment où on applique la micro-onde.

L'excitation laser est arrêtée par l'application d'un champ électrique pour lequel les lasers n'excitent pratiquement pas d'atomes de Rydberg. Nous avons constaté expérimentalement que c'est le cas pour la valeur $F = 3,2 \text{ V/cm}$. Le 3^{ème} laser est toujours accordé pour préparer le niveau $50f$ en champ nul, ce qui correspond à la longueur d'onde pour exciter un niveau situé à peu près au centre de la multiplicité en champ électrique non-nul. On voit sur la figure 2.14 que, pour un champ $F = 3,2 \text{ V/cm}$, aucun niveau n'est résonnant avec le laser. En appliquant ce champ électrique à partir de façon impulsionnelle, nous pouvons disposer de trains d'atomes limités spatialement.

Avec ces trains d'atomes, nous avons pu faire la spectroscopie des transitions $50f \rightarrow 53d$ et $50f \rightarrow 51g$, près du centre de la zone d'excitation. Le déroulement temporel des mesures spectroscopiques que nous avons faites est représenté sur la figure 2.15. L'excitation dure, typiquement, $t_{\text{exc.}} 10 \mu\text{s}$ et la micro-onde est présente pendant $5 \mu\text{s}$ ($4 \mu\text{s}$ après le début de l'excitation laser jusqu'à $1 \mu\text{s}$ avant la fin). Chaque train d'atomes a une longueur qui vaut $l = \bar{v} \cdot t_{\text{exc.}} \approx 4 \text{ mm}$. La mesure des fréquences de transition est faite en enregistrant les variations du taux de transfert entre les niveaux initial et final de la transition en fonction de la fréquence de la micro-onde injectée. Le taux de transfert est donné simplement par le rapport normalisé entre les pics d'ionisation correspondant à chaque niveau.

La fréquence de la transition $50f \rightarrow 53d$ augmente en fonction du champ électrique de façon très sensible. Nous pouvions agir sur deux paramètres pour compenser les champs parasites. L'un était la différence de potentiel entre les plaques Stark, qui nous a permis de compenser le champ vertical. Bien que les deux plaques soient faites du même matériau, il y avait des différences de potentiel entre elles ($\sim 100 \text{ mV}$). Ces différences de potentiel sont provoquées par les connexions électriques: à chaque endroit où il y a une soudure, il peut y avoir des effets de pile. L'autre paramètre était le potentiel des plaques Stark par rapport au cylindre en Niobium (électriquement à la masse), qui nous a permis de compenser le potentiel de contact Cuivre-Niobium ($\sim 0,5 \text{ V}$). La variation de ces paramètres nous a conduit à l'observation du comportement quadratique attendu pour la fréquence de transition en fonction du champ. Le minimum de la parabole (correspondant au champ électrique nul) a été trouvé à la fréquence $\nu_{50f - 53d} = 83,78295 \text{ GHz}$, avec une largeur $\Delta\nu = 310 \text{ kHz}$. Cette fréquence est plus faible que celle prévue initialement en utilisant les valeurs précédentes pour le défaut quantique du niveau f . Ceci prouve que les champs électriques parasites sont très faibles dans notre montage expérimental ($\leq 10 \text{ mV/cm}$).

Nos résultats nous donnent une nouvelle valeur pour le défaut quantique du niveau f . A partir des formules (2.8) et (2.9), nous avons trouvé la nouvelle valeur pour le défaut quantique du niveau f : $\varepsilon_1(f) = 0,01653$. Le terme en ε_2 dans l'équation 2.9

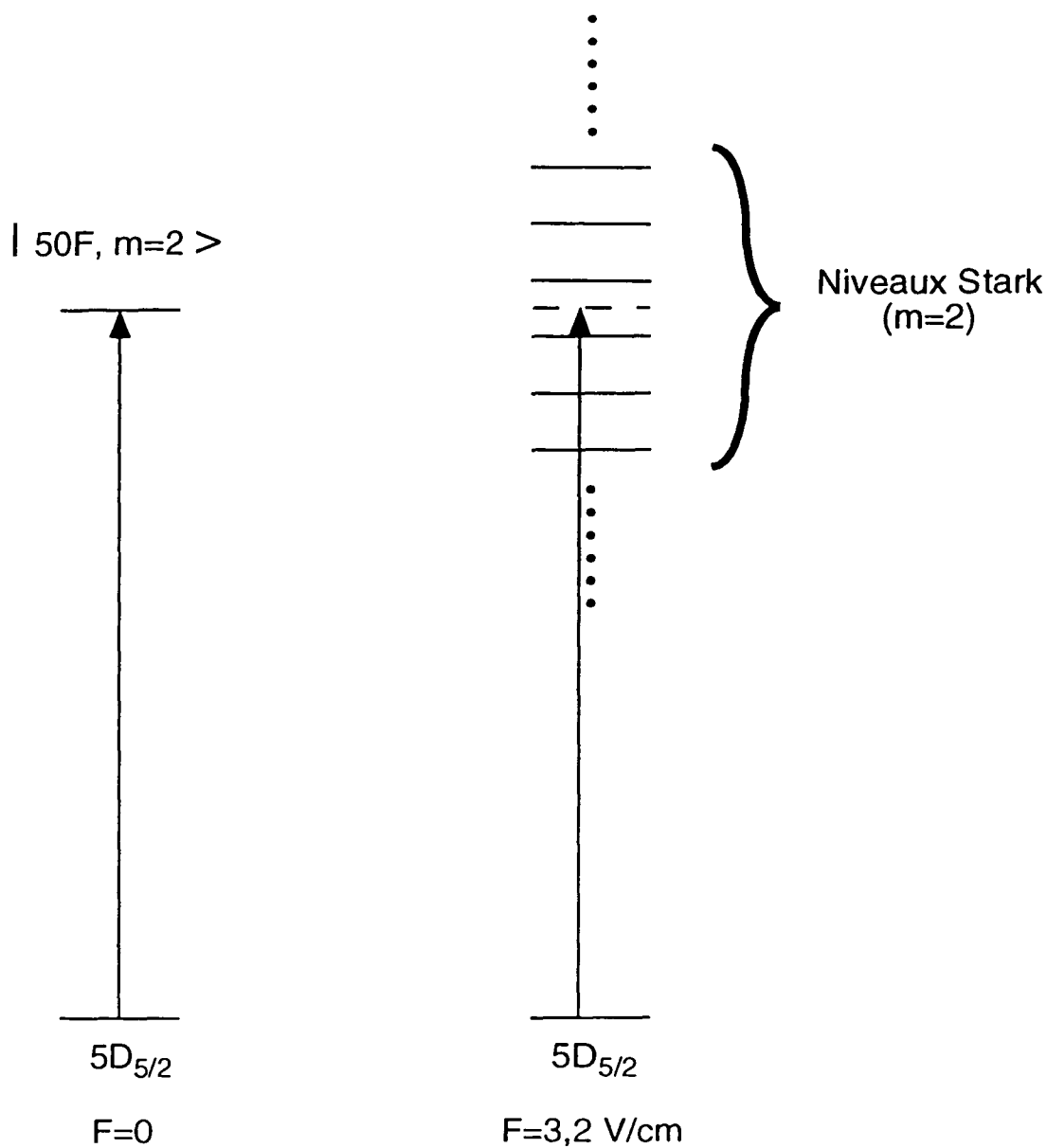


Figure 2.14 : Niveaux de la multiplicité $n = 50$ en présence d'un champ électrique de $3,2 \text{ V/cm}$. Le laser est accordée pour la préparation du niveau $50f$ en champ nul (à gauche). On voit qu'il n'est résonnant avec aucun niveau de la multiplicité en champ non-nul.

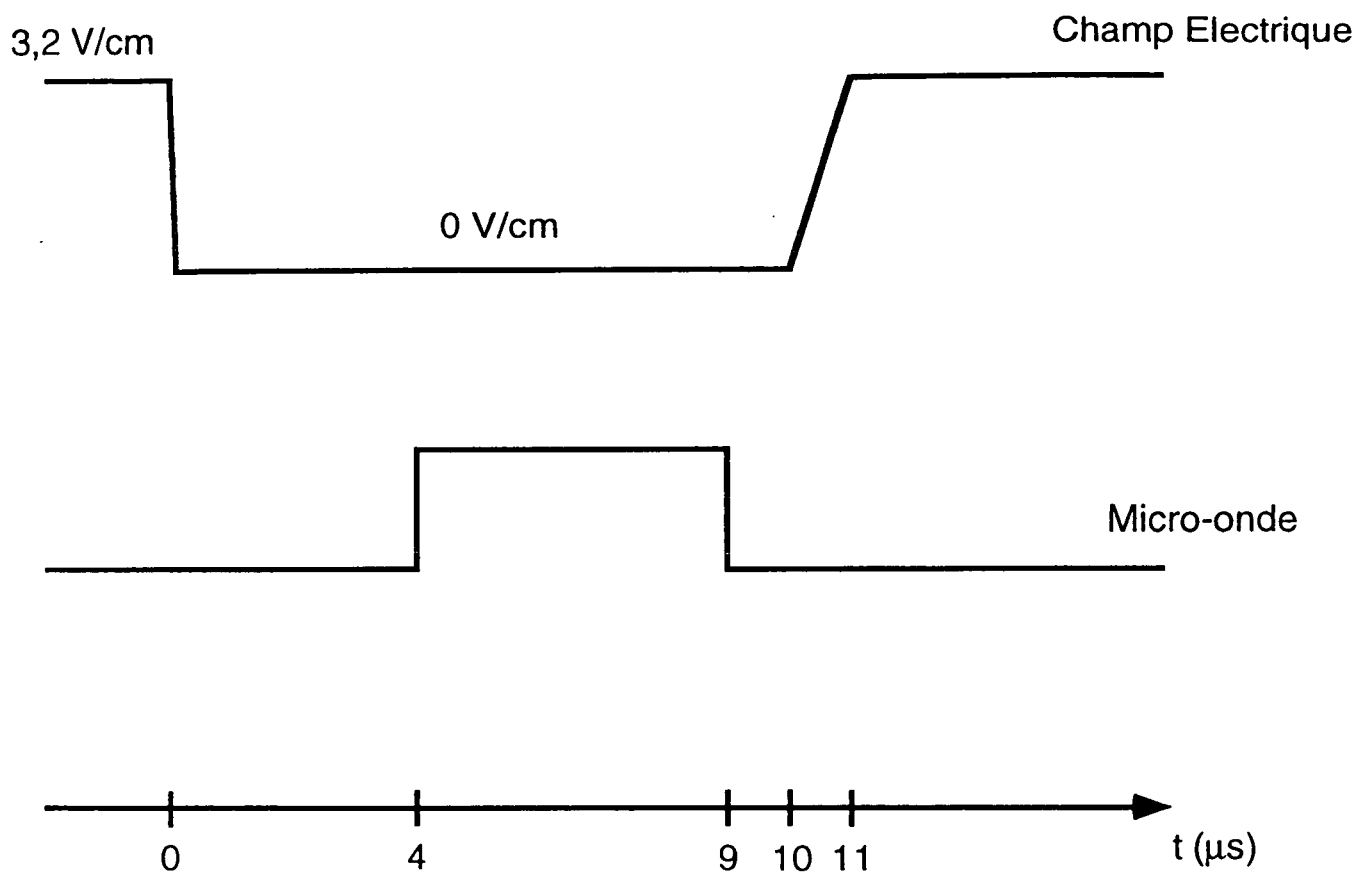


Figure 2.15 : Variation temporelle du champ électrique et de l'impulsion micro-onde pour les mesures spectroscopiques en champ nul.

représente une petite correction que nous n'avons pas cherché à modifier.

Les faibles champs parasites et les largeurs de raie observées nous ont permis également de résoudre aussi la raie $50f \rightarrow 51g$. La spectroscopie de cette raie a été faite dans les mêmes conditions que celle de la raie $50f \rightarrow 53d$. Nous avons trouvé une fréquence de transition de $\nu_{50f-51g} = 51,7691$ GHz, avec une largeur $\Delta\nu = 915$ kHz. Cette fréquence de transition plus la connaissance du défaut quantique du niveau f nous ont permis d'établir une valeur pour le défaut quantique du niveau g . La valeur trouvée est $\varepsilon_1(g) = 0,004$.

Une fois les champs électriques parasites compensés, il faut maintenant exciter le niveau de départ ($|m = 2, n_1 = 1\rangle$) de la préparation des atomes circulaires. Dans la suite, nous allons voir comment ce niveau est obtenu à partir du niveau $|50f, m = 2\rangle$ et comment nous avons pu l'identifier.

2.3.3 Préparation et identification du niveau de départ

Le niveau de départ pour le passage adiabatique vers le niveau circulaire est le niveau $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ en champ électrique non-nul ($F \sim 2,5$ V/cm). L'efficacité de la préparation directe de ce niveau en présence du champ électrique est relativement faible (≈ 10 fois plus faible que l'excitation du niveau $50f$ en champ nul), à cause de la petitesse de l'élément de matrice de dipôle entre $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ et le niveau $5d_{5/2}$.

Il y a une manière d'augmenter considérablement le nombre d'atomes préparés dans le niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$. La figure 2.16 montre les niveaux Stark en fonction du champ électrique pour $m = 2$. On voit que le niveau $|50f, m = 2\rangle$ se raccorde au niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ à mesure que le champ électrique augmente. Si l'on prépare le niveau $50f$ en champ nul, en sélectionnant la valeur $m = 2$ avec les polarisations des lasers ($\sigma - \sigma - \pi$, par rapport à l'axe de quantification vertical) et que l'on branche ensuite le champ électrique de façon suffisamment lente, on se retrouvera à la fin du processus avec des atomes dans l'état $|m = 2, n_1 = 1\rangle$. La vitesse à laquelle on peut brancher le champ électrique dépend de la distance du niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ aux autres niveaux. Une inspection de la figure 2.16 nous permet de constater que cette distance est de quelques dizaines de MHz. Un temps de croissance du champ électrique de $1 \mu\text{s}$ est suffisant pour que le transfert de $|50f, m = 2\rangle$ vers $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ soit efficace. Cette procédure est appelée "Stark-Switching" [85].

L'efficacité du transfert de $50f$ en champ nul vers $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ dans un champ électrique F a été vérifiée au moyen de transitions micro-onde entre les multiplicités $n = 50$ et $n = 51$. Le calcul numérique de la position des niveaux Stark nous permet de prédire les fréquences de transition en fonction du champ électrique. Nous analysons d'abord le cas où le champ magnétique est nul.

Les mesures sont faites comme décrit dans la suite (cf. la figure 2.17). Le niveau $|50f, m = 2\rangle$ est préparé par les lasers pendant $9 \mu\text{s}$ en champ électrique nul. Ensuite, le champ électrique croît pendant $1 \mu\text{s}$ jusqu'à la valeur F , pour laquelle on veut faire la spectroscopie. Le champ reste à cette valeur pendant $20 \mu\text{s}$ et il passe ensuite à la

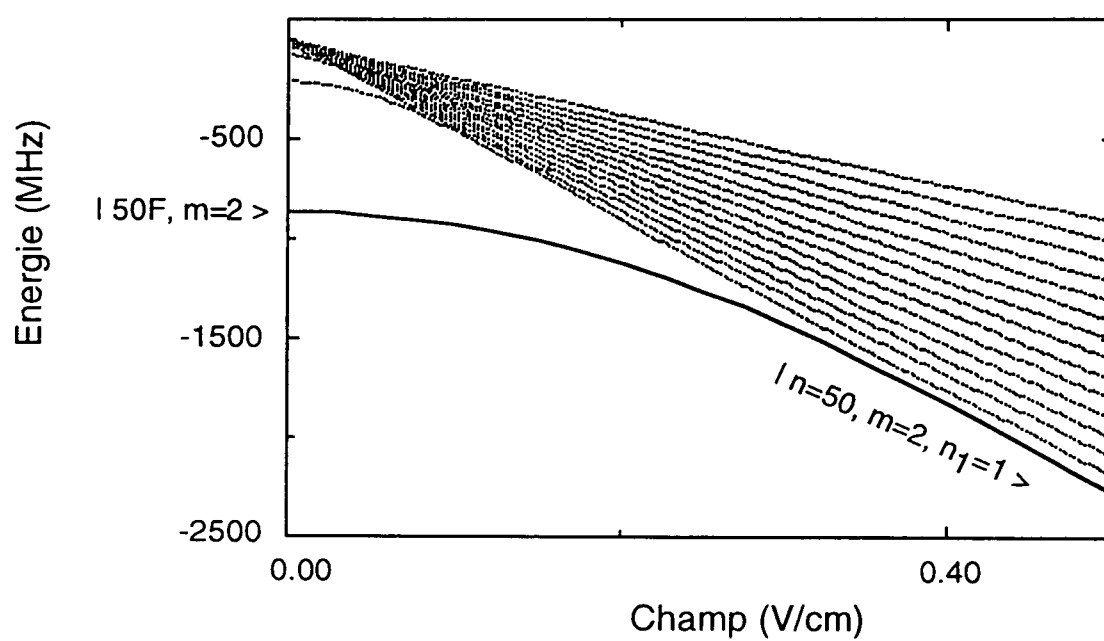


Figure 2.16 : Niveaux Stark de $n = 50$ avec $m = 2$, en fonction du champ électrique. Le niveau $|50f, m = 2\rangle$ se raccorde au niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ à mesure que le champ électrique augmente.

valeur 3,2 V/cm, pour laquelle l'excitation atomique est très faible. Pendant que le champ est à la valeur F , on applique une impulsion micro-onde d'une durée de 3 μ s. La fréquence de la micro-onde est balayée et on enregistre le taux de transfert du niveau de la multiplicité $n = 50$ vers la multiplicité $n = 51$.

Un spectre typique est montré sur la figure 2.18. Les raies sont indiquées par les valeurs de m des niveaux dans chaque multiplicité. Par exemple, 2-1 est la raie entre $|n = 50, m = 2\rangle$ et $|n = 51, m = 1\rangle$. On voit des raies partant de toutes les valeurs de m (jusqu'à $m = 3$). Le fait qu'il y ait d'autres valeurs de m (pas seulement $m = 2$) préparées initialement est expliqué par l'absence d'un axe de quantification physique, tant que le champ électrique est nul. Certes, le niveau $m = 2$ est sélectionné par le pompage optique, mais il est dégénéré avec les niveaux de m différents en absence de champ. Ces niveaux sont couplés par des champs parasites et peuvent se remélanger avant le branchement du champ électrique.

Nous avons suivi plusieurs de ces raies en fonction du champ électrique. Elles sont représentées sur la figure 2.19 en même temps que les prévisions du calcul (qui nous permettent, en fait, de les identifier). On voit sur cette figure que la raie 2-1 est bien séparée des autres pour un champ électrique entre 1,6 V/cm et 4,1 V/cm. Cette raie nous a permis de bien identifier le niveau $m = 2$ préparé et de vérifier qu'il survivait au branchement du champ électrique. L'accord entre les points expérimentaux et théoriques nous a permis aussi de calibrer le champ électrique dans l'expérience par rapport aux tensions qu'on applique aux plaques Stark ($F_{\text{réel}} = 5,11 \cdot \Delta V_{\text{appl}}/\text{cm}$).

Il faut encore analyser le cas où le champ magnétique $B_0 = 18$ Gauss est présent. Dans cette situation, les niveaux de m différents se déplacent les uns par rapport aux autres. Comme le champ magnétique n'est pas parfaitement aligné avec le champ électrique, sa composante perpendiculaire à ce dernier peut coupler des niveaux de m différents entre eux. Il faut donc faire attention à ce que le niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ ne croise aucun autre niveau avec $m' = m$ ou $m' = m \pm 1$. Nous avons fait cette analyse sur les niveaux calculés numériquement et nous avons vérifié expérimentalement que le niveau $m = 2$ ne se dépeuplait pas pendant la croissance du champ. Ceci a été fait aussi à l'aide de transitions entre les multiplicités $n = 50$ et $n = 51$. En particulier, nous avons suivi la raie 2-1 en fonction du champ électrique, pour un champ magnétique de 18 Gauss. Le niveau ne se dépeuple pas et la raie se déplace de -25 MHz, comme attendu.

2.3.4 Spectroscopie radio-fréquence

Nous avons déjà vu que le passage adiabatique vers le niveau circulaire se fait dans un champ électrique variant autour de 2,4 V/cm. La méthode pour préparer et identifier le niveau de départ de ce passage adiabatique a également été vue. Il nous reste encore à vérifier que la fréquence des transitions radio-fréquence entre niveaux de la multiplicité $n = 50$ est bien celle qui a été calculée. Pour mesurer cette fréquence, nous devons induire la transition à partir de $m = 2$ vers $m = 3$ (d'autres transitions vers les niveaux de m plus élevé suivront, puisqu'elles sont à la même fréquence) et il

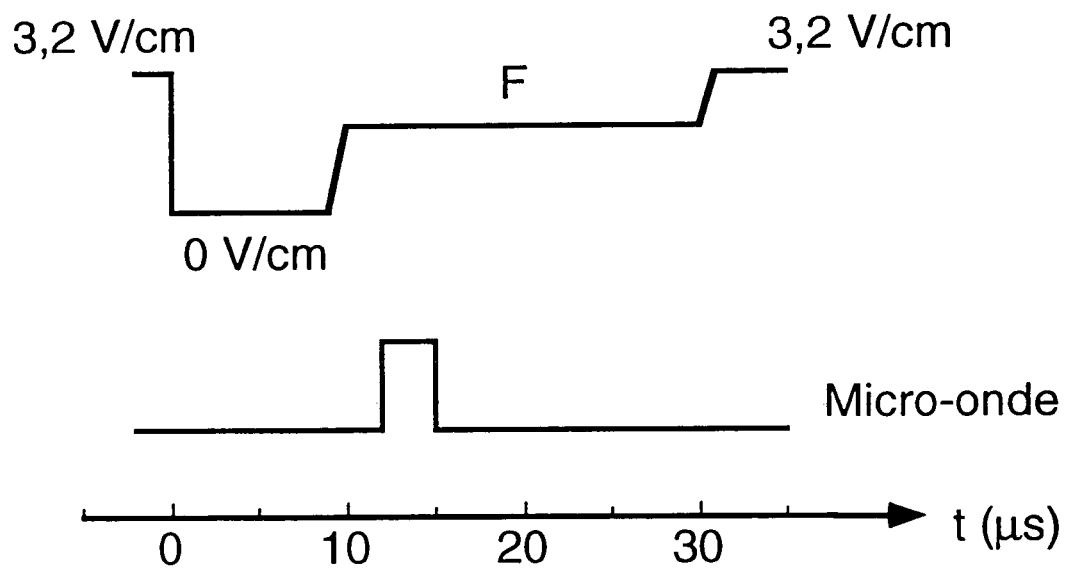


Figure 2.17 : Déroulement temporelle de la procédure de “Stark-Switching” et des mesures spectroscopiques d’identification du niveau $m = 2$ ainsi préparé.

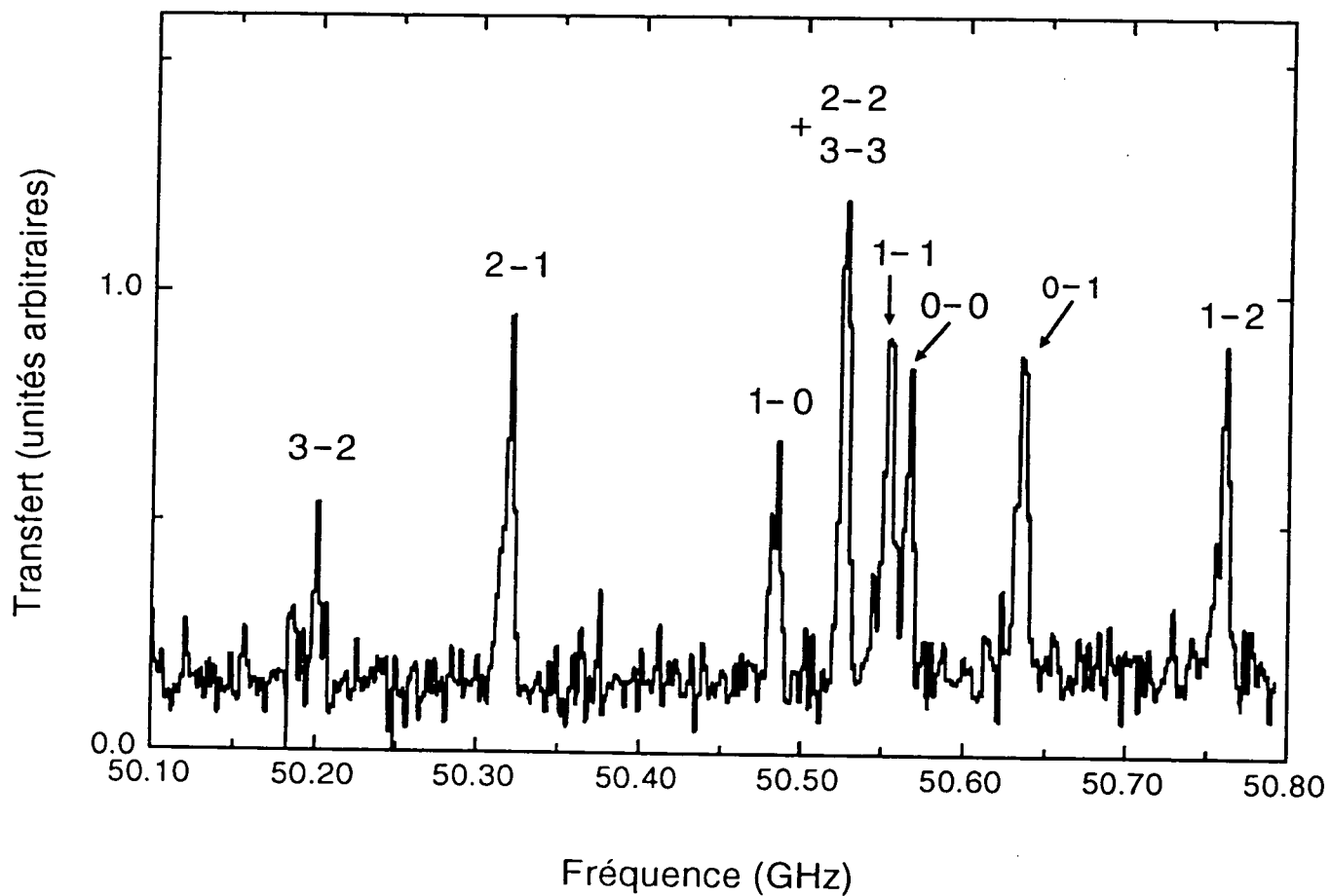


Figure 2.18 : Spectre typique des transitions micro-onde entre un niveau Stark de la multiplicité $n = 50$ et niveau de la multiplicité $n = 51$. Les raies sont indiquées par les valeurs de m du niveau de départ et de celui d'arrivée.

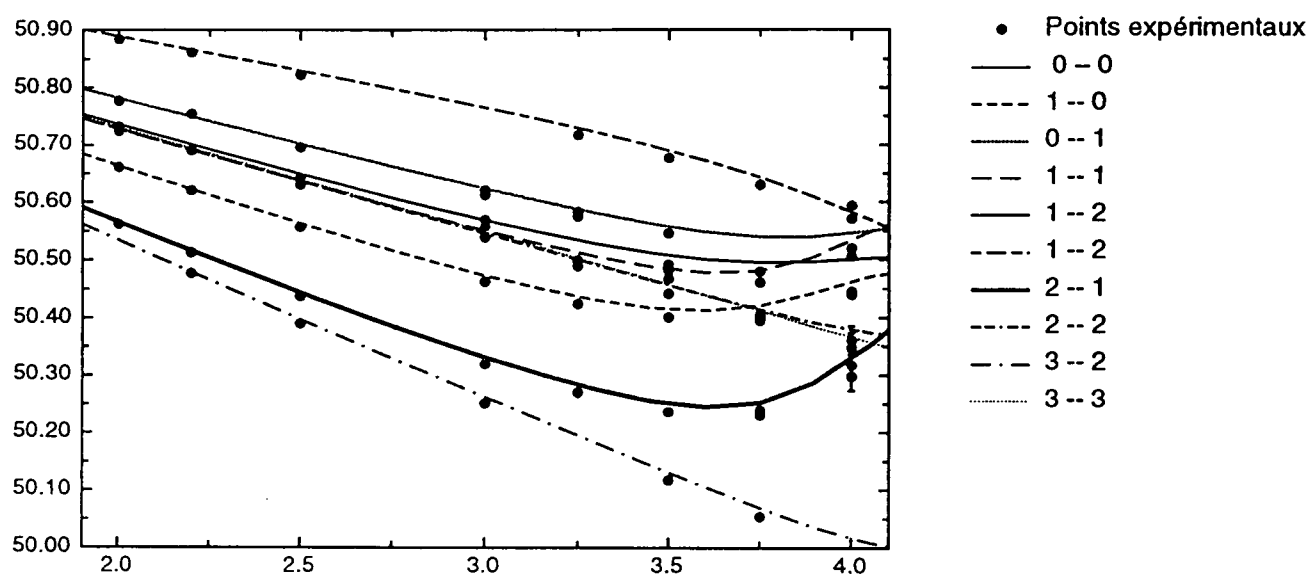


Figure 2.19 : Variation des fréquences de transition entre niveaux Stark des multiplicités $n = 50$ et $n = 51$, en fonction du champ électrique (prévisions du calcul numérique et points expérimentaux). Nous avons suivi, en particulier, la raie 2-1, ce qui a permis l'identification du niveau de départ de la préparation des atomes circulaires.

faut avoir un moyen de savoir que les atomes sont sensibles à la source RF. Ici on ne peut pas mesurer directement le taux de transfert entre ces deux niveaux parce qu'ils s'ionisent pour la même valeur de champ électrique.

Notre moyen pour déterminer la sensibilité des atomes à la source RF a été de mesurer, de façon indirecte, la population dans le niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$. A cette fin, nous avons induit la transition entre $|n = 50, m = 2\rangle$ et $|n = 51, m = 1\rangle$. En même temps nous avons branché la source RF et balayé sa fréquence en espérant trouver un creux dans le taux de transfert $|n = 50, m = 2\rangle \rightarrow |n = 51, m = 1\rangle$. Quand on excite le niveau $|n = 50, m = 3\rangle$, on dépeuple le niveau $m = 2$ sans pour autant diminuer le nombre d'électrons détectés pour la valeur du champ électrique qui l'ionise. Le nombre d'atomes détectés dans le niveau $|n = 51, m = 1\rangle$ baisse, ce qui se traduit par une baisse du taux de transfert.

Un spectre typique, enregistré pour le champ électrique $F_0 = 2,2 \text{ V/cm}$ est montré sur la figure 2.20, pour un champ magnétique de 18 Gauss. On voit bien un creux dans le taux de transfert de la raie 2-1, pour une fréquence de la source RF de 238 MHz. La largeur de la raie est de $\approx 2 \text{ MHz}$. Le déroulement temporel pour l'obtention de cette raie est montré sur la figure 2.21. Les atomes sont préparés dans le niveau $50f$ en champ nul et portés dans le niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ par le branchement du champ électrique. Une fois que le champ électrique est à la valeur $F_0 = 2,2 \text{ V/cm}$, on envoie une impulsion micro-onde d'une durée de $3 \mu\text{s}$. La micro-onde est stabilisée à la fréquence (50,485 GHz) qui induit la transition $|n = 50, m = 2\rangle \rightarrow |n = 51, m = 1\rangle$. La source RF est synchronisée avec l'impulsion micro-onde et sa fréquence est variée entre (233,5 MHz et 245 MHz). Les atomes sont détectés après $100 \mu\text{s}$ et on enregistre le taux de transfert entre $|n = 50, m = 2\rangle$ et $|n = 51, m = 1\rangle$.

Nous avons élargit ces raies par puissance jusqu'à avoir des raies de largeur $\approx 5 \text{ MHz}$. Ceci nous a permis de calibrer la puissance de la source RF. La puissance utilisée ici est $\sim 20 \text{ dB}$ plus faible que la puissance maximale utilisée pour la préparation des atomes circulaires. La fréquence de Rabi maximale pour le couplage atomes - RF dans la préparation des niveaux circulaires est alors estimée à $\sim 50 \text{ MHz}$.

Bien entendu, nous avons fait aussi des mesures en absence de champ magnétique. La résonance a été trouvée décalée de -25 MHz par rapport au cas en présence de B , comme attendu. La largeur de la raie est la même que celle en l'absence de champ magnétique.

Les résultats décrits dans ce paragraphe nous ont permis de connaître expérimentalement le dernier paramètre qui manquait pour la préparation des atomes circulaires. Nous allons voir dans la suite les signaux d'ionisation de ces atomes, les mesure spectroscopiques qui nous ont permis de les identifier et de déterminer l'efficacité de leur préparation ainsi que leur pureté.

Remarque

Du fait de la similarité des multiplicités Stark, nous avons pu préparer également les niveaux circulaires $n = 51$ et $n = 52$, en changeant simplement la longueur d'onde

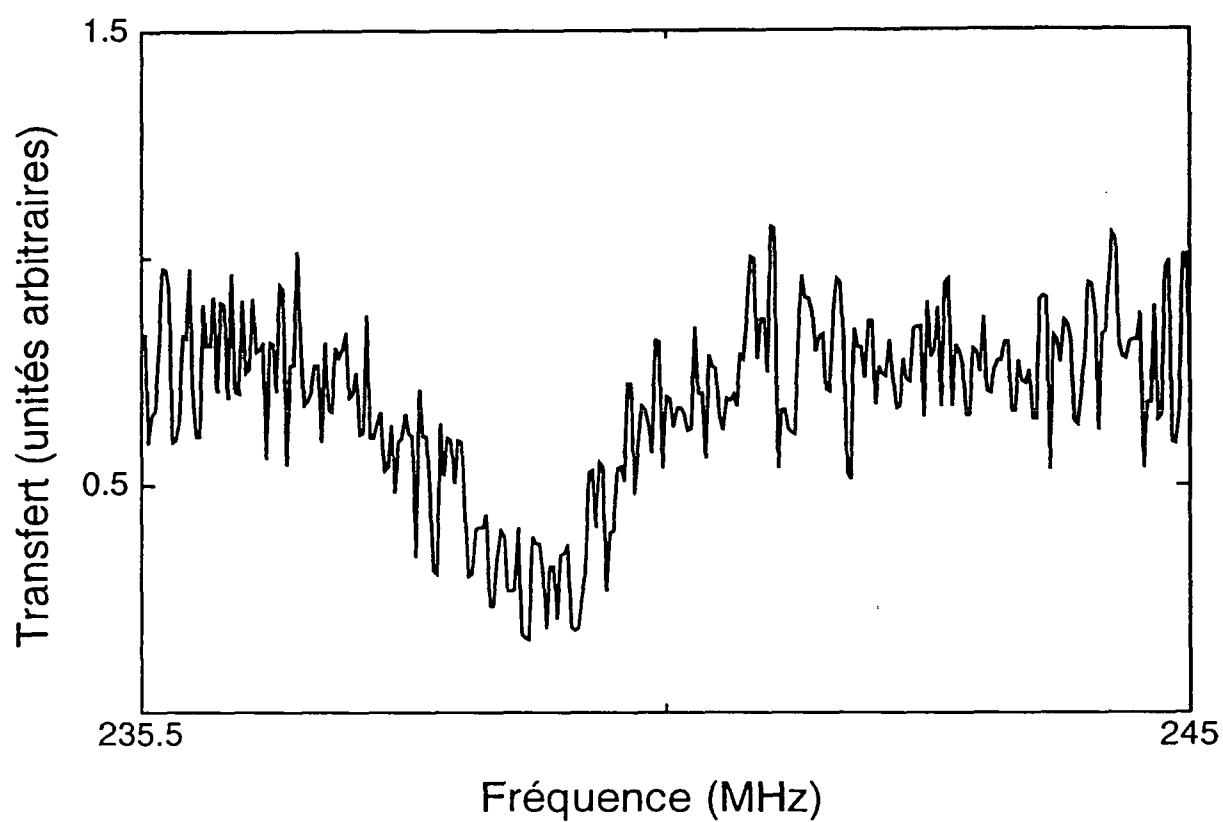


Figure 2.20 : Taux de transfert entre les niveaux $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ et $|n = 51, m = 1\rangle$, en fonction de la fréquence de la source RF. Le creux observé correspond à la transition entre $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ et $|n = 50, m = 3, n_1 = 0\rangle$.

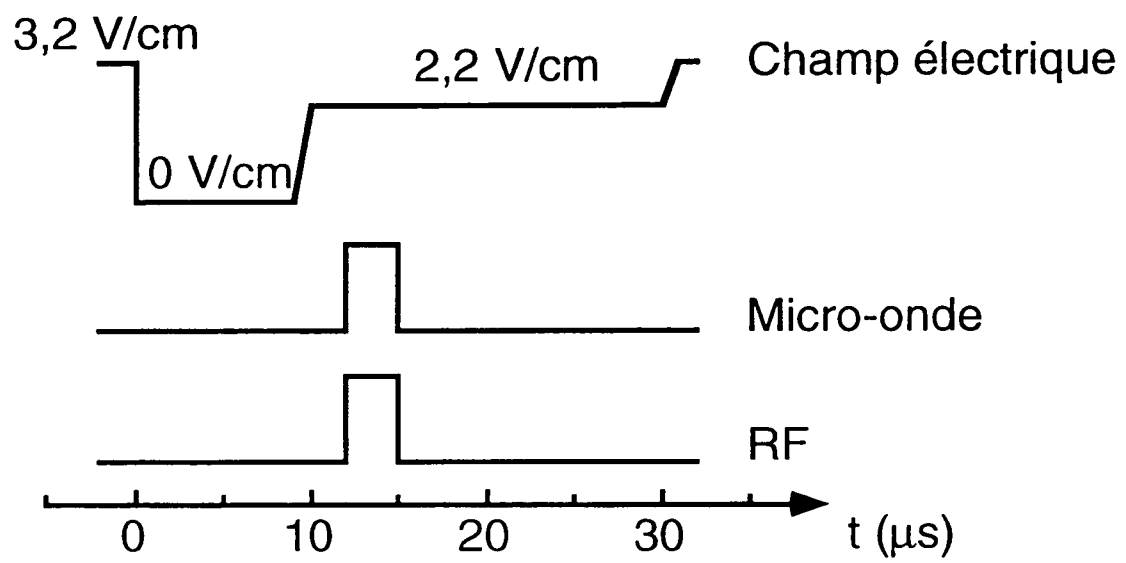


Figure 2.21 : Séquence temporelle utilisée pour les mesures spectroscopiques des transitions radio-fréquence.

du 3^{ème} échelon ($\lambda = 1,258644 \mu\text{m}$ pour $n = 51$ et $\lambda = 1,258387 \mu\text{m}$ pour $n = 52$) et les paramètres de circularisation (fréquence de la RF, forme de l'impulsion RF, instant de son branchement, valeurs initiale et finale du champ électrique,...).

2.3.5 Signaux d'ionisation et identification des niveaux circulaires préparés

Tous les éléments que nous avons décrits jusqu'à présent sont réunis ici. Les atomes sont préparés d'abord dans le niveau $|n = 50, m = 2, n_1 = 1\rangle$ par Stark-Switching et portés ensuite dans le niveau circulaire par le passage adiabatique rapide. La mise au point de la procédure d'excitation est faite en utilisant le signal d'ionisation obtenu dans un condensateur de détection situé juste à la sortie de la zone de préparation. Nous avons vérifié ensuite que l'on pouvait propager les atomes circulaires sur toute la longueur du dispositif expérimental. Ils sont alors détectés dans un condensateur situé à la sortie de la deuxième zone de Ramsey.

Un signal d'ionisation typique est montré sur la figure 2.22. Il correspond à une détection des atomes après la traversée de tout le dispositif expérimental. En a), on voit le signal d'ionisation du niveau $50f$ seul, il n'y a pas d'impulsion RF. Le signal d'ionisation du niveau circulaire est visible en b), en présence de l'impulsion RF. Les atomes circulaires de $n = 50$ s'ionisent dans un champ de 148 V/cm . Leur seuil est séparé de quelques V/cm de celui du niveau circulaire $n = 51$ (136 V/cm). Nous estimons que le nombre d'atomes préparés est de ~ 200 atomes par cycle de préparation. Le nombre d'atomes effectivement détectés est de ~ 40 par cycle. Nous avons pu estimer, dans une expérience décrite dans l'annexe (...), que l'efficacité de détection est de l'ordre de 20%. Dans l'analyse de la proportion d'atomes dans le pic circulaire et dans le pic du niveau $50f$, il faut prendre en considération les durées de vie très différentes de ces niveaux.

L'identification du niveau circulaire préparé a été faite au moyen de transitions micro-ondes, à un et deux photons, vers les niveaux $n = 48, 49, 51, 52$ circulaires. Le déroulement temporel complet de la préparation et identification du niveau circulaire $n = 50$ est présenté sur la figure 2.23. Les spectres sont enregistrés dans un champ électrique que l'on impose juste après la fin du passage adiabatique. A la fin de ce passage, le champ électrique vaut $F_f = 2,1 \text{ V/cm}$. Il reste à cette valeur pendant $2 \mu\text{s}$ et passe ensuite (en $1 \mu\text{s}$) à la valeur F dans laquelle on veut faire la spectroscopie. La micro-onde est branchée en une impulsion qui dure $3 \mu\text{s}$.

Les fréquences de transition mesurées sont en excellent accord avec les prédictions théoriques, compte tenu des champs électrique et magnétique appliqués dans la zone de préparation. Nous avons vérifié la dépendance quadratique en champ électrique de la transition $n = 50$ circulaire $\rightarrow n = 49$ circulaire (figure 2.24). Sa fréquence est décalée suivant une loi $\Delta\nu = -(226 \pm 15) \text{ kHz}/(\text{V/cm})^2 \cdot F^2$, ce qui est en excellent accord avec les prévisions théoriques ($\Delta\nu = -230 \text{ kHz}/(\text{V/cm})^2 \cdot F^2$).

Un test supplémentaire a été de vérifier que l'on pouvait induire la transition

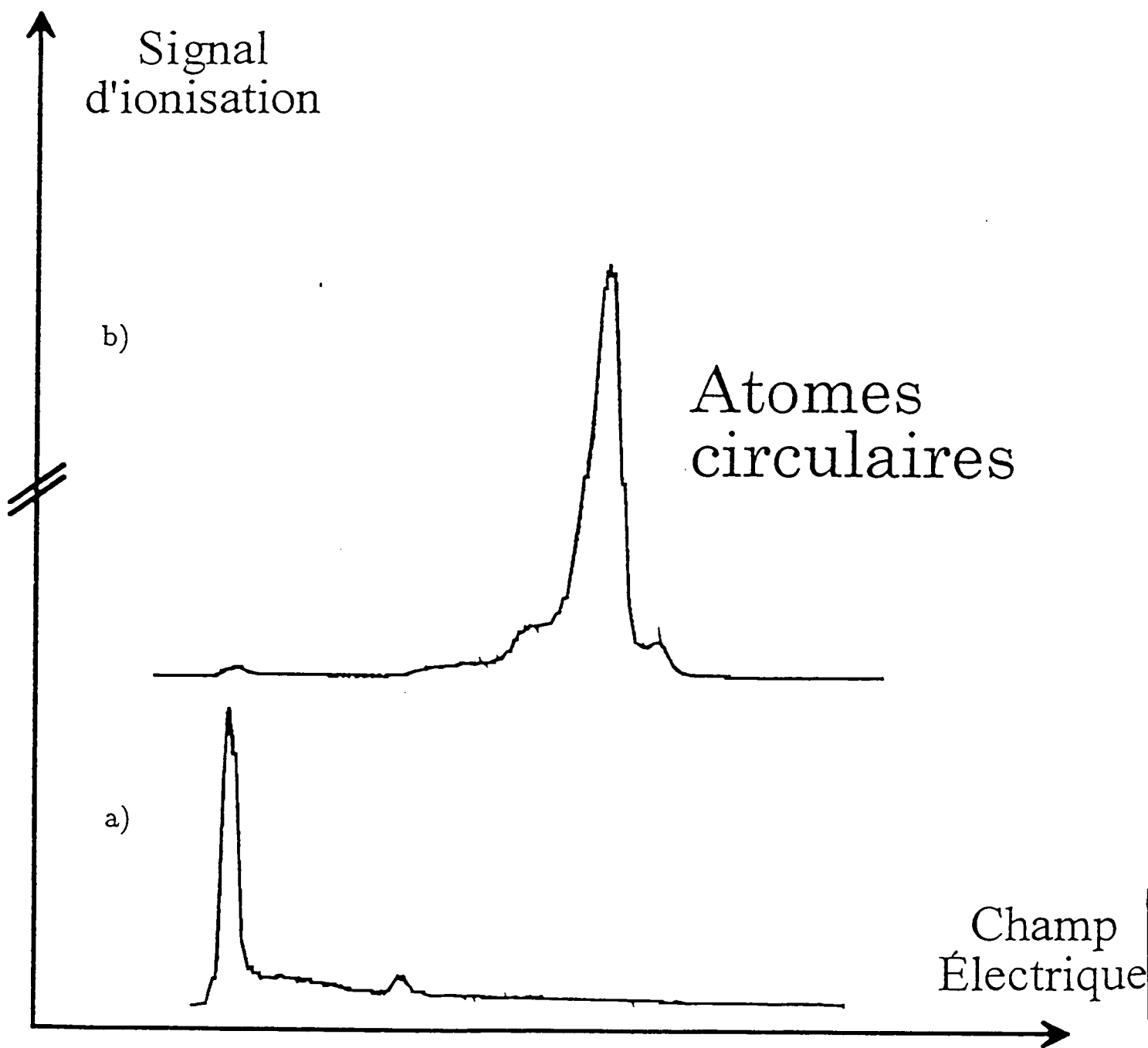


Figure 2.22 : Signaux d'ionisation obtenus lors de la préparation de l'état circulaire $n = 50$. a) En absence de source RF. b) En présence de la source RF.

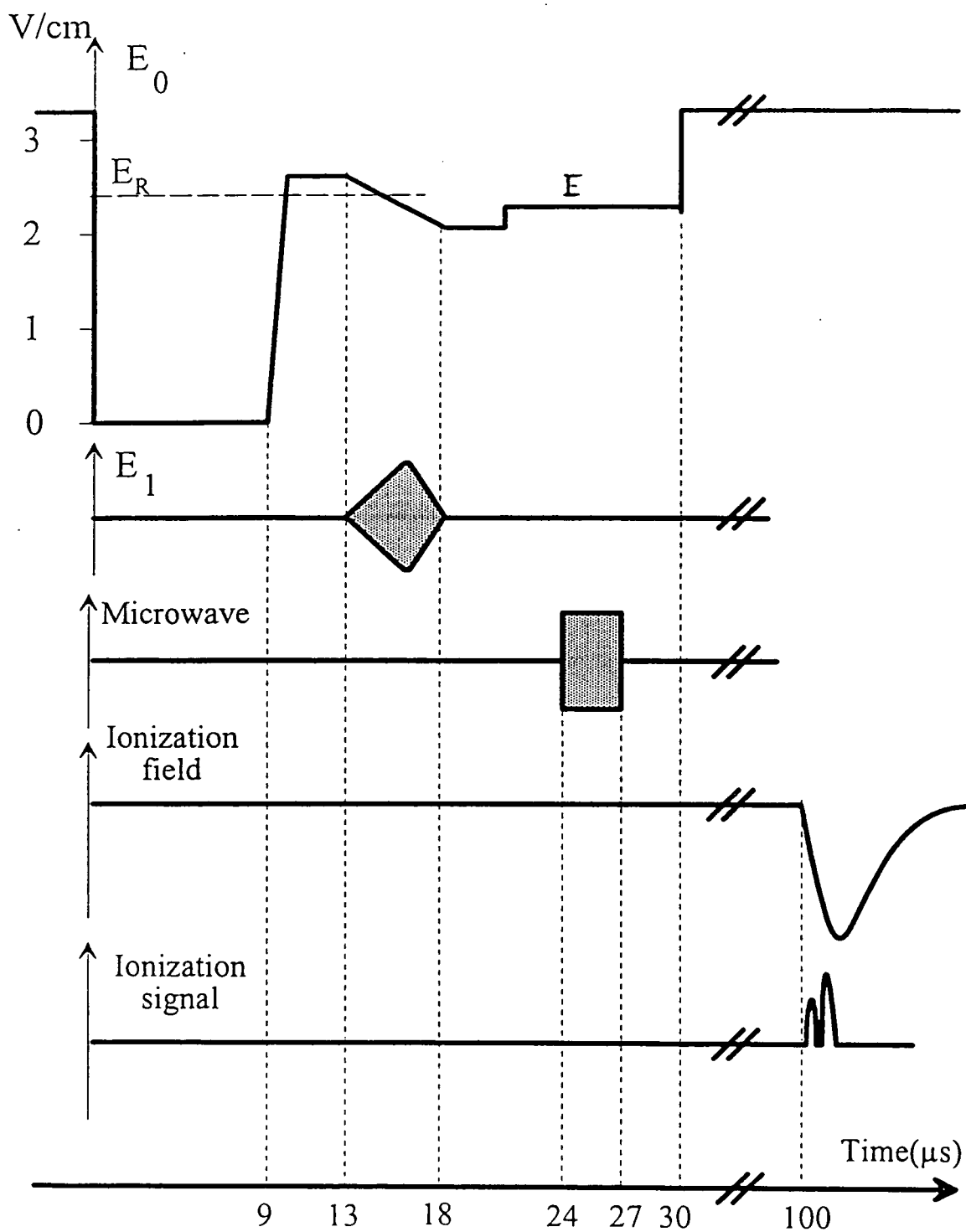


Figure 2.23 : Séquence temporelle complète de la préparation et identification de l'état circulaire.

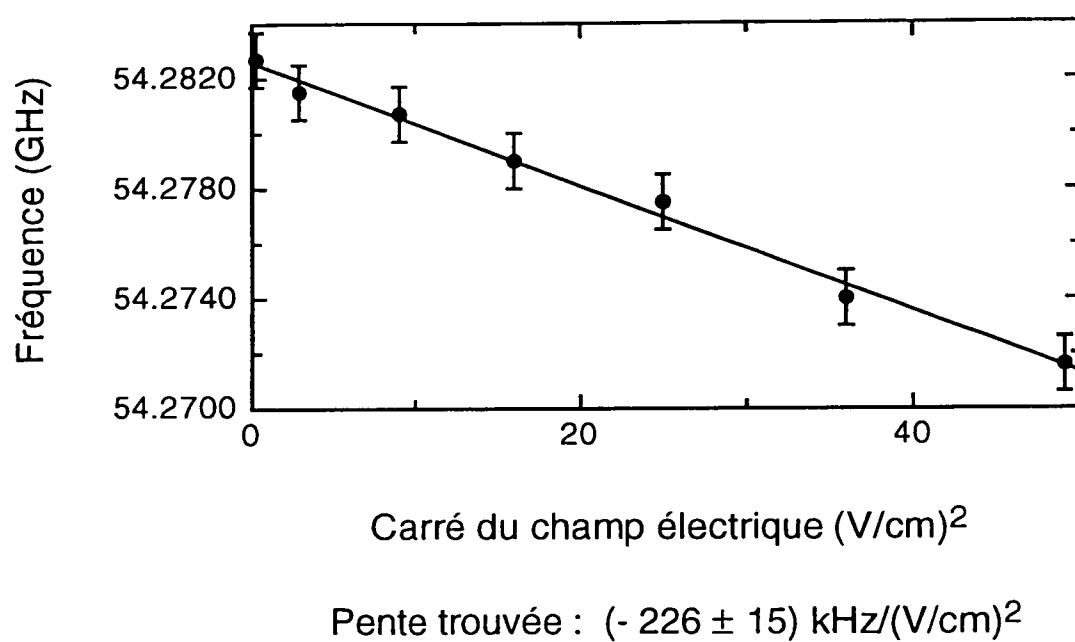


Figure 2.24 : Effet Stark quadratique de la transition entre les niveaux circulaires $n = 50$ et $n = 49$.

montante σ^- (le champ magnétique nous permet de distinguer entre σ^- et σ^+) de $|n = 50, m = 49\rangle$ à $|n = 51, m = 48, n_1 = 1\rangle$ (cf. la figure 2.25) alors que nous n'avons vu aucune indication d'une transition σ^- descendante (vers la multiplicité $n = 49$).

Les transitions micro-ondes entre niveaux circulaires nous ont aussi permis de déterminer la pureté des niveaux préparés. Si la préparation des niveaux circulaires est imparfaite, des niveaux de plus faible moment angulaire peuvent être peuplés. En présence d'un champ électrique, on peut résoudre la raie entre les niveaux circulaires n et $n + 1$ par rapport aux raies partant de niveaux de plus faible moment angulaire. Quelques unes de ces raies sont représentées sur la figure 2.26. Leurs fréquences sont déplacées, pour la plupart d'entre elles, linéairement en fonction du champ électrique.

La puissance micro-onde est ajustée de façon à saturer la raie circulaire \rightarrow circulaire (puissance maximale pour laquelle on n'élargit pas la raie). Ensuite, sa fréquence est balayée pour vérifier si le niveau préparé est sensible à une autre fréquence qui correspondrait à une transition entre niveaux de plus faible moment angulaire.

Nous avons fait cette mesure dans une région située après la zone de préparation. L'avantage est qu'il n'y a pas de champ magnétique et que le champ électrique est plus homogène, ce qui nous permet d'avoir des largeurs de raie considérablement plus fines (\sim quelques dizaines de kHz). On peut voir l'allure du spectre obtenu sur la figure 2.27. Initialement, c'est le niveau circulaire $n = 52$ qui est préparé. Le taux de transfert à la fréquence correspondante à la transition entre les niveaux circulaires $n = 52$ et $n = 51$ est inférieur à 50%. On voit une autre résonance que l'on peut attribuer à la transition $|n = 52, m = 50, n_1 = 0\rangle \rightarrow |n = 51, m = 49, n_1 = 0\rangle$. Le taux de transfert que l'on voit correspond à une population, dans le niveau $|n = 52, m = 50, n_1 = 0\rangle$, de $\sim 10\%$ des atomes du pic attribué au niveau circulaire. Les résonances partant de niveaux de m encore plus faible ne sont pas visibles sur la figure. La pureté du niveau circulaire que nous avons préparé est donc estimée à $\sim 80\%$.

Il y a deux possibilités pour expliquer que la pureté soit inférieure à 100%. D'une part, il se peut que la sélectivité de la préparation ne soit pas suffisante pour transférer tous les atomes de $m = 2$ au niveau circulaire. D'autre part, l'impureté peut venir des défauts de préparation du niveau initial. Si un atome est en $m = 3$ au début de la procédure de circularisation, il va finir justement dans le niveau $m = n - 2$ à la fin du passage adiabatique. Jusqu'à présent, seuls les 1^{er} et 3^{ème} échelons laser étaient stabilisés sur réseau, le 2^{ème} échelon était encore large spectralement (et donc peut sélectif).

Le fait de pouvoir préparer le niveau circulaire $n = 52$ est alors important. En champ électrique non-nul on peut, en effet, induire une transition micro-onde de ce niveau vers le niveau circulaire $n = 51$, résolue de manière à ne pas induire des transitions partant de niveaux de plus faible moment angulaire. Les atomes détectés dans le niveau $n = 51$ sont alors des atomes circulaires purs.

La transition de "purification" de $n = 52$ vers $n = 51$ a lieu dans une région où le champ électrique est extrêmement homogène (voir le Chapitre 3). La micro-onde est appliquée pendant un intervalle de temps déterminé et son intensité est ajustée de façon à transférer le plus grand nombre d'atomes de $n = 52$ vers le niveau

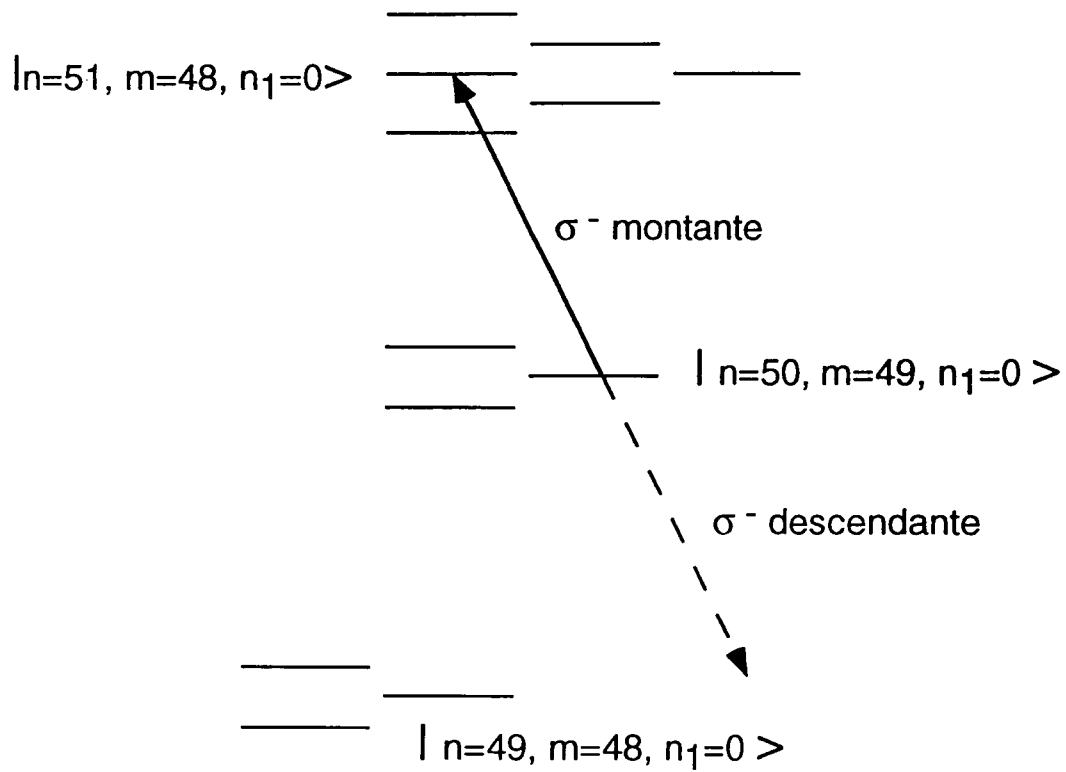


Figure 2.25 : Transition σ^- de $|n = 50, m = 49\rangle$ à $|n = 51, m = 48, n_1 = 1\rangle$. Il n'existe pas de transition σ^- descendante.

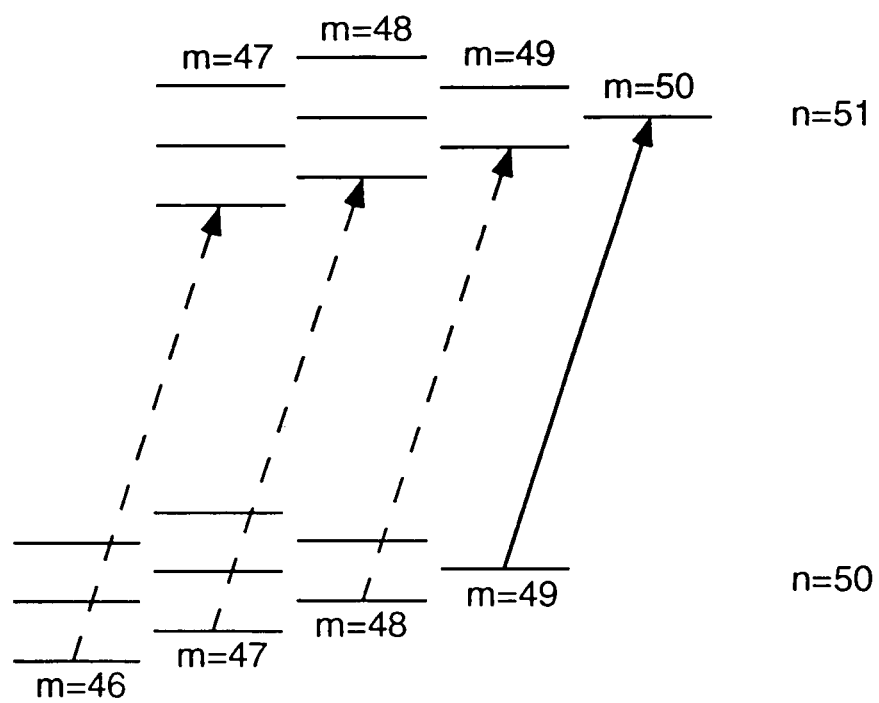


Figure 2.26 : Transitions micro-onde entre les multiplicités $n = 50$ et $n = 51$ partant de niveaux de plus faible moment angulaire.

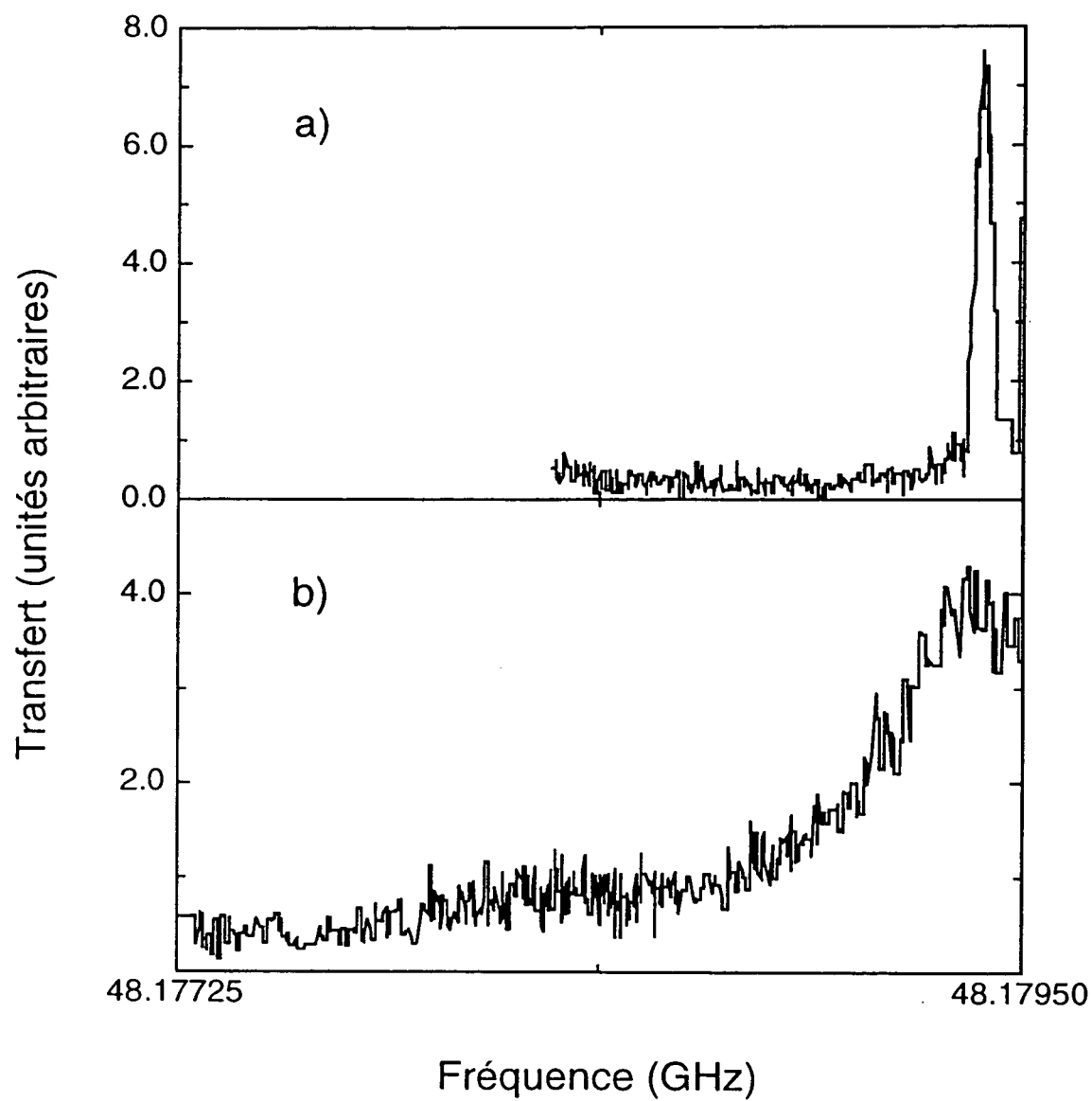


Figure 2.27 : Spectre de la transition entre les niveaux circulaires $n = 52$ et $n = 51$. a) à faible puissance micro-onde. b) à plus forte puissance.

circulaire $n = 51$. Cette purification des niveaux circulaires servira, principalement, à des expériences futures. Un nouveau condensateur vient d'être installé dans le montage, à la sortie de la zone de préparation des atomes, à cette fin.

2.3.6 Résumé des caractéristiques de la préparation des atomes circulaires

Les atomes circulaires sont préparés de façon impulsionnelle. Chaque cycle de préparation dure $\approx 20 \mu\text{s}$ ($10 \mu\text{s}$ de préparation laser, 2 à 3 μs pour le Stark-Switching et 5 μs pour le passage adiabatique). Le taux de répétition des cycles de préparation peut être varié et dépend de l'expérience qui est réalisée. Typiquement, les cycles sont répétés à une fréquence de 1,67 kHz.

Le nombre d'atomes circulaires détectés est de ~ 40 atomes par cycle de préparation. Bien entendu, le nombre d'atomes effectivement préparés dépend de l'efficacité de détection. Dans l'annexe (...), nous avons décrit une expérience qui nous permet d'estimer cette efficacité. On estime alors le nombre d'atomes préparés à ~ 200 atomes par cycle. Les seuils d'ionisation des niveaux circulaires $n = 50$, $n = 51$ et $n = 52$ sont, respectivement: $F_{50} = 148 \text{ V/cm}$, $F_{51} = 136 \text{ V/cm}$ et $F_{52} = 125 \text{ V/cm}$.

La pureté des niveaux préparés a été évaluée à $\sim 80\%$ par des mesures spectroscopiques sur une transition entre niveaux circulaires. Nous savons, cependant, qu'il est possible de disposer d'atomes circulaires purs dans les niveaux $n = 51$ et $n = 50$ en préparant le niveau circulaire $n = 52$. Ce niveau est ensuite transféré vers le niveau $n = 51$ par une impulsion micro-onde, en présence d'un champ électrique homogène.

2.4 La cavité supraconductrice

Nous passons maintenant à l'analyse du champ électromagnétique. Plus spécifiquement, nous allons décrire ici la cavité supraconductrice, qui contient le champ électromagnétique et détermine ses propriétés géométriques.

La connaissance des niveaux atomiques employés est essentielle pour le choix du type de cavité que nous utilisons. Comme on l'a vu, les niveaux atomiques circulaires ne sont pas stables en l'absence d'un champ directeur. Dans le cas de nos expériences, il s'agit d'un champ électrique statique. Cette propriété des atomes circulaires a été déterminante pour le choix d'une cavité de géométrie ouverte, de type Fabry-Perot. En effet, il est facile de surmonter cette contrainte dans une telle géométrie: il suffit d'appliquer une différence de potentiel aux miroirs pour produire un champ électrique statique à l'intérieur de la cavité. L'axe de la cavité est donc positionné verticalement, parallèle au champ électrique statique de préservation des atomes circulaires.

Un autre avantage de la géométrie que nous utilisons est le fait que les atomes passent relativement loin des parois métalliques. On évite ainsi les inhomogénéités de champ électrique qui existent toujours près de la surface des métaux, à cause des orientations aléatoires des cristaux dans ces derniers ("patch effect").

La géométrie ouverte pour la cavité constitue un changement par rapport aux cavités de haut facteur de qualité utilisées par le groupe dans des expériences précédentes (par exemple, le micro-maser à deux photons [31][32] et le Rabi Splitting) [27][28]. Les facteurs de qualité obtenus avec ces cavités fermées étaient de $\sim 10^8$. Comme nous allons le voir dans la suite, le choix d'une cavité ouverte a posé un certain nombre de problèmes concernant les facteurs de qualité qui n'existent pas pour les cavités fermées (les photons pouvant être diffusés en dehors du mode de la cavité). Nous commencerons par décrire la structure de modes des cavités Fabry-Perot et nous donnerons ensuite des détails spécifiques à la cavité que nous utilisons. On présentera les mesures de fréquence et facteur de qualité de cette cavité et on discutera ensuite de ses limitations.

2.4.1 Structure de modes de la cavité

Les miroirs sont sphériques de diamètre D et de rayon de courbure R_0 (les rayons de courbure des miroirs ne doivent pas forcément être égaux, mais nous ne traiterons ici que le cas où ils le sont). Ils sont en Niobium (Nb), métal supraconducteur à $T \leq 9,2$ K.

Les miroirs sont tenus l'un en face de l'autre, séparés d'une distance $l < R_0$ (cf. la figure 2.28), ce qui assure la stabilité des modes du résonateur. Pour notre cavité, le diamètre des miroirs est $D_{\text{cav}} = 50$ mm avec un rayon de courbure $R_0 = 40$ mm.

La structure de modes que l'on présente ici est générale pour une cavité de ce type [91]. Les modes auxquels on s'intéresse sont les modes axiaux TEM_{00} , qui ont leur champ essentiellement confiné sur l'axe de symétrie de la cavité. Les champs électrique et magnétique sont orthogonaux à la direction de propagation.

Les fréquences de ces modes sont données par la formule:

$$\nu = \left[(q + 1) + \frac{2}{\pi} \arccos \sqrt{1 - \frac{l}{2R_0}} \right] \frac{c}{2l}, \quad (2.10)$$

où $(q + 1)$ est leur nombre de ventres. Les modes successifs sont séparés de $\nu_{q+1} - \nu_q = c/2l$. Le mode TEM_{00} à neuf ventres est accordé sur la transition atomique à $\nu_{\text{cav}} = 51,099$ GHz, pour une séparation entre les miroirs de $l = 27,57$ mm. La structure spatiale du champ électrique est donnée par la fonction $f(r, z)$, exprimée en coordonnées cylindriques par rapport à l'axe des miroirs:

$$f(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} \cos \left(2\pi \frac{z}{\lambda} - \arctan \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} + \frac{\pi r^2}{\lambda R(z)} + q \frac{\pi}{2} \right) \exp \left(- \frac{r^2}{w(z)^2} \right), \quad (2.11)$$

où $\lambda = c/\nu$ est la longueur d'onde du mode et l'origine pour z est prise au centre de la cavité. Cette expression est déduite en supposant une symétrie cylindrique parfaite. Dans ce cas, deux modes polarisés orthogonalement l'un par rapport à l'autre sont

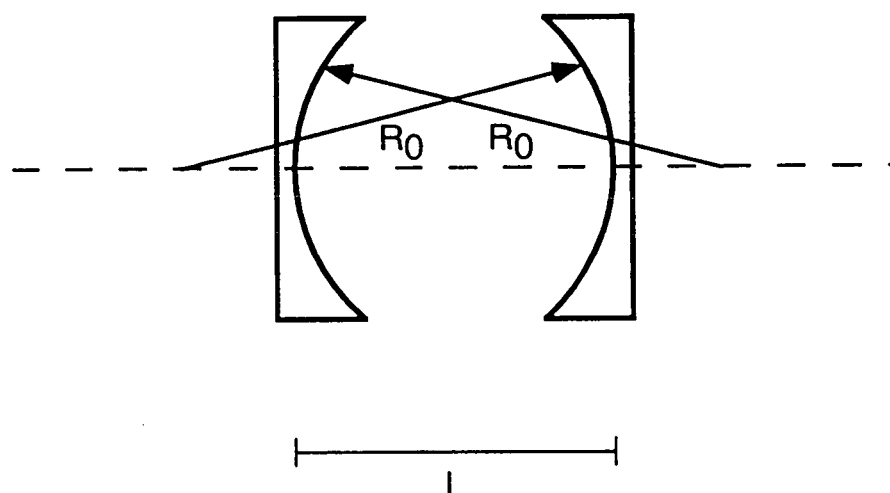


Figure 2.28 : Géométrie de la cavité

dégénérés. Dans la plupart des cas, les miroirs ne sont pas parfaitement sphériques, ce qui lève cette dégénérescence. Les expressions pour w_0 , $w(z)$ et $R(z)$ sont données ci-dessous.

Le rayon d'extension minimale du mode autour de l'axe est appelé "waist" du mode et est donné par l'expression

$$w_0^2 = \frac{\lambda l}{2\pi} \left(\frac{2R_0}{l} - 1 \right)^{1/2}. \quad (2.12)$$

Dans le cas de notre cavité, il vaut $w_0 = 5,96$ mm. Les fonctions $w(z)$ et $R(z)$ donnent la variation de l'extension du mode par rapport à l'axe et celle du rayon de courbure des fronts d'onde. Elles s'écrivent:

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (2.14)$$

Ces expressions nous donnent les propriétés géométriques du champ électromagnétique dans la cavité. Elles seront importantes, en particulier, pour calculer la pulsation de couplage entre les atomes et le champ.

Le couplage atome – cavité

Le couplage entre atomes et champ électromagnétique dans la cavité est caractérisé par la pulsation de Rabi, qui a été définie au Chapitre 1. De façon générale, la pulsation de Rabi est donnée par l'expression:

$$\Omega = \frac{\mathcal{E}_0 f(r, z) d}{\hbar}, \quad (2.15)$$

où d est le dipôle suivant la polarisation du mode, \mathcal{E}_0 est le champ électrique par photon et la fonction $f(r, z)$ est donnée par l'équation (2.11). Au centre du mode, la fréquence de Rabi prend sa valeur maximale.

Le dipôle de la transition entre les états circulaires $n = 50$ et $n = 51$ a été calculé au § 2.2.1. Ici, nous sommes intéressés par sa projection suivant la polarisation du mode. Celle-ci est orthogonale à l'axe des miroirs et donc à l'axe de quantification: le champ est polarisé σ . Il faut donc diviser par $\sqrt{2}$ la valeur trouvée au § 2.2.1, calculée pour une polarisation σ^+ .

Le champ électrique par photon est donné par la formule (cf. l'équation 1.9):

$$\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{\hbar\omega_{\text{ch}}}{2\epsilon_0 V_{\text{mode}}}}, \quad (2.16)$$

où V_{mode} est le volume effectif du mode de la cavité. Il a été défini au Chapitre 1 (cf. l'équation 1.8). Ce volume est trouvé égal à $V_{\text{mode}} = \pi w_0^2 l / 4 = 770 \text{ mm}^3$ et le champ par photon vaut $\mathcal{E}_0 = 1,58 \cdot 10^{-3} \text{ V/cm}$. La valeur maximale de la fréquence de Rabi vaut donc:

$$\frac{\Omega_{\text{max}}}{2\pi} = 25 \text{ kHz}. \quad (2.17)$$

2.4.2 Mesures de la fréquence de résonance et du facteur de qualité

Au centre de chaque miroir il y a des trous pour permettre un couplage à des sources micro-onde extérieures. Les mesures de la fréquence de résonance de la cavité et de son facteur de qualité sont effectuées par l'étude de la transmission d'un champ micro-onde, injecté et détecté à travers les trous dans les miroirs. Ces trous de couplage ont un diamètre de 0,2 mm sur une profondeur de $\sim 0,2 \text{ mm}$. Ils sont suffisamment petits pour ne pas dégrader le facteur de qualité, tout en permettant le couplage d'un champ extérieur au mode. Le perçage se fait par électro-érosion à l'aide d'électrodes de cuivre cylindriques de diamètre 0,2 mm.

L'étude de la transmission est faite avec un analyseur vectoriel de réseaux de conception originale (ABmm, Paris) [92][93]. Un schéma de principe est représenté sur la figure 2.29. Les sources primaires sont deux générateurs YIG (Yttrium Iron Garnet), qui émettent à des fréquences entre 8 et 18 GHz. Nous les appellerons YIG-E (pour émission) et YIG-M (pour mesure). Le YIG-E émet à une fréquence F_1 alors que le YIG-M émet à une fréquence F_2 . Ces deux signaux sont combinés dans un mélangeur et leur différence $f = |F_1 - F_2|$ est asservie en phase. L'asservissement est réglé pour que $\varphi_1 = \varphi_2$.

Le signal à la fréquence F_1 est envoyé dans un mélangeur (le composant principal est une diode Schottky) qui fournit des harmoniques de F_1 , en optimisant un harmonique N , à la fréquence NF_1 . Le champ à la fréquence NF_1 traverse la cavité. Pour produire le champ à 51 GHz, on utilise l'harmonique 4. Le signal à la fréquence F_1 est stabilisé sur un Quartz externe, ce qui donne une largeur instrumentale de $\sim 200 \text{ Hz}$.

Le signal transmis, à NF_1 , est envoyé dans un autre mélangeur sur lequel est aussi envoyé le signal F_2 . Dans ce mélangeur l'harmonique N de F_2 est produit et combiné avec le signal transmis pour donner la différence $F_{\text{if}} = NF_1 - NF_2 = Nf$. Ce dernier signal est détecté par mélange hétérodyne et on peut avoir une mesure directe de sa phase, en prenant comme référence la phase du signal utilisé pour stabiliser la différence des deux YIGs à la fréquence f . Le spectre d'une cavité est obtenu en balayant ensemble la fréquence des deux YIGs, de façon à ce que la différence

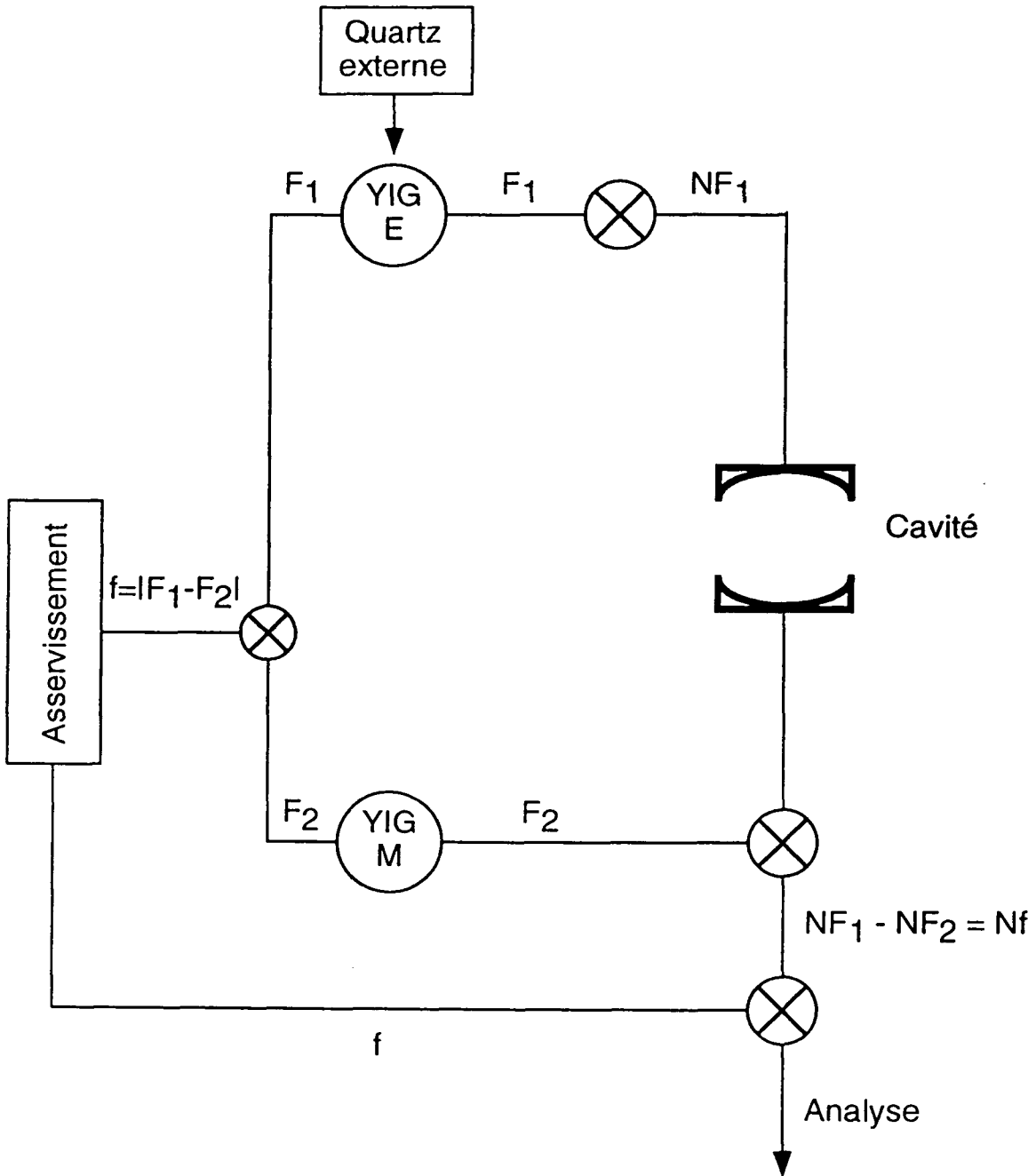


Figure 2.29 : Schéma de principe de l'analyseur vectoriel de réseaux de ABmm.

reste constante. Dans une bande entre 50 et 60 GHz, la dynamique de l'appareil est ~ 120 dB.

Une résonance typique (puissance micro-onde transmise \times fréquence) est présentée sur la figure 2.30 pour une cavité à la température $T = 1,4$ K. Il s'agit de la première cavité (ouverte) que nous avons réalisée. Elle a été utilisée pour les expériences décrites dans le Chapitre 3. On voit sur la figure les deux modes de polarisations orthogonales, séparés de 146 kHz à cause des défauts de symétrie des miroirs. Un "fit" vectoriel est représenté sur la même figure et nous donne le facteur de qualité. Pour cette cavité, il vaut $Q = 8 \cdot 10^5$, ce qui correspond à une largeur spectrale $\Delta\nu = 65$ kHz.

2.4.3 L'accord de la cavité

Il est possible d'atteindre des largeurs spectrales bien inférieures à celle que nous venons de voir. Récemment, nous avons réussi à obtenir une cavité ouverte de facteur de qualité $Q = 2 \cdot 10^8$. Sa largeur spectrale est $\Delta\nu = 250$ Hz.

Une largeur spectrale aussi faible implique que l'accord de la cavité doit être fait avec une précision au moins comparable à la largeur de la raie atomique, c'est-à-dire, quelques kHz. Pour atteindre cette précision, il faut que la distance entre les miroirs soit connue et stable à quelques Å près. Il est très difficile d'espérer accorder une cavité supraconductrice avec cette précision a priori. D'autre part, la reproductibilité du montage mécanique dans lequel sont tenus les miroirs est seulement de quelques MHz. Il est donc indispensable d'avoir un système qui permette d'accorder la cavité dans le montage fermé à la température de l' ^4He liquide. De plus, il faut que ce système ait une stabilité mécanique extrêmement élevée.

La formule (2.10) nous indique que la fréquence de résonance de la cavité est déterminée uniquement par le rayon de courbure des miroirs et par leur séparation (des effets d'ordre supérieur, comme les défauts de symétrie des miroirs). La précision avec laquelle on connaît le rayon de courbure des miroirs ($R = 40 \pm 0,02$ mm) est limitée par la précision de l'usinage. Ceci nous empêche de savoir, a priori, à quelle distance il faut les positionner l'un de l'autre. Pour pouvoir ajuster la séparation entre les miroirs, il y a des cales en cuivre positionnées derrière chaque miroir. On peut réduire les épaisseurs des cales par attaque chimique (acide nitrique). En termes de la fréquence de la cavité, l'incertitude a priori est de l'ordre de 100 MHz. Un accord préliminaire, à la température ambiante, est nécessaire pour qu'à froid on soit capable d'amener la cavité à la bonne fréquence.

La faible conductivité du Niobium à la température ambiante nous empêche de faire cet accord directement. La transmission de la cavité varie de façon quadratique avec le facteur de qualité. Pour des trous de couplage aussi petits que 0,2 mm, la transmission à travers la cavité n'est mesurable que si celle-ci a un grand facteur de qualité (pour des trous de diamètre 0,2 mm, nous avons constaté que le facteur de qualité doit être supérieur à 10^5).

Pour faire le pré-accord, nous avons utilisé des miroirs en cuivre qui ont la même géométrie que les miroirs en Niobium (même diamètre et rayon de courbure) avec des

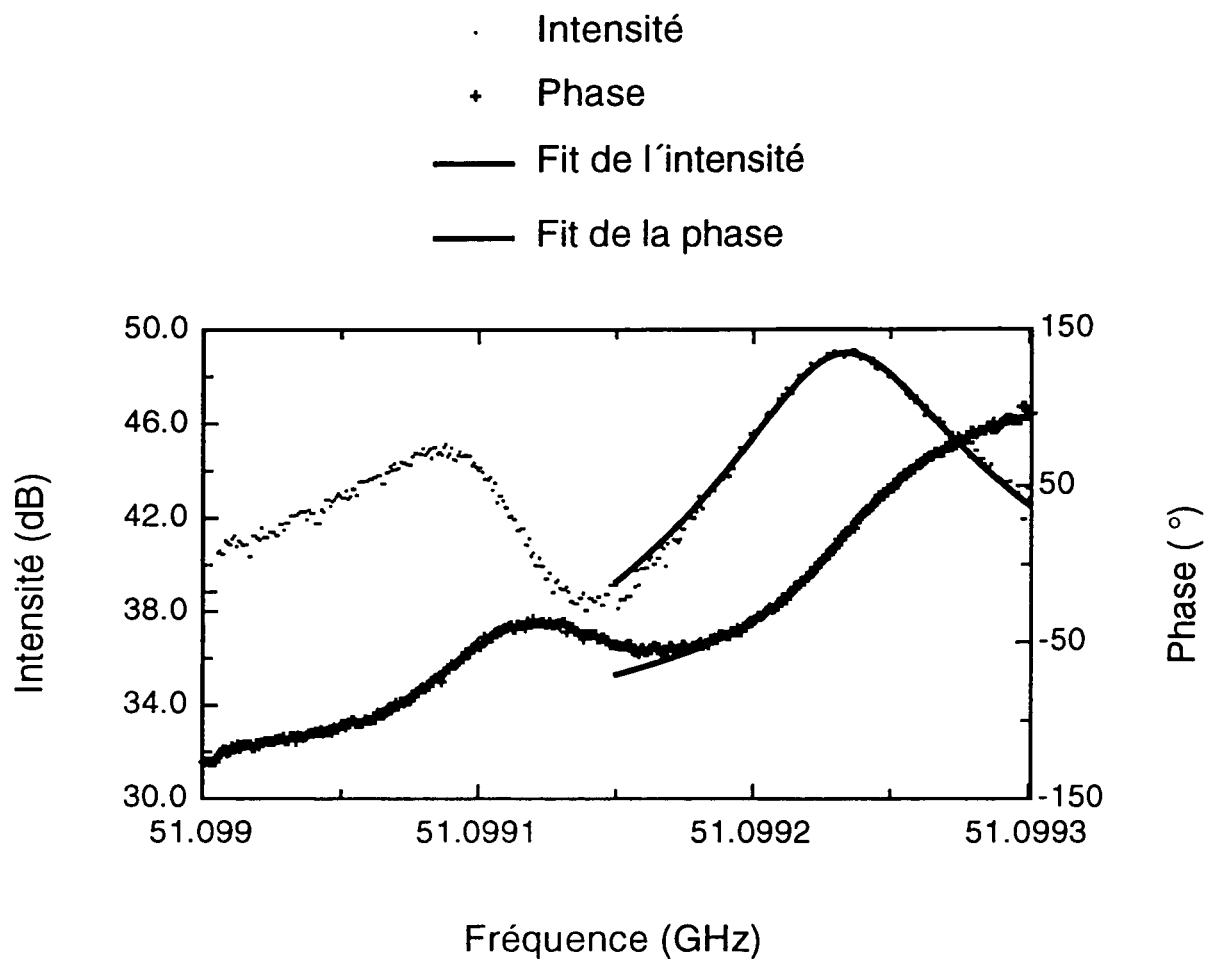


Figure 2.30 : Résonance typique de la cavité utilisée dans les expériences présentées au Chapitre 3. On voit aussi bien la variation de l'intensité transmise que celle de la phase.

trous de couplage beaucoup plus grands (1 mm). Connaissant la fréquence de résonance de la cavité formée par les deux miroirs en cuivre, on peut déduire la fréquence de résonance, à la température ambiante, de la cavité formée par les deux miroirs en Niobium à partir de mesures de transmission de cavités formées par un miroir en cuivre et un miroir en Niobium. Il faut encore tenir compte de l'indice de refraction de l'air et des contractions thermiques des différents matériaux pour savoir la fréquence à viser à la température ambiante. Ces deux effets ont été mesurés. La contraction thermique, entre la température ambiante et celle de l' ^4He liquide, a été trouvée égale à $127 \mu\text{m}$ et l'indice de l'air vaut $n_{\text{air}} = \nu_{\text{vide}}/\nu_{\text{air}} = 1,000292$. La fréquence de la cavité sous vide et à la température de l' ^4He liquide est décalée de 250 MHz par rapport à sa fréquence à la température ambiante et à l'air.

Le support de la cavité est représenté sur la figure 2.31. Il s'agit d'une pièce en cuivre massif, sur laquelle sont fixés un des miroirs et un couvercle en inox avec l'autre miroir. Le couvercle en inox contient deux parties qui sont reliées par une membrane d'épaisseur 1 mm. Une partie est fixée rigidement au support en cuivre et sur l'autre partie est fixé un des miroirs. La faible épaisseur de la membrane permet de déformer le couvercle et ainsi varier la séparation entre les miroirs. Cette déformation est faite à l'aide de lames de bronze, poussées par une vis micrométrique. Les lames de bronze n'agissent que sur la partie du couvercle où est fixé le miroir, permettant de l'éloigner du miroir fixé sur le support en cuivre.

Un accord plus fin est réalisé avec des cales piézo-électriques situées derrière un des miroirs. Cet accord se fait de façon continue sur une plage de 200 kHz, en appliquant une tension de 0 à 1000 V sur les piézos.

2.4.4 Limitations au facteur de qualité

Comme nous l'avons vu, le choix de travailler avec une cavité ouverte a posé certains problèmes pour atteindre des grandes valeurs de surtension. Nous analysons ici les limitations au facteur de qualité qui sont intrinsèques à ce choix de cavité et les solutions techniques que nous avons trouvées pour les surmonter.

Tout d'abord, certaines précautions doivent être prises vis-à-vis de l'usinage des miroirs. Celui-ci dégrade la surface du Niobium, provoquant des micro-fractures et introduisant des impuretés dans le réseau métallique, qui peuvent limiter le libre parcours moyen des paires d'électrons dans le métal. Pour retrouver une bonne qualité de supraconducteur à la surface, les miroirs subissent une attaque chimique dans un mélange de trois acides: fluorhydrique (HF à 40%), nitrique (HNO_3 à 85%) et phosphorique (H_3PO_4 à 65%). Les acides sont mélangés dans les proportions 1 part de HF : 1 part de HNO_3 : 2 parts de H_3PO_4 .

Afin d'éliminer complètement les défauts du réseau métallique dus à l'usinage, l'attaque chimique doit enlever $\sim 100 \mu\text{m}$ de matière à la surface des miroirs. Cette attaque révèle la structure cristalline du matériau. Avant chaque montage, les miroirs doivent encore être rincés à l'acide fluorhydrique pour enlever toute impureté qui serait collée à la surface. L'étape finale est un rinçage dans de l'eau ultra-pure déminéralisée.

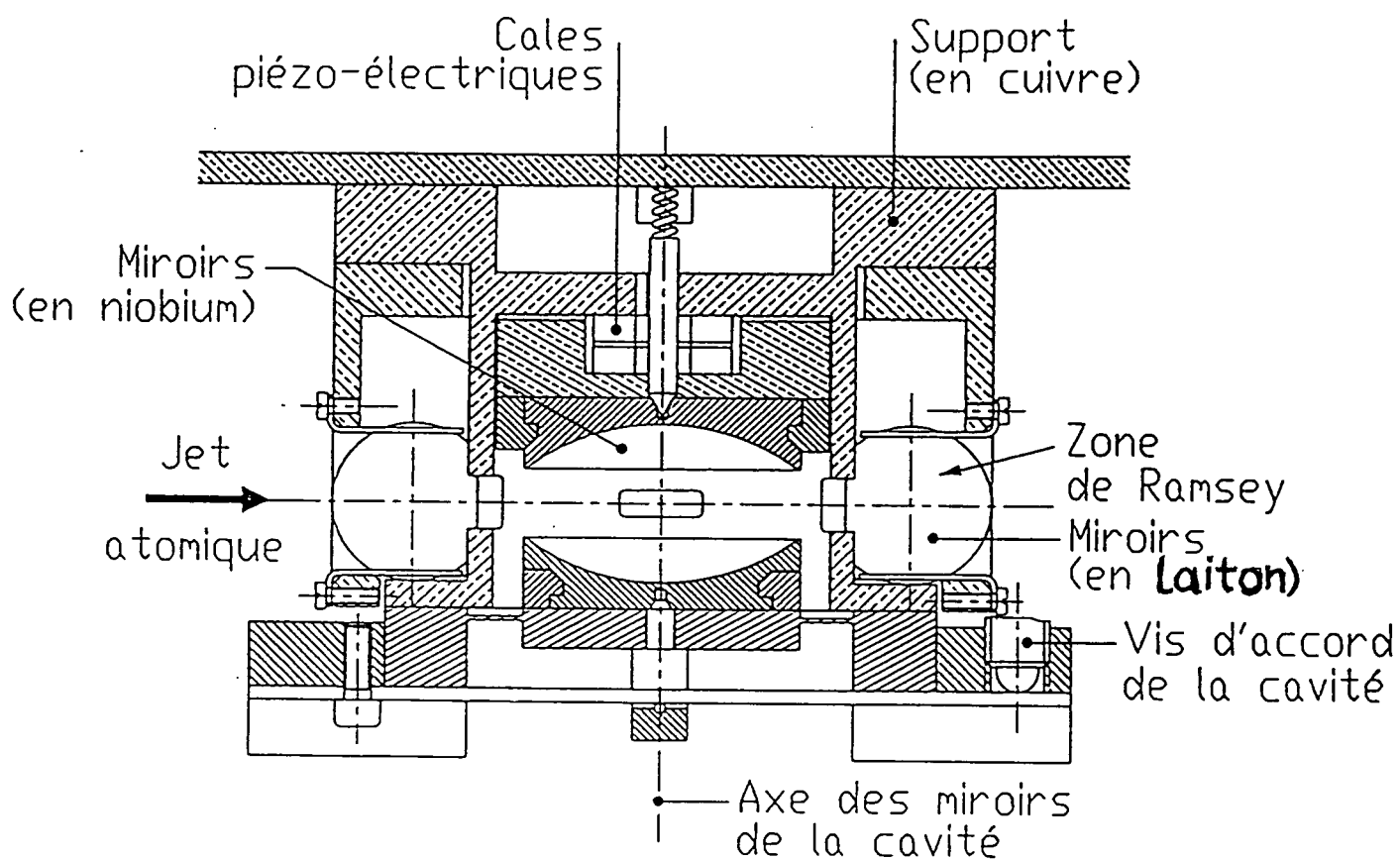


Figure 2.31 : Support de la cavité avec le système d'accord (coupe verticale suivant le jet atomique).

Un faible flux d'Argon est soufflé pendant le montage pour éviter que des poussières ne viennent se déposer sur les miroirs.

La qualité géométrique de la surface est aussi affectée par l'usinage et l'attaque chimique. En particulier, comme l'usinage est fait sur un tour, la qualité de la surface au centre du miroir (là où l'intensité du champ est la plus forte) est la plus mauvaise parce que c'est là que le miroir tourne le moins vite par rapport à l'outil de coupe. Le champ est diffusé par les irrégularités de la surface et sort du mode de la cavité. Il faut remarquer que ceci n'est important que dans une géométrie de cavité ouverte. En effet, nous avons fait des essais avec les miroirs en contact bord à bord (une cavité pratiquement fermée) à la température 1,7 K. Le résultat obtenu a été $Q_{\text{fermé}} = 8.10^8$.

Il est possible d'estimer l'ordre de grandeur de la limite au facteur de qualité due aux imperfections de la surface. La diffusion de l'onde sur les défauts de la surface a comme résultat un couplage avec des modes d'ordre plus élevé. Le front d'onde est déformé et doit être décrit comme une superposition des fronts d'ondes du mode original et des modes d'ordre plus élevé. Un calcul du couplage avec ces différents modes donne une expression pour les pertes relatives de puissance du mode original à chaque réflexion [94]:

$$\frac{\Delta P}{P} = \left(4\pi \frac{h_{\text{rms}}}{\lambda} \right)^2 \quad (2.18)$$

où h_{rms} est l'écart moyen de la surface par rapport à une sphère parfaite. Le facteur de qualité est obtenu facilement à partir de cette expression:

$$Q_{\text{diffus.}} = 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(4\pi \frac{h_{\text{rms}}}{\lambda} \right)^{-2} . \quad (2.19)$$

Le facteur l/λ donne l'inverse du nombre de réflexions pendant une période d'oscillation du champ. Pour des défauts de surface de l'ordre de $1 \mu\text{m}$, on a $Q_{\text{diffus.}} \sim 6.10^6$. Les miroirs que nous avons utilisés dans les expériences décrites au Chapitre 3 avaient des défauts de sphéricité supérieurs à cette valeur, ce qui explique le Q mesuré ($Q = 8.10^5$). Nous verrons un peu plus loin quelques solutions possibles pour réduire cet effet.

D'autres limites au facteur de qualité interviennent à partir de valeurs plus élevées de celui-ci. Tout d'abord, il y a des pertes par diffraction sur les trous de couplage. Un champ incident sur un trou qui est petit devant la longueur d'onde induit des multipôles électrique et magnétique qui oscillent en phase avec le champ incident et rayonnent de l'énergie dans des directions autres que celle d'incidence [95]. Dans le cas qui nous intéresse, le trou est très petit devant la longueur d'onde et seuls les termes d'ordre faible sont importants. En particulier, puisque le champ électrique est parallèle à la surface du miroir et qu'il est nul sur le miroir, seul le terme dipolaire magnétique sera important. Le dipôle magnétique effectif est donné par la formule:

$$\vec{m}_{\text{eff}} = \frac{2R^3}{3\pi} \vec{B}, \quad (2.20)$$

où R est le rayon du trou et \vec{B} est le champ magnétique parallèle à la surface. A partir de ce dipôle, on peut calculer la section efficace de diffraction par le trou de couplage. Elle s'écrit:

$$\sigma = k^4 \frac{8R^6}{27\pi}, \quad (2.21)$$

où $k = 2\pi/\lambda$. La section efficace nous donne la puissance diffusée divisée par le flux incident (puissance par unité d'aire). Si l'on divise la section efficace par l'aire effective du mode ($\pi w_0^2/4$), on a les pertes relatives par réflexion. Le facteur de qualité sera alors donné par

$$Q_{\text{trou}} = 2\pi \frac{l}{\lambda} \frac{1}{\sigma} \frac{\pi w_0^2}{4}. \quad (2.22)$$

Pour nos trous de couplage de diamètre 0,2 mm, le facteur de qualité est limité à $Q_{\text{trou}} = 7.10^9$.

Il faut ensuite tenir compte du fait que les miroirs ont une taille finie. Si on suppose une forme gaussienne pour le mode, sur le miroir il y a une partie du champ qui s'étend plus que le diamètre du miroir. Il est donc nécessaire de choisir judicieusement le diamètre et la distance entre les miroirs pour minimiser cet effet. Un ordre de grandeur simple du Q limité par cette raison pour notre géométrie est donné par l'expression:

$$Q_{\text{diff.}} = 2\pi \frac{l}{\lambda} \exp\left(\frac{D^2}{2w^2}\right), \quad (2.23)$$

où w est la valeur de la fonction $w(z)$ sur un des miroirs. Cette expression ne donne qu'un ordre de grandeur. Sur le miroir, l'approximation paraxiale (qui donne les modes gaussiens) n'est plus valable. Nous ne connaissons pas la vraie forme du mode. Dans le calcul de l'expression 2.23, nous utilisons la forme gaussienne. Le terme exponentiel donne l'inverse du taux des pertes par réflexion. Il est calculé simplement en prenant le rapport entre la partie du mode qui est à l'extérieur du miroir par rapport au cas où les miroirs auraient un diamètre infini (on néglige aussi la courbure des miroirs). C'est-à-dire, si on appelle α le taux de pertes par réflexion, on a:

$$\alpha = \frac{\int_{D/2}^{\infty} e^{-2r^2/w^2} r dr}{\int_0^{\infty} e^{-2r^2/w^2} r dr} = \exp\left(\frac{2w^2}{D^2}\right). \quad (2.24)$$

L'expression (2.23) ne tient pas compte de la diffraction sur les trous de couplage dans chaque miroir et suppose une surface parfaitement sphérique et parfaitement réfléchissante. La valeur ainsi obtenue est de $Q_{\text{diff.}} = 3.10^{11}$.

Finalement, la dernière limite, est due à la température à laquelle on travaille. En effet, à une température différente de 0 K et pour une fréquence non-nulle, la théorie B.C.S. de la supraconductivité prévoit une valeur finie pour le facteur de qualité d'une cavité [96][97]. Cette valeur est inversement proportionnelle à la résistance de surface résiduelle, le coefficient de proportionnalité étant un facteur purement géométrique homogène à une résistance. Cette limite ne nous impose cependant pas de contrainte: elle prévoit un facteur de qualité de $Q_{\text{B.C.S.}} \sim 10^{15}$ à 0,7 K. A $T = 1,4$ K, la limite est un peu plus sévère, le facteur de qualité pouvant atteindre $\sim 10^9$.

Améliorations en cours

Nous avons vu qu'il est possible d'attribuer la faiblesse du facteur de qualité mesuré aux défauts des surfaces des miroirs. Pour régler ce problème, nous avons poli mécaniquement une nouvelle paire de miroirs pour obtenir une surface de qualité optique. Cependant, le polissage mécanique détériore aussi la qualité du métal supraconducteur et il est nécessaire de refaire une attaque chimique ($\sim 30 \mu\text{m}$). L'attaque révèle la structure des cristaux, détériorant ainsi la qualité géométrique de la surface. La surface après polissage et attaque chimique est tout de même meilleure que celles des premiers miroirs. Les défauts peuvent être considérés comme étant inférieurs à $1 \mu\text{m}$.

Le facteur de qualité obtenu avec ces miroirs est $Q = 2 \cdot 10^8$. Le temps d'amortissement correspondant est:

$$t_{\text{cav}} = \frac{Q}{\omega_{\text{cav}}} \approx 600 \mu\text{s} , \quad (2.25)$$

ce qui correspond à 10 fois le temps de traversé de la cavité pour un atome à vitesse thermique. Un tel facteur de qualité rend déjà possible une expérience de préparation d'un état de Fock à quelques photons (cf. le Chapitre 1).

Même si ce facteur de qualité représente déjà un gain énorme par rapport à celui de la première cavité (deux ordres de grandeur), il est encore possible de l'améliorer.

D'abord, les trous de couplage ont été percés après le polissage mécanique: il subsiste un défaut macroscopique (en plus des défauts microscopiques liés à la structure cristalline du matériau) au centre de chaque miroir. Au perçage, le métal a été repoussé sur la partie de la surface qui est très mince (0,2 mm d'épaisseur, sur un diamètre de 1,5 mm). Depuis, la technique de perçage a été améliorée: il est maintenant possible d'obtenir des trous de diamètre 0,2 mm sur dans une surface d'épaisseur 0,2 mm sans la déformer.

Afin de réduire les défauts dus à la structure cristalline, nous faisons des essais d'électropolissage [98]. Cette technique est moins "agressive" que l'attaque chimique et permet de conserver une meilleure qualité de surface après le polissage mécanique. Après l'usinage, les miroirs sont attaqués chimiquement pour enlever $\sim 100 \mu\text{m}$ à la surface. Le polissage mécanique est alors réalisé, suivi du perçage des trous de couplage. Ensuite, nous faisons l'électropolissage. Cette procédure enlève du matériau à la surface de manière régulière. La valeur quadratique moyenne des défauts géométriques

de la surface peut ainsi être très faible, ce qui nous permettra d'obtenir des valeurs encore plus élevées pour le facteur de qualité.

2.5 L'appareil de mesure: franges de Ramsey expérimentales

Nous présentons ici l'interféromètre de Ramsey. Dans un premier temps, nous décrirons les zones d'interaction des atomes avec le champ classique. Ensuite, nous passerons à la description des précautions nécessaires sur l'homogénéité des champs électrique et magnétique afin de préserver la cohérence des états atomiques sur tout le trajet des atomes dans l'interféromètre. Finalement, nous présenterons les premiers signaux expérimentaux de franges, qui démontrent le fonctionnement de l'interféromètre. Sa sensibilité ultime est aussi discutée.

2.5.1 Les zones de Ramsey

La technique des franges de Ramsey consiste (cf. le Chapitre 1) à faire interagir l'atome avec deux champs séparés et en phase entre eux [45][46]. Le temps pendant lequel l'atome interagit avec les champs classiques doit être court devant le temps qui sépare les deux interactions. Dans notre montage, le champ micro-onde est injecté dans deux cavités de type Fabry-Perot, de part et d'autre de la cavité supraconductrice et de géométries semblables à celle-ci.

Leurs miroirs sont en laiton, avec un rayon de courbure $R_0 = 50$ mm, un diamètre $D = 30$ mm et des trous de couplage de 1,5 mm. La séparation entre les miroirs est de $l = 45,38$ mm et le mode qui est résonnant avec les atomes est celui avec 15 ventres. Pour éviter des potentiels de contact dans l'expérience et pour éviter des effets d'oxydation, ils sont dorés par électrolyse. Le mode a un waist $w_0 = 6,82$ mm et un $Q = 2000$, qui est limité par le diamètre des miroirs. La largeur des résonances est de 25 MHz.

Les miroirs sont fixés sur un support en cuivre doré. Derrière chaque miroir, des cales en cuivre permettent d'accorder les cavités sur la transition atomique. Etant donnée la largeur des résonances, il est possible d'accorder les cavités Ramsey a priori (il n'est nécessaire de connaître leurs fréquences de résonance qu'à quelques MHz près). Dans une expérience préliminaire, utilisant un autre montage, nous avons mesuré précisément la contraction thermique (146 μm entre la température ambiante et celle de l' ^4He liquide). L'effet total entre la température ambiante, à l'air (en tenant compte de l'indice), et le montage fermé, à froid est un décalage de +174 MHz.

Le champ est injecté à travers un guide d'onde qui se sépare en deux pour aller vers chacune des cavités Ramsey, la division de puissance étant faite de manière équitable. Il y a un atténuateur réglable (à l'extérieur du cryostat) dans chaque voie et l'une d'entre elles comporte un déphaseur (qui est aussi à l'extérieur). A l'entrée de chaque cavité il y a un polariseur pour que le champ injecté soit uniquement polarisé σ

(linéairement, parallèle au jet atomique), la composante σ^+ étant celle qui est utile à la transition entre atomes circulaires. De cette façon, il est possible de contrôler entièrement l'intensité, la phase relative et la polarisation du champ injecté dans les zones de Ramsey.

2.5.2 Compensation des champs parasites

Nous avons vu qu'un champ électrique ($\sim 0,5$ V/cm), d'axe vertical, est présent tout le long du dispositif expérimental, pour assurer la préservation des atomes circulaires. Ce champ doit être transversalement homogène pour permettre l'observation des franges de Ramsey: le jet atomique a un diamètre de 1 mm et il est nécessaire que les atomes qui passent à des distances différentes par rapport à l'axe du jet subissent l'effet du même champ. Si tel n'est pas le cas, la cohérence entre ces atomes n'est pas préservée et les franges sont brouillées.

A l'intérieur des zones de Ramsey, la contrainte est un peu plus forte: il faut aussi que le champ soit homogène le long du jet. Ceci est nécessaire parce que, dans ces zones, sont induites des transitions entre les états circulaires de $n = 50$ et $n = 51$. Nous cherchons à observer des franges d'une périodicité de quelques kHz. Afin d'avoir une largeur de raie de 1 kHz, le champ de 0,5 V/cm doit être homogène à mieux que 1% (cf. le § 2.2.1).

Le champ électrique de préservation des atomes circulaires est produit par une série d'électrodes disposées tout au long du trajet des atomes (un total de 38). Ces électrodes sont en cuivre d'épaisseur 0,3 mm doré par électrolyse. Le positionnement et les potentiels des électrodes ont été calculés numériquement pour permettre une homogénéité transverse meilleure que 1%. Dans les zones de Ramsey, sur le diamètre défini par le waist, c'est aussi le cas pour ce qui est de l'homogénéité le long du jet. Les géométries des électrodes et leur disposition sont représentées sur la figure 2.32.

L'ajustement des potentiels des électrodes est fait en prenant le calcul numérique comme référence. Certains potentiels sont pré-ajustés par rapport à d'autres afin de faciliter les réglages et de diminuer le nombre de connexions électriques nécessaires.

Par exemple, le champ vertical dans les zones de Ramsey est imposé par deux plaques parallèles (horizontales). Les autres électrodes servent à assurer son homogénéité. Les seuls potentiels des zones de Ramsey à être ajustés de l'extérieur sont ceux appliqués sur les plaques. Les potentiels des autres électrodes sont réglés par rapport à ceux des plaques au moyen de diviseurs installés dans le montage. Les divisions (faites avec des potentiomètres à piste métallique) sont réglées à la température ambiante. Nous avons vérifié que celles-ci ne changent pas à froid. Il nous reste ainsi 19 potentiels ajustables de l'extérieur.

Pour imposer un champ électrique homogène il faut aussi compenser le potentiel de contact entre l'or et le Niobium. L'un des miroirs de la cavité centrale est en contact électrique avec la masse et le potentiel de l'autre détermine la valeur du champ à l'intérieur de la cavité. Il est donc nécessaire de varier le potentiel global des autres électrodes afin de compenser le potentiel de contact. Nous avons trouvé la valeur

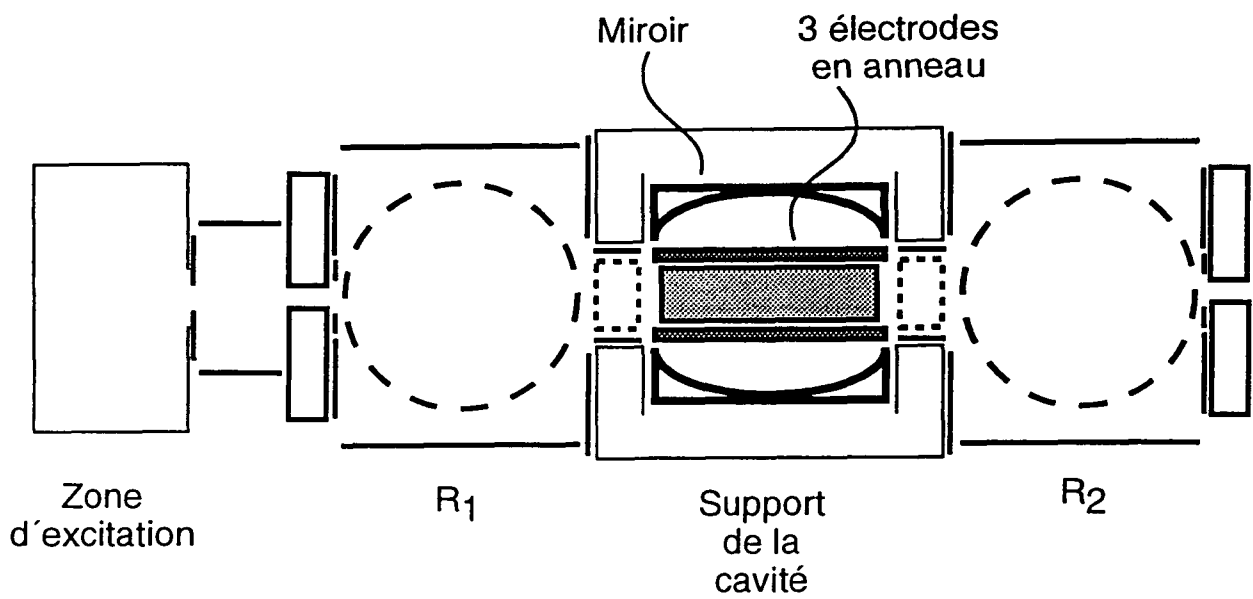


Figure 2.32 : Positionnement des électrodes qui permettent d'imposer le champ de préservation des atomes circulaires le long du jet.

du potentiel de contact (0,6 V), en faisant la spectroscopie de la transition entre les niveaux circulaires $n = 51$ et $n = 50$. La micro-onde utilisée est appliquée de façon impulsionnelle de manière à sonder le champ électrique à différents endroits du montage.

Le signal de franges que nous verrons dans la suite est la démonstration que les champs électriques parasites ont été compensés avec succès. Nous verrons (cf. le § 2.5.3) que les inhomogénéités transverses du champ électrique sont inférieures à 3 mV/cm.

Nous avons vu au § 2.1.1 comment le champ magnétique est compensé. Les bobines à l'extérieur du cryostat et le cylindre en μ -métal permettent de réduire la valeur du champ à ~ 1 mGauss, avec des inhomogénéités transverses inférieures à ~ 400 μ Gauss. La couche d'indium déposée sur la jupe à la température de l'expérience réduit les fluctuations temporelles du champ en dessous de 20 μ Gauss/jour (voir le § 2.5.3).

2.5.3 Signaux de franges observés

Quelques étapes préliminaires sont nécessaires pour l'observation d'un signal expérimental de franges de Ramsey. Nous devons nous assurer, par exemple, que la fréquence de transition atomique est la même à l'intérieur des deux zones de Ramsey. Pour obtenir un contraste maximal du signal de franges, il est aussi nécessaire de régler la puissance du champ injecté dans chaque zone.

Tout d'abord, nous avons fait la spectroscopie de la raie atomique entre les états circulaires $n = 50$ et $n = 51$ dans chaque zone de Ramsey. Les atomes sont préparés dans l'état $n = 51$ et on mesure le taux de transfert vers $n = 50$ en fonction de la fréquence du champ injecté. La largeur des raies observées, de 12 kHz (figure 2.33), correspond à l'inverse du temps de transit des atomes dans le mode de la cavité Ramsey. Il s'est avéré nécessaire d'ajuster le champ électrique dans une zone par rapport à l'autre pour que la fréquence de la transition atomique soit la même dans les deux zones (il est nécessaire de compenser le faible champ vertical parasite dû, probablement, à des effets de pile dans les connexions électriques). Cette fréquence est ajustée à $\nu_{\text{at,}} = 51,099023$ GHz, ce qui correspond à un champ électrique de $\approx 0,5$ V/cm.

Le contraste des franges dépend de l'intensité du champ qui est injecté dans chaque zone. Nous avons vu au Chapitre 1 que le contraste maximal est obtenu quand les atomes subissent des impulsions $\pi/2$ dans chaque zone de Ramsey. La méthode habituelle pour obtenir ces impulsions s'est montrée inefficace (sans doute à cause de problèmes de fuites micro-onde entre les deux zones).

Le contraste a dû être optimisé en variant les puissances de champ micro-onde dans chaque zone et en observant le signal de franges. A cause des fuites micro-onde, il n'a pas été possible de régler les puissances de R1 et R2 indépendamment. Leurs réglages ont été faits de manière alternée et progressive jusqu'à l'obtention du contraste maximal.

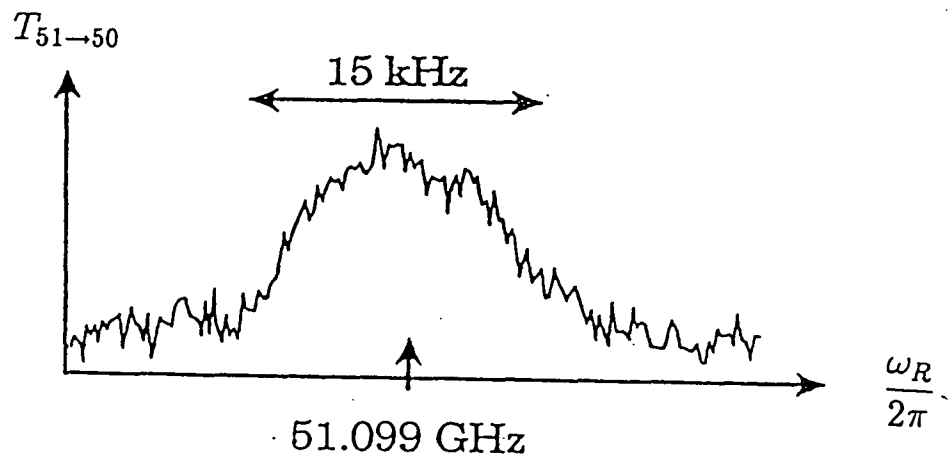


Figure 2.33 : Raie atomique entre les deux états circulaires $n = 50$ et $n = 51$ dans la première zone de Ramsey. La largeur est due au temps de transit.

Tout est prêt pour l'observation des franges. Les atomes sont initialement préparés dans le niveau circulaire $n = 51$. Pour limiter leur temps d'interaction avec le champ micro-onde dans chaque zone de Ramsey, le champ est appliqué de façon impulsionnelle. La vitesse atomique est sélectionnée pour que les atomes soient dans R1 et R2 au moment des impulsions micro-onde. La sélection de vitesse a un autre intérêt: elle nous permet d'observer de nombreuses franges.

La séquence temporelle complète pour la sélection en vitesse est montrée sur la figure 2.34. Le temps d'excitation laser, entre 0 et 9 μs détermine l'instant initial. La micro-onde est appliquée dans les zones de Ramsey pendant des impulsions de 10 μs à des instants qui correspondent au passage des atomes de la bonne classe de vitesse au centre de chaque zone. Les atomes sont détectés à $t = 600 \mu\text{s}$. Cette méthode nous permet de sélectionner la vitesse des atomes avec une précision de l'ordre de 1,5%.

La fréquence de la micro-onde est balayée et on enregistre le taux de transfert entre les niveaux circulaires. La figure 2.35, partie (a), présente le signal observé pour des atomes de vitesse 300 m/s. On observe ≈ 40 franges avec une périodicité de 3,2 kHz. Cette périodicité correspond bien à l'inverse du temps de vol des atomes entre les deux zones de Ramsey (sur une distance $d = 9$ cm). L'enveloppe du signal de franges correspond à l'inverse du temps de chaque impulsion micro-onde. Les durées des impulsions déterminent, en effet, la largeur de la raie entre niveaux circulaires dans chaque zone (par temps de transit). Cette largeur est de 100 kHz (voir la figure 2.35 partie (b)). Nous avons également observé des franges de périodicité 1,6 kHz en sélectionnant une vitesse atomique de 150 m/s. Un signal comme celui de la figure 2.35 partie (a) requiert 20 minutes d'acquisition.

Nous avons balayé localement le centre du profil de franges, sur trois franges complètes. On peut faire un "fit" de ce signal avec une sinusoïde, pour détecter la phase des franges. La reproductibilité du signal et la précision avec laquelle on peut pointer le sommet d'une frange sont de ~ 25 Hz. Cette précision est limitée par le signal sur bruit du taux de transfert lors de l'acquisition de données. Elle est cependant suffisante pour détecter des déplacements du système de franges dus à un champ d'intensité moyenne inférieure à celle du photon unique (voir le Chapitre 3).

Au centre du profil de franges, le taux de transfert oscille entre 20% et 60%. Le fait que le contraste soit plus petit que 100% peut être expliqué par trois facteurs différents. Le champ micro-onde dans les zones de Ramsey n'est sans doute pas très homogène. Son inhomogénéité empêche la réalisation d'impulsions $\pi/2$ parfaites et est donc responsable d'une perte de contraste. Ensuite, il faut mettre en cause la pureté des niveaux circulaires ($\sim 80\%$). Les mesures du taux de transfert ne sont pas corrigées pour tenir compte de l'impureté des niveaux. Cela veut dire que les valeurs maximales et minimales des taux mesurés ne représentent peut-être pas le véritable taux de transfert entre niveaux circulaires.

Finalement, il faut mettre en cause l'inhomogénéité résiduelle des champs électrique et magnétique dans l'expérience. Le contraste des franges observées donne une limite supérieure pour les variations de ces champs sur le diamètre du jet (en supposant que seul l'inhomogénéité des champs est responsable de la perte de contraste): 3 mV/cm,

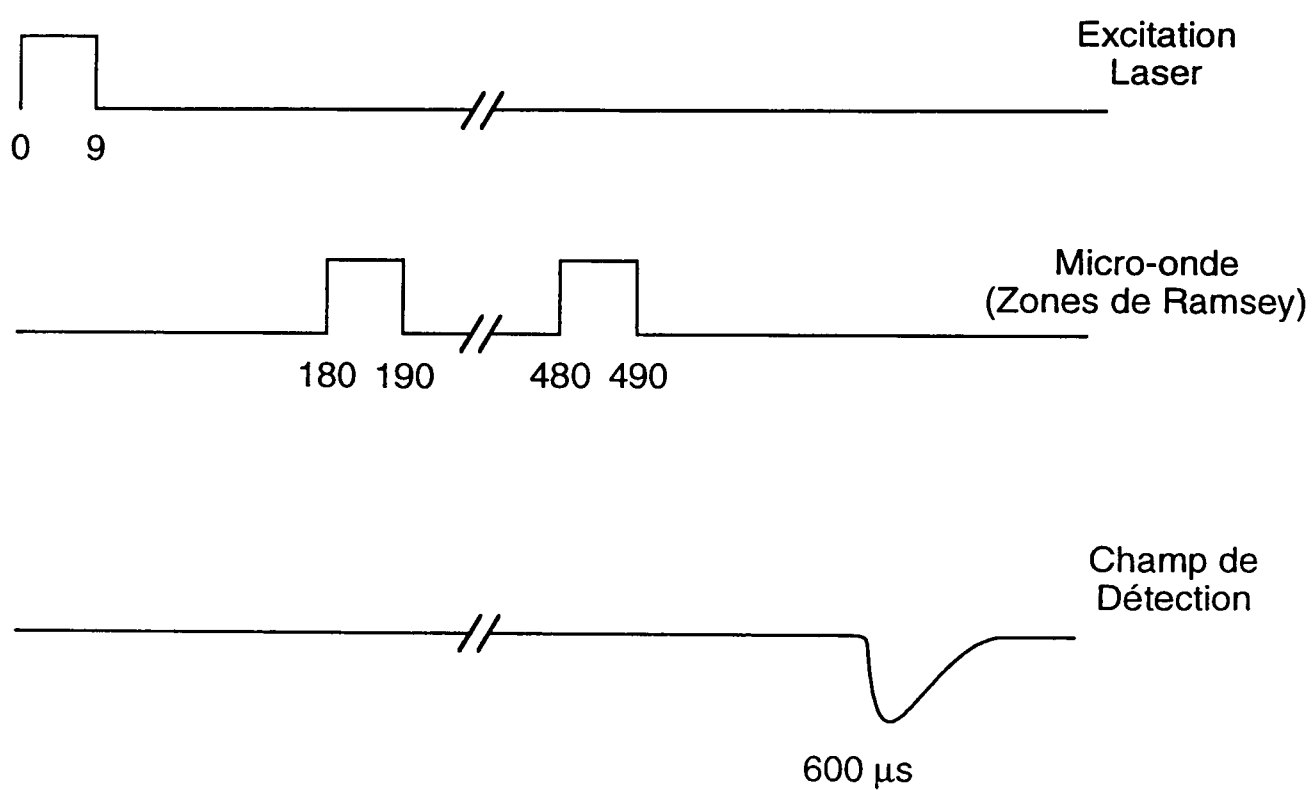


Figure 2.34 : Séquence temporelle de la sélection en vitesse utilisée pour l'obtention des franges de Ramsey. La vitesse est ainsi sélectionnée avec une précision de 1,5%.

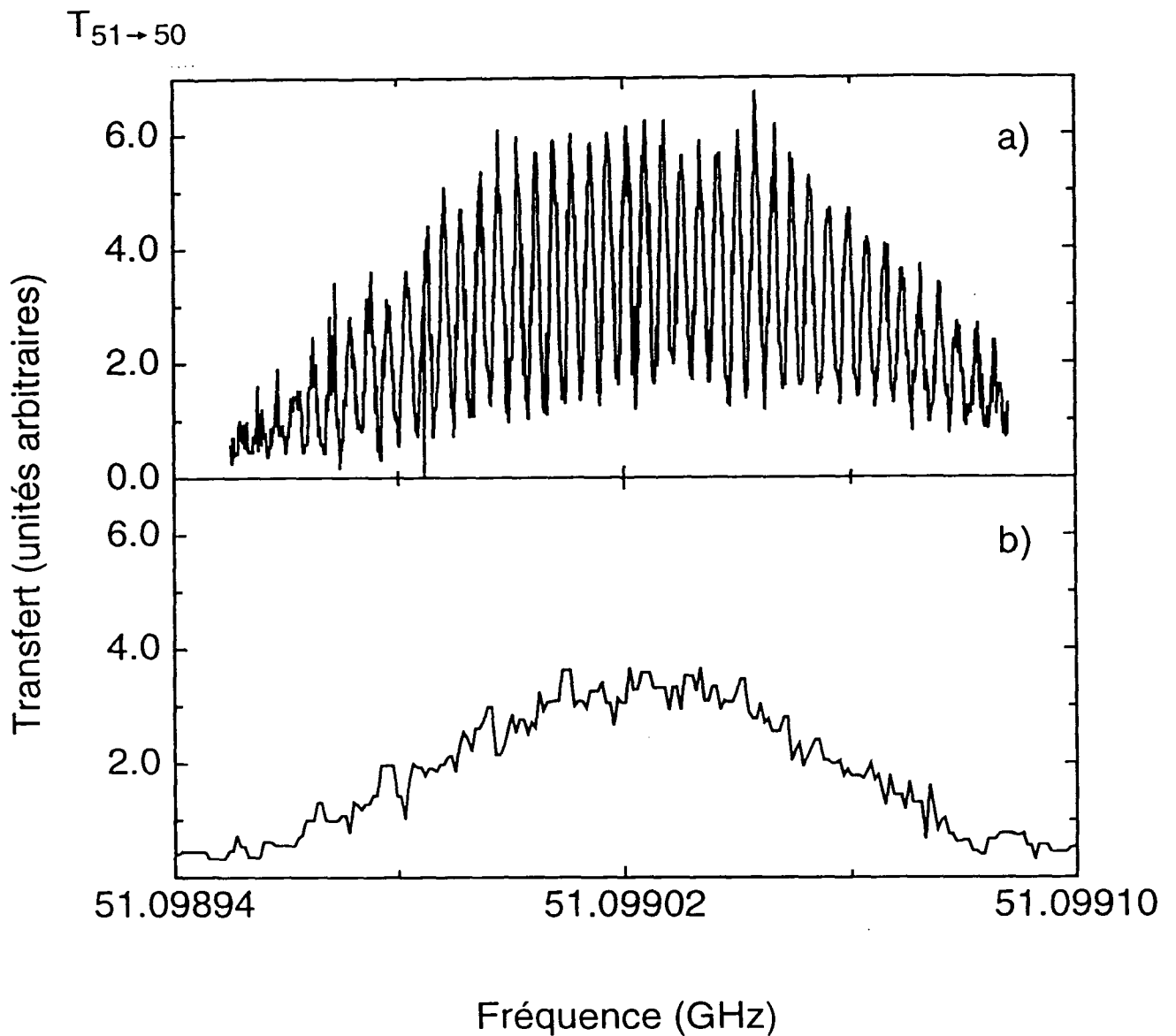


Figure 2.35 : (a) Signal de franges de Ramsey pour la classe de vitesse $v = 300$ m/s. (b) Raie entre les niveaux circulaires en R1 lorsque la micro-onde est appliquée en une impulsion de $10 \mu\text{s}$. Elle correspond à l'enveloppe du signal de franges.

pour le champ électrique, et 400 μ Gauss, pour le champ magnétique. De plus, la stabilité du signal (≤ 25 Hz/jour) donne une limite supérieure pour les fluctuations temporelles du champ magnétique: 20 μ Gauss/jour.

2.6 Conclusion

Le montage expérimental présenté ici permet la réalisation d'expériences sensibles au couplage d'un atome à deux niveaux avec un seul mode du champ. Nous avons vu l'ensemble d'éléments qui le composent en détails.

Les expériences sont réalisées dans un cryostat, à une température très faible. L'importance des faibles températures est double. D'une part, elles permettent d'atteindre de grandes valeurs pour les facteurs de qualité des cavités supraconductrices. D'autre part, le nombre moyen de photons thermiques est considérablement réduit.

Les états atomiques utilisés sont des états circulaires, qui présentent le principal avantage d'avoir de très longs temps de vie. Leur préparation requiert trois excitations optiques (avec des diodes laser) suivies de 47 transitions radio-fréquence. Ces états ne sont pas stables en absence d'un axe de quantification physiquement imposé. A cette fin, un champ électrique de $\sim 0,5$ V/cm est présent sur toute l'extension du montage expérimental.

Nous avons analysé ensuite la cavité supraconductrice. Il a été nécessaire de faire face à un certain nombre de problèmes dus à la géométrie ouverte de la cavité, imposée par le choix des niveaux atomiques. Les expériences présentées dans le prochain Chapitre ont été réalisées avec une cavité de facteur de qualité inférieur à celui obtenu avec des cavités fermées. Nous avons maintenant acquis une meilleure maîtrise de la conception des cavités ouvertes, ce qui a rendu possible l'obtention d'une cavité de facteur de qualité $Q = 2.10^8$.

Finalement, nous avons vu le fonctionnement de l'appareil de mesure, constitué des niveaux atomiques circulaires et du dispositif interférométrique de Ramsey. Les franges obtenues et leur reproductibilité fournissent un moyen très sensible pour la détection des interactions mentionnées ci-dessus. En particulier, comme nous allons le voir dans le prochain Chapitre, elles nous permettent de détecter l'effet de l'interaction non-résonnante entre l'atome et un champ d'intensité moyenne inférieure à celle du photon unique.

Chapitre 3

Mesures des déphasages atomiques dus à l'interaction non-résonnante entre atomes et cavité

Nous allons décrire ici les effets liés au couplage de l'atome avec une cavité presque résonnante. Comme nous l'avons vu au Chapitre 1, ce couplage déplace les énergies des niveaux atomiques, introduisant un déphasage dans la fonction d'onde correspondante.

Les expériences que nous présentons ici sont la première mise en évidence expérimentale de l'effet de déplacement de Lamb produit par un mode unique du champ sur un niveau d'énergie atomique. Nous avons également pu observer des effets dus à des champs d'intensité moyenne inférieure au photon unique.

De plus, il s'agit d'une démonstration expérimentale de la sensibilité de la méthode interférométrique pour les expériences proposées au Chapitre 1. Avec le facteur de qualité de la cavité dont nous disposons maintenant, il est déjà possible de préparer des états de Fock à faible nombre de photons ainsi que de débiter les expériences sur les états "chats de Schrödinger" du champ.

3.1 Déplacements lumineux induits par des champs de l'ordre du photon

La cavité supraconductrice placée entre les deux zones de Ramsey est maintenant accordée à une fréquence proche de celle de la transition atomique. Un petit champ est injecté dans la cavité, avec une intensité contrôlée. Les atomes sont préparés dans une superposition des deux niveaux circulaires dans la première zone de Ramsey. Chaque niveau est déplacé d'une quantité différente par son interaction avec la cavité. A la sortie de la deuxième zone de Ramsey, un décalage du système de franges, d'une quantité proportionnelle à l'intensité du champ, est observé.

La mesure interférométrique est suffisamment sensible pour que nous puissions détecter des différences sur le nombre moyen de photons aussi faibles que $1/10$ de

photon [44].

Nous reviendrons d'abord sur le couplage entre les atomes et la cavité dans l'expérience pour tenir compte du diamètre non-nul du jet et de sa position de passage dans la cavité. Nous présenterons ensuite les mesures effectuées.

3.1.1 Le couplage atome – champ dans l'expérience

Au § 2.4.1, nous avons déterminé la forme du couplage entre atomes et champ électromagnétique en fonction de la position des atomes dans la cavité (cf. l'équation 2.15). Le fait que le jet a un diamètre non-nul est également important et conduit à une valeur moyenne pour la fréquence de Rabi.

Les atomes quittent le four par un trou de diamètre 1 mm. L'alignement du four est fait par moyen de deux autres diaphragmes de même diamètre placés à l'entrée de la zone d'excitation atomique et à la sortie du dernier condensateur de détection. La position de passage du jet dans la cavité est déterminée par le positionnement du four et du premier diaphragme. La hauteur à laquelle sont tirés les faisceaux laser d'excitation est aussi importante.

Afin de mesurer précisément la position de passage des atomes dans la cavité, nous avons tendu un fil passant par les deux diaphragmes d'alignement. Ce fil a permis de matérialiser la position du jet (bien entendu, cette mesure a due être faite à part, elle n'aurait pas pu coexister avec les expériences qui seront décrites dans la suite de ce Chapitre). Nous avons d'abord mesuré la distance entre le fil et un des miroirs de la cavité. La distance entre le centre de la cavité et le miroir est bien connue: en effet, nous connaissons très bien la distance entre les miroirs à partir de la mesure de l'intervalle entre modes de la cavité.

Il a ensuite été nécessaire de faire une mesure à la température de l' ^4He liquide pour vérifier l'effet des différentes contractions thermiques sur le positionnement du jet. Ceci a été fait en utilisant le même fil tendu. Nous avons mesuré la variation, entre la température ambiante et celle de l' ^4He , de sa distance à un objet fixe introduit à la place d'un miroir. Nous en avons profité aussi pour vérifier le passage des faisceaux laser par rapport au jet. Nous avons constaté que la hauteur des trous pour le passage des lasers ne coïncide pas parfaitement avec celle du jet.

Finalement, nous avons conclu que les atomes traversaient la cavité à une hauteur $z = 0,7 \pm 0,2$ mm par rapport au centre de la cavité. Le jet était aussi décalé latéralement de ~ 1 mm. Etant donné que le waist vaut $w_0 = 5,96$ mm, le décalage latéral introduit une modification négligeable sur la pulsation de couplage (moins de 1 kHz). Le décalage vertical, au contraire, donne une fréquence de Rabi maximale (effectivement "vue" par les atomes) plus faible que celle donnée par l'équation 2.17.

Nous pouvons alors calculer numériquement le couplage moyen. Pour ce calcul, nous avons considéré toutes les trajectoires atomiques possibles, d'après le positionnement du trou du four et celui du diaphragme d'alignement situé à l'entrée de la zone d'excitation. On divise chaque diaphragme en régions d'aire infinitésimale et l'on considère toutes les combinaisons possibles de chaque région d'un diaphragme avec une

région de l'autre. Chaque combinaison correspond à une trajectoire atomique. Pour chaque trajectoire on calcule le couplage quadratique moyen et on prend ensuite la moyenne des valeurs trouvées. Nous pouvons utiliser ce résultat pour calculer le couplage maximal entre atomes et cavité. Le résultat trouvé a été $\bar{\Omega}_{\max}/2\pi = 17 \pm 3$ kHz.

3.1.2 Mesure du déphasage dû à un seul photon

Nous allons voir ici comment mesurer les déplacements lumineux dus à des champs très faibles injectés dans la cavité. Celle-ci est d'abord accordée à une fréquence proche de la fréquence de transition entre niveaux circulaires. Le désaccord est, cependant, plus grand que le couplage et que la largeur de la cavité, afin d'éviter des effets résonnants. Le flux atomique est également réduit pour qu'il n'y ait que quelques atomes à la fois dans la cavité et ainsi pouvoir éviter des effets de couplage collectif.

Le temps de relaxation relativement faible de notre cavité signifie que ces deux effets sont responsables pour une perte de contraste des franges de Ramsey. Ils permettent que les atomes puissent échanger de l'énergie avec la cavité. Un photon émis dans la cavité est rapidement absorbé dans les miroirs (avant de pouvoir être réabsorbé par l'atome). L'atome quitte alors la cavité dans l'état désexcité ($n = 50$) et la cohérence atomique initiale est détruite.

Mesure de la fréquence de transition atomique à l'intérieur de la cavité

Afin de connaître le désaccord, il est nécessaire de connaître la fréquence atomique à l'intérieur de la cavité. Elle dépend, bien évidemment, de la valeur du champ électrique statique dans la cavité, qui est différente de celle dans les zones de Ramsey.

Les atomes sont préparés dans l'état circulaire $n = 51$. Les zones de Ramsey ne sont pas utilisées. Une impulsion de champ micro-onde (de fréquence balayable) d'une durée de $20 \mu\text{s}$ est appliquée au moment où les atomes (de vitesse sélectionnée) sont au centre de la cavité et l'on enregistre le taux de transfert de $n = 51$ vers $n = 50$. La fréquence trouvée a été $\nu_{\text{atome}}^{(\text{cav})} = 51,099043$ GHz, avec une largeur $\Delta\nu_{\text{atome}}^{(\text{cav})} = 42$ kHz.

Signaux de franges avec un champ cohérent d'un photon dans la cavité

On revient à l'expérience de franges de Ramsey. Un champ cohérent de faible intensité est injecté dans la cavité. Il est possible de mesurer les déplacements lumineux qu'il induit en mesurant les déplacements du système de franges de Ramsey. Le profil de franges est balayé de façon locale sur trois franges au centre du profil. Le déroulement temporel est le même que celui utilisé pour les spectres du § 2.5.3. La source micro-onde qui produit le champ cohérent est branchée en permanence. Un atténuateur réglable permet d'ajuster son intensité.

Les deux spectres de la figure 3.1 correspondent à un désaccord $|\delta/2\pi| = 150$ kHz. Sur a) on voit le signal dans le cas où il n'y a pas de champ injecté dans la cavité alors que, en b), il y a un photon en moyenne dans le champ injecté. La calibration

de l'intensité du champ dans la cavité sera discutée un peu plus loin. Les traits épais sur la figure correspondent aux "fits" des données. Nous observons un déplacement des franges de $\simeq 315$ Hz.

La mesure de la figure 3.1 est faite en trois étapes. D'abord, nous faisons l'acquisition du signal de franges sans champ injecté dans la cavité. L'acquisition est faite ensuite en présence du champ cohérent dans la cavité. Finalement, la mesure en absence de champ injecté est refaite. Nous évitons ainsi des effets qui seraient dus à des erreurs systématiques. La reproductibilité de la mesure est alors limitée par le signal sur bruit de la détection du taux de transfert atomique.

Dans la suite, nous allons reprendre des considérations du premier chapitre pour avoir la calibration du déphasage dû à un photon en moyenne dans la cavité.

3.1.3 Calcul du déphasage par photon

Nous avons vu au premier Chapitre l'expression générale pour le déphasage par photon. Il est donnée par l'équation 1.33. En termes de la longueur effective de la cavité (cf. l'équation 1.31) et de la vitesse atomique, nous pouvons écrire:

$$\varepsilon = \frac{\overline{\Omega}_{\max}^2 l_{\text{cav}}}{\delta v}. \quad (3.1)$$

Pour un mode gaussien, la longueur effective de la cavité est donnée simplement par $l_{\text{cav}} = w\sqrt{\pi/2}$, où w est le diamètre du mode à l'endroit où passe le jet atomique.

Le déplacement des franges que nous observons, correspond au déphasage relatif des deux niveaux atomiques dû au champ dans la cavité. D'après les équations 1.32, ce déphasage relatif est donné par $\Delta\varphi = 2(N + 1/2)\varepsilon$, pour un champ de N photons. En termes du "waist" de la cavité et du couplage effectif, ce déphasage s'écrit:

$$\Delta\varphi = \left(N + \frac{1}{2}\right) \frac{\overline{\Omega}_{\max}^2}{\delta} \sqrt{2\pi} \frac{w}{v}. \quad (3.2)$$

Nous avons vu au premier chapitre que, dans le cas d'une forte relaxation, l'expression (3.2) est toujours valable si on fait le remplacement $N \rightarrow \overline{N}$ (pour un désaccord δ suffisamment grand). Il est nécessaire pour ceci que le temps d'interaction entre atomes et champ, t_{int} , soit très supérieur au temps d'amortissement de la cavité, t_{cav} . C'est bien le cas ici: pour des atomes qui traversent le mode de la cavité à 300 m/s, $t_{\text{int}} = 25 \mu\text{s}$ alors que $t_{\text{cav}} = 2 \mu\text{s}$. Une application numérique de l'expression (3.2) nous donne le déphasage correspondant à un photon en moyenne, pour le désaccord $\delta = 150$ kHz: $\Delta\varphi/\text{photon} = 0,603$ rad. Ce déphasage correspond à un décalage de 312 Hz du profil de franges, une valeur très proche de celle que nous avons trouvée au § précédent. Cette valeur indique aussi que la sensibilité de interféromètre (limitée par la reproductibilité des franges, de 25 Hz) rend possible la mesure d'un champ de 1/10 de photon (déplacement de 30 Hz).

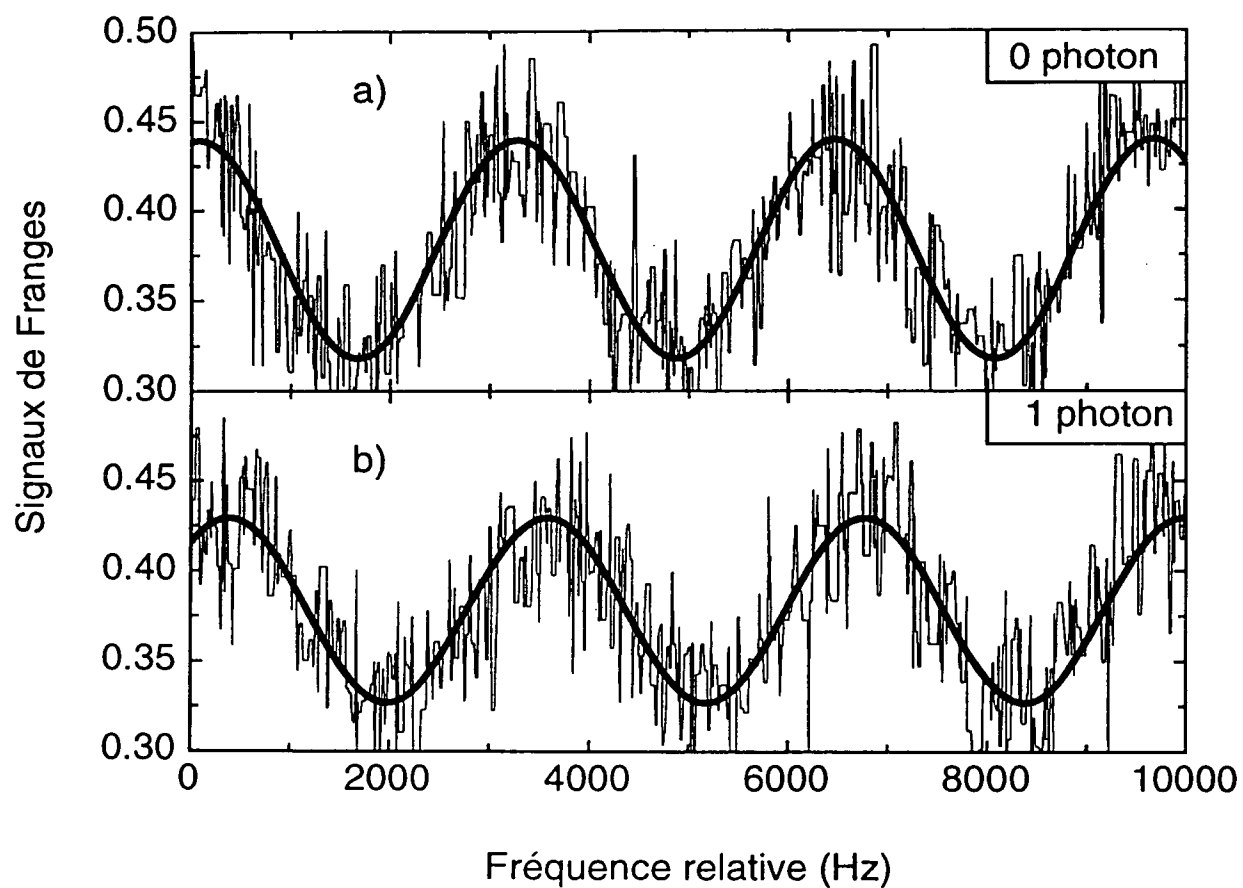


Figure 3.1 : Signaux de franges correspondant à: a) aucun champ injecté dans la cavité; b) un champ d'intensité moyenne égale à un photon est injecté dans la cavité.

3.1.4 Mesure des déplacements lumineux en fonction de l'intensité

L'équation 3.2 est linéaire dans l'intensité du champ injecté dans la cavité. Nous avons mesuré les décalages de franges en injectant des champs de différentes intensités. Ceci a été fait pour différents désaccords de la cavité, ce qui nous a permis aussi de vérifier le caractère dispersif du couplage non-résonnant entre les atomes et le champ.

Pour chaque désaccord donné de la cavité, nous avons pris la phase des franges en absence de champ injecté comme référence. Les mesures des déphasages en fonction de l'intensité du champ sont faites (comme celle pour le déphasage à un photon) en trois étapes. Pour chaque intensité du champ injecté la mesure est faite entre deux mesures de la référence. Nous avons fait cette étude pour trois valeurs différentes du désaccord de la cavité: $\delta = 100$ kHz, 150 kHz et 237 kHz.

La figure 3.2 montre les résultats obtenus sous deux formes différentes. La courbe dans la partie a) montre les décalages des franges en fonction de l'intensité du champ pour chaque valeur du désaccord. Le plus petit nombre moyen de photons que nous avons mesuré est de $\bar{N} = 0,2$ photons, pour un désaccord $\delta = 100$ kHz.

Le comportement linéaire est respecté dans toute la gamme des puissances injectées ici ($\bar{N} \leq 8$). Les rapports des pentes de chaque droite démontrent clairement la dépendance avec l'inverse du désaccord. Cette dépendance peut être vue plus clairement sur la partie b) de la figure, où l'on a pris le logarithme de l'équation (3.2). Les trois droites ont la même pente et sont simplement décalées d'une constante.

Un aspect de l'équation (3.2) n'a pas encore été analysé. Cette équation prévoit un déphasage même si le nombre moyen de photons, \bar{N} , est nul. Ce déphasage vient d'un "Lamb shift" [47] du niveau $n = 51$ induit par le mode vide de la cavité. Le niveau $n = 50$ n'est couplé à aucun autre niveau et ne subit pas de déplacement (à l'approximation du champ tournant). Le déphasage dû à cet effet est équivalent à celui d'un "demi-photon". Nous avons déjà démontré qu'il est à la portée de notre appareil de mesure.

Il faudra, cependant, prendre en compte deux effets qui n'ont pas encore été discutés. Nous avons vu que la cavité a deux modes (cf. le § 2.4.2, polarisés orthogonalement l'un par rapport à l'autre, couplés aux atomes de façon identique. Il faudra prendre en compte le couplage aux deux modes, qui ne sont séparés que de 146 kHz.

D'autre part, dans l'expression 3.2, le nombre moyen de photons qui intervient est le nombre total de photons. Ceci veut dire qu'il sera nécessaire de prendre en compte l'effet d'un champ thermique dans la cavité. Le nombre moyen de photons thermiques devra être mesuré et on comparera le résultat avec la température du reste de l'expérience.

Ces deux effets n'étaient évidemment pas importants dans les expériences que nous avons faites jusqu'à présent. D'une part, on a mesuré des déplacements relatifs, sans variation de la température entre la mesure de la référence (sans injecter le champ) et celle en présence d'un champ injecté. D'autre part, les deux modes de la cavité sont résolus et la source est assez fine pour que l'on soit sûr de n'injecter du champ que

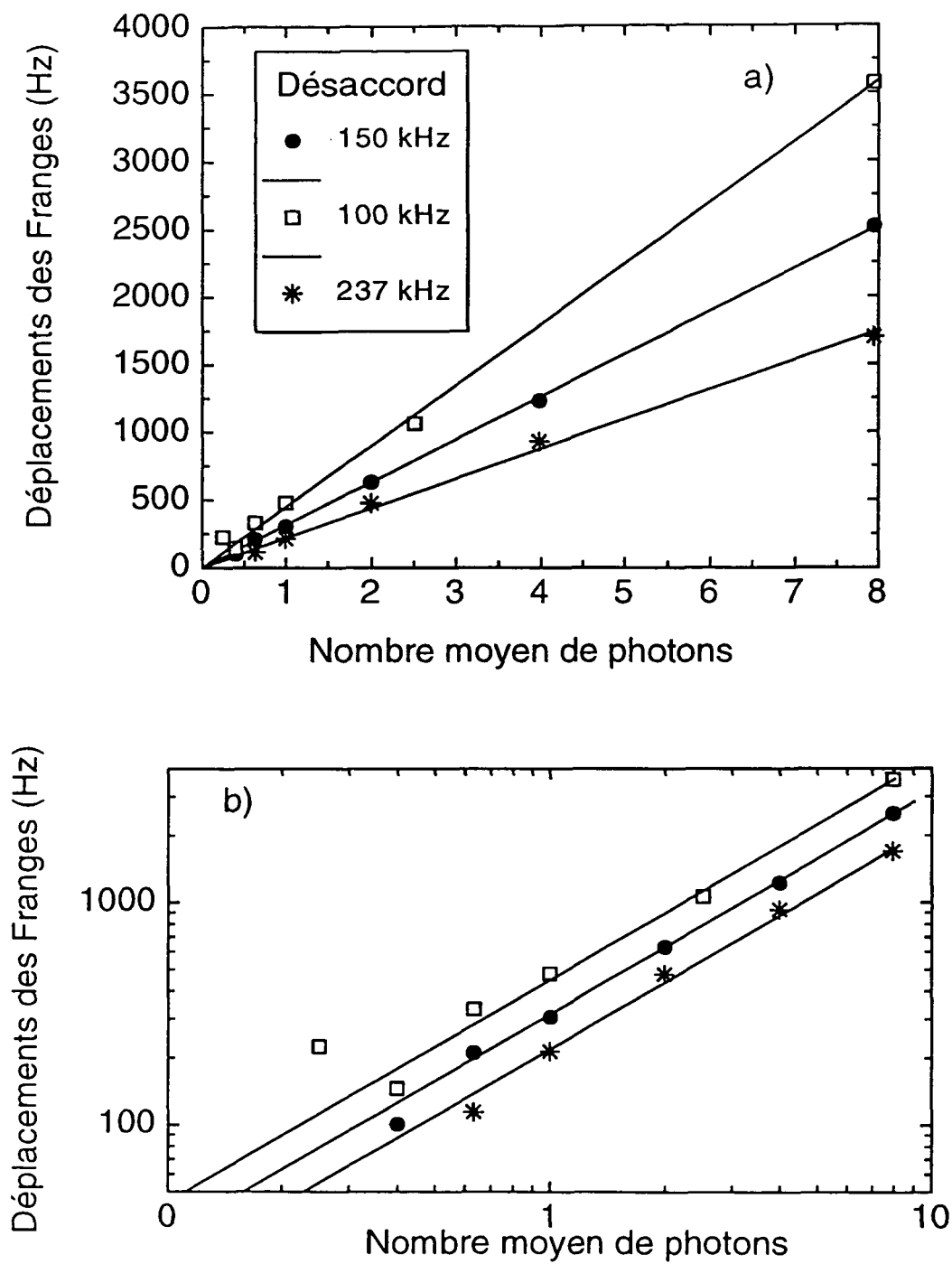


Figure 3.2 : Déphasages des franges en fonction de l'intensité moyenne du champ injecté pour différentes valeurs du désaccord. En a) les échelles sont linéaires. En b) elles sont logarithmiques.

dans un des modes.

3.2 Mesure du champ thermique

Le montage expérimental est refroidi à la température $T = 1,4$ K pour les expériences décrites dans ce Chapitre. Cette température est mesurée par des sondes de température (cf. le § 2.1.1). Il y a donc un champ thermique en équilibre thermodynamique dans l'expérience. Afin de mesurer des déplacements de Lamb dans la cavité, nous devons connaître avec une bonne précision le nombre moyen de photons thermiques.

Nous décrivons ici une expérience qui a permis de déterminer le champ thermique. Il s'agit d'une expérience complémentaire, réalisée avec la cavité accordée à résonance avec la transition atomique. Les atomes sont dans le niveau circulaire $n = 51$ à l'entrée de la cavité et ne subissent pas d'impulsion micro-onde dans les zones de Ramsey. L'expérience repose sur les propriétés radiatives des atomes de Rydberg à l'intérieur d'une cavité résonnante [99]. Nous verrons que, dans la situation expérimentale présentée ci-dessous, les atomes ont le temps d'atteindre un équilibre thermodynamique avec le champ dans la cavité. Il est alors possible de remonter au nombre moyen de photons thermiques par la mesure du taux de transfert de $n = 51$ vers $n = 50$.

3.2.1 Equilibre thermique entre atomes et champ

Afin de bien comprendre la situation, nous séparons le problème en deux parties: d'une part, le couplage des atomes à la cavité résonnante modifie leurs propriétés radiatives [99]; d'autre part, le champ dans la cavité est en équilibre thermodynamique à une température T .

Nous avons vu au Chapitre 1 les équations générales pour l'évolution de la matrice densité en présence d'un champ thermique et de la relaxation du champ (équations 1.66). Nous pouvons obtenir le comportement du système par l'intégration numérique de ces équations.

Dans le cas où la température est nulle, l'intégration donne que la probabilité de trouver les atomes dans l'état $n = 50$ à la sortie de la cavité est de 100%. On peut comprendre ce résultat qualitativement: étant donné que le temps de relaxation du champ est beaucoup plus court que le temps d'interaction, si l'atome émet un photon dans la cavité, celui-ci sera absorbé dans les miroirs avant de pouvoir être réabsorbé par l'atome.

Passons au cas où la température est non-nulle. L'intégration numérique montre que les atomes relaxent maintenant vers un autre état d'équilibre, donné par l'équilibre thermique entre les atomes et le champ dans la cavité.

Pour un atome à deux niveaux en équilibre thermodynamique à la température T , la relation

$$\frac{\rho_{ee}}{\rho_{gg}} = \frac{N_{th}}{N_{th} + 1} \quad (3.3)$$

est vérifiée, où ρ_{ee} (respectivement ρ_{gg}) est la population du niveau $|e\rangle = |n = 51, m = 50, n_1 = 0\rangle$ (respectivement $|g\rangle = |n = 50, m = 49, n_1 = 0\rangle$). Le nombre moyen de photons thermiques, N_{th} , est donné par la relation bien connue:

$$N_{th} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1}. \quad (3.4)$$

Nous allons mesurer le taux de transfert entre les deux niveaux circulaires, qui est donné par

$$T_{e \rightarrow g} = \frac{\rho_{gg}}{\rho_{ee} + \rho_{gg}}. \quad (3.5)$$

Les équations 3.3 et 3.5 permettent alors d'exprimer le taux de transfert en fonction du nombre moyen de photons thermiques dans la cavité:

$$T_{e \rightarrow g} = \frac{N_{th} + 1}{2N_{th} + 1}. \quad (3.6)$$

L'expression 3.6 nous permet de déterminer le nombre moyen de photons thermiques à partir de la mesure du taux de transfert. Nous allons voir dans la suite comment ceci a été fait.

3.2.2 Mesures du taux de transfert thermique avec une cavité résonnante

Nous présentons ici les mesures de taux de transfert entre les niveaux circulaires $n = 50$ et $n = 51$ qui nous permettront de calibrer le champ thermique dans l'expérience. Les mesures que nous présentons ici sont faites en fonction du flux atomique mesuré, pour une cavité résonnante.

L'importance du flux atomique est due au fait que les atomes peuvent émettre et absorber des photons dans la cavité et ainsi changer le champ à son intérieur. Les prédictions pour le taux de transfert que nous avons vues dans le § 3.2.1 sont faites pour le cas où un seul atome interagit avec le mode de la cavité. Il faut donc les comparer à des mesures pour un flux atomique très faible, voire une extrapolation à flux nul. On évite ainsi des effets collectifs: le champ doit avoir le temps de relaxer entre le passage successif de deux atomes.

Il est important de remarquer que la précision avec laquelle on pourra mesurer le nombre de photons thermiques dépend de la précision de la mesure du taux de transfert. Dans ce sens, il est important de disposer d'atomes circulaires purs.

Les atomes sont alors initialement préparés dans le niveau circulaire $n = 52$ et transférés, avant l'entrée de la cavité, dans le niveau circulaire $n = 51$ par une impulsion micro-onde résonnante. La vitesse des atomes est sélectionnée par la méthode de temps de vol. La séquence temporelle est présentée sur la figure 3.3, sur laquelle on voit aussi la position des atomes dans le montage à chaque instant. Un ensemble de mesures du taux de transfert, pour chaque valeur du flux atomique, permet un traitement statistique des données.

Les résultats des mesures sont présentés sur la figure 3.4. L'unité du flux atomique est le nombre d'atomes détectés à chaque cycle de préparation. Les points expérimentaux sont représentés par des étoiles et la droite montre que la variation du taux de transfert est linéaire en fonction du flux atomique, pour des faibles valeurs de celui-ci. Ce comportement peut être expliqué par un modèle simple de la dynamique de l'émission/absorption dans la cavité (voir l'annexe ...). Le comportement pour des valeurs plus élevées du flux atomique est plus complexe, des effets collectifs deviennent alors plus importants.

Le nombre de photons thermiques à l'intérieur de la cavité est déduit du taux de transfert extrapolé à flux atomique nul. On voit sur la figure que la valeur mesurée pour ce taux de transfert vaut $T_{51 \rightarrow 50}^{(m)} \simeq 74\%$. Cette valeur doit cependant être encore corrigée par un certain nombre d'effets systématiques dont on ne peut pas se débarrasser.

Les corrections du taux de transfert sont discutées dans l'annexe (...). Nous nous contenterons de citer ici les effets importants dont il faut tenir compte et le résultat obtenu.

Il faut d'abord tenir compte de l'émission spontanée des niveaux circulaires en dehors de la cavité. Les atomes peuvent émettre en dehors de la cavité et fausser la mesure. Par exemple, si un atome dans le niveau circulaire $n = 51$ est transféré vers le niveau $n = 50$ par émission spontanée en dehors de la cavité, l'atome détecté en $n = 50$ ne représente pas un effet de l'émission spontanée accélérée par l'interaction avec la cavité. Il est donc nécessaire de considérer l'émission spontanée des trois niveaux circulaires $n = 50, 51$ et 52 . L'émission spontanée n'est pas très grande, le taux de transfert de $n = 52$ vers $n = 51$, sur toute la longueur du dispositif expérimental, est inférieur à 3%.

L'effet le plus important est dû à la forme des pics d'ionisation des niveaux circulaires. Si on revient à la figure 2.22, au § 2.3.5, on voit que le signal a une "traîne" vers les valeurs plus faibles de champ électrique. Pour les valeurs plus élevées de champ, le signal a un flanc beaucoup plus raide. Ceci signifie que le signal d'ionisation dans le niveau $n = 51$ a un excès dû à des atomes qui étaient en vérité dans le niveau $n = 50$. Cet effet est très important: le taux de transfert de $n = 50$ vers $n = 51$ à cause de la "traîne" du pic circulaire est de l'ordre de 10%.

Les calculs de l'annexe (...) donnent alors une valeur absolue pour le taux de transfert extrapolé à flux nul: $T_{51 \rightarrow 50} = 80\% \pm 1\%$.

A partir de ce taux de transfert, on peut finalement déduire le nombre moyen de photons thermiques dans la cavité et la température. On utilise l'équation 3.6 pour

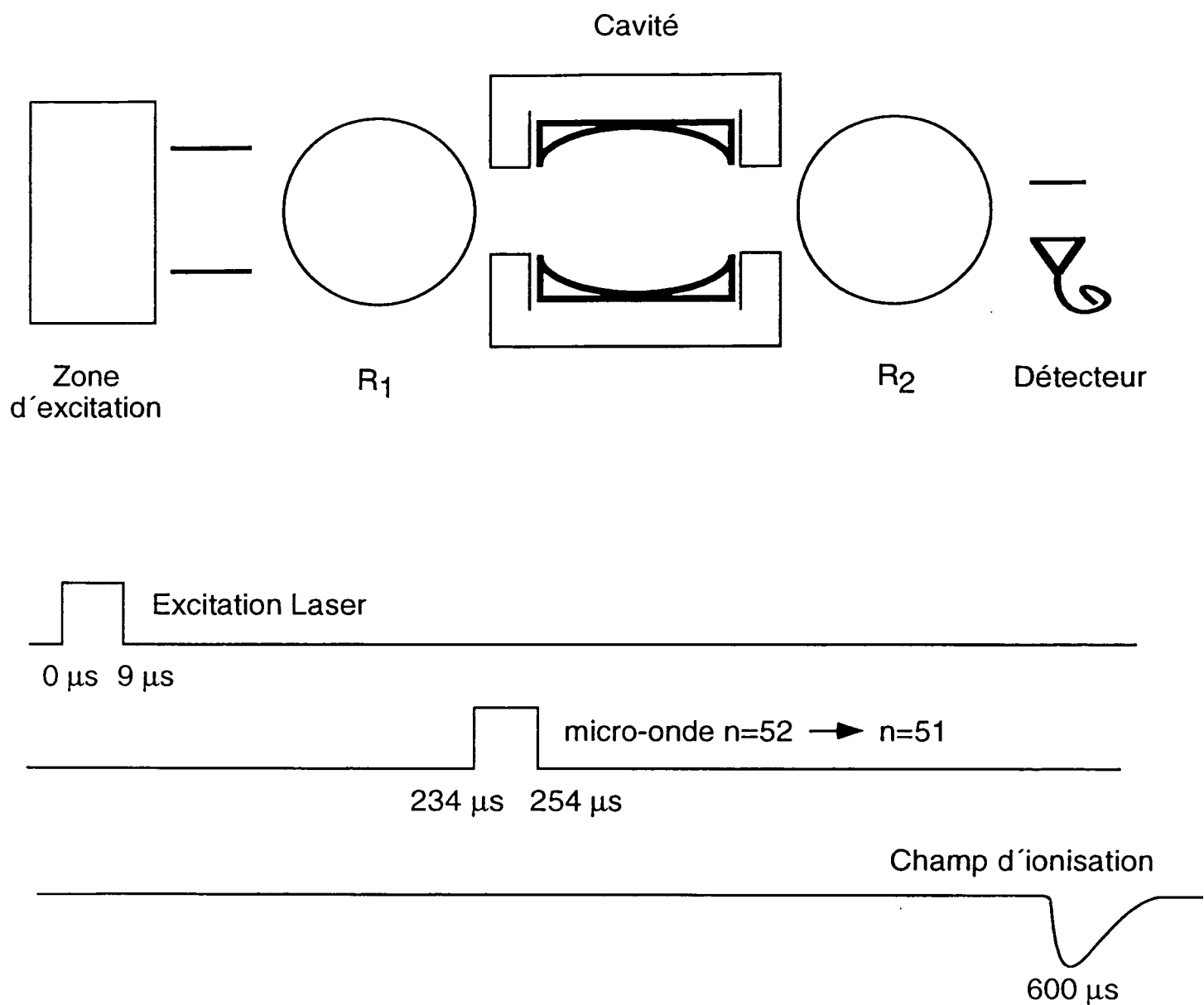


Figure 3.3 : Déroulement temporel de la procédure de sélection en vitesse pour la mesure du champ thermique. L'impulsion micro-onde qui est indiquée transfère les atomes du niveau $n = 52$ vers $n = 51$. La position correspondante des atomes dans le montage est indiquée en haut.

le faire. La valeur trouvée est:

$$N_{th} = 0,33 \pm 0,03, \quad (3.7)$$

ce qui donne une température $T = 1,76 \text{ K} \pm 0,08 \text{ K}$.

La température trouvée est supérieure à celle que l'on mesure avec des bolomètres (1,4 K). Il existe plusieurs causes pour la différence trouvée. D'une part, les différents trous (pour les lasers et le passage du jet) dans la jupe à 1,4 K et les différents guides d'onde permettent au rayonnement extérieur de pénétrer dans la région de l'expérience.

Pour expliquer la température mesurée à l'intérieur de la cavité, il est encore nécessaire de comprendre comment le rayonnement extérieur peut y pénétrer. L'explication vient justement de l'effet qui limite son facteur de qualité. La diffusion sur les irrégularités de surface des miroirs permet un couplage du mode de la cavité avec l'extérieur.

3.3 Mesure des déplacements radiatifs dus aux fluctuations du vide: "Lamb-Shift" dans la cavité

Nous présentons dans cette section les mesures des déphasages de franges sans injection de champ dans la cavité, en fonction du désaccord. Comme nous l'avons vu, une partie de ces déphasages est due au champ thermique présent dans la cavité. La mesure du champ thermique présentée ci-dessus nous permet de rendre compte de cette partie des déphasages mesurés.

L'autre partie des déphasages est due à l'interaction de l'atome avec le champ du vide dans la cavité. Nous rappelons ici que la cavité contient deux modes non-dégénérés, couplés de façon identique aux atomes. Les déplacements du niveau circulaire $n = 51$ induits par leurs fluctuations de point zéro sont du même ordre. Avant de passer à la présentation des mesures des déphasages, nous allons voir quantitativement l'effet de ces deux modes.

3.3.1 Effet des deux modes de la cavité

L'effet des deux modes de la cavité est assez simple à comprendre. Il suffit de revenir sur l'analyse de l'interaction non-résonnante entre atomes et cavité faite au premier Chapitre. Dans la situation où le désaccord est très grand devant le couplage ($\delta \gg \Omega\sqrt{N+1}$), on obtient un développement limité des déplacements des niveaux d'énergie (cf. l'équation 1.17). Ce développement est équivalent à un calcul perturbatif (d'ordre 2) des déplacements d'énergie.

Considérons maintenant les deux modes de la cavité. L'interaction de l'atome avec chaque mode peut être considérée comme étant indépendante de l'autre. C'est-à-dire, le hamiltonien du système contient deux termes correspondant à l'interaction

de l'atome avec chacun des modes de la cavité séparément. Il est alors clair, d'après la théorie des perturbations de deuxième ordre, que les effets de deux modes de la cavité s'ajoutent simplement.

On trouve donc l'expression très simple pour le déplacement du niveau circulaire $n = 51$ dû au vide dans la cavité, en tenant compte des deux modes:

$$\Delta E_{|n=51;0;0\rangle} = -\hbar\Omega^2(\vec{r}) \left(\frac{1}{\delta_1} + \frac{1}{\delta_2} \right), \quad (3.8)$$

où δ_1 et δ_2 sont les désaccords entre les deux modes de la cavité et la fréquence de la transition atomique à l'intérieur de celle-ci. Le niveau $n = 50$, à la limite de l'approximation des ondes tournantes, n'est pas déplacé.

3.3.2 Mesure des déplacements radiatifs du vide

Nous connaissons maintenant tous les éléments qui jouent un rôle dans le déphasage des franges de Ramsey dus à l'interaction entre les atomes et la cavité non-résonnante sans injection de champ extérieur.

Le déplacement en énergie du niveau $n = 51$, calculée ci-dessus, se traduit par un déphasage des franges de Ramsey donné par:

$$\Delta\varphi_0 = \left(N_{th} + \frac{1}{2} \right) \bar{\Omega}_{\max}^2 \sqrt{2\pi} \frac{w}{v} \left(\frac{1}{\delta_1} + \frac{1}{\delta_2} \right). \quad (3.9)$$

Le paramètre que nous allons faire varier ici sera le désaccord entre la fréquence de la transition atomique et celles des modes de la cavité. Expérimentalement, comme nous avons vu au § 2.4.3, l'accord de la cavité peut se faire en tournant une vis micrométrique ou en appliquant une tension à des cales piézo-électriques.

Nous avons constaté expérimentalement que nous ne pouvions pas utiliser la vis micrométrique pour faire ces mesures. Nous avons fait varier l'accord de la cavité à l'aide de la vis et ensuite nous sommes revenus à la fréquence de départ. Un décalage des franges a été observé. L'explication qui semble être la plus probable est que la vis est légèrement magnétique et que le fait de la tourner peut faire changer localement le champ magnétique et provoquer un déplacement des franges.

La reproductibilité du signal de franges a été vérifiée aussi dans le cas où l'accord se fait à l'aide des cales piézo-électriques. Dans ce cas, deux vérifications sont nécessaires: tout d'abord, quand on varie le désaccord et que l'on revient au point de départ, les franges ne doivent pas se déplacer. Ensuite, il faut vérifier que le champ électrique dû aux tensions appliquées sur les cales est suffisamment bien écranté. Le premier test est trivial et aucun déplacement n'a été constaté.

La deuxième vérification a été faite en désaccordant la cavité de 2 MHz. Quand la fréquence de la cavité est aussi loin de résonance, les déplacements dus au vide deviennent négligeables. En effet, le déplacement relatif entre $\delta_1 = 1800$ kHz et $\delta_1 = 2$ MHz est, d'après l'équation 3.9, $\Delta\varphi_0 = 0.008$ rad, ce qui correspond à un

déplacement des franges de 4 Hz (inférieur au bruit intrinsèque de l'interféromètre). Pour un tel désaccord, nous avons comparé des signaux de franges avec 0 V appliqués aux cales piézo-électriques et avec 900 V (valeurs extrêmes des tensions appliquées aux cales). Aucun déplacement n'a été observé.

Etant donné que l'accord fin réalisé à l'aide des cales piézo-électriques se fait sur une plage de 200 kHz*, nous ne pouvons faire que des mesures de déplacements relatifs. On ne peut pas comparer directement les déplacements mesurés pour deux désaccords séparés de plus de 200 kHz. Ils ne peuvent être comparés qu'à travers des mesures relatives à une référence située à un désaccord intermédiaire.

Méthode de mesure des déphasages et présentation des résultats

Chaque série de mesures que nous allons présenter suivra la méthode que nous décrivons ici. Tout d'abord, un pré-accord de la cavité est réalisé avec la vis micrométrique. Pour une valeur déterminée de la tension appliquée aux cales piézo-électriques, on enregistre un signal de franges de Ramsey: la fréquence du champ injecté dans les zones de Ramsey est balayée pour nous donner trois franges, au centre du profil. Ce signal constituera une référence.

La mesure du déplacement relatif pour chaque valeur du désaccord (c'est-à-dire, pour chaque tension appliquée aux cales) est faite en trois étapes, comme pour les mesures en fonction de l'intensité. Chaque mesure est prise entre deux mesures de la référence, pour éviter des erreurs dues à des effets systématiques.

A l'aide de la vis micrométrique, la cavité est ensuite accordée pour une nouvelle série de mesures à des valeurs différentes du désaccord δ_1 . L'accord est fait pour que la référence de la nouvelle série de mesures coïncide avec la référence de la série précédente. Par exemple, la cavité est accordée à 240 kHz en dessous de la fréquence atomique et avec 0 V appliqués aux cales. Ce désaccord est pris comme référence pour des mesures allant jusqu'à un désaccord de 80 kHz de la fréquence atomique. Ensuite, à l'aide de la vis, la cavité est à nouveau accordée à 240 kHz de la fréquence atomique mais, cette fois, avec 900 V appliqués sur les cales. Bien entendu, on ne peut pas comparer les franges obtenues dans ce cas avec les franges obtenues avec l'accord précédente de la vis (et 0 V). Ce point constitue la référence pour une nouvelle série de mesures allant jusqu'à un désaccord $\delta_1/2\pi \approx 450$ kHz.

Les déphasages mesurés sont présentés (cercles vides) sur la figure 3.5 et comparés à la courbe théorique donnée par l'équation 3.9 (en présence du champ thermique). On voit sur cette figure la dépendance de ces déplacements avec le désaccord δ_1 ($\delta_2/2\pi = \delta_1/2\pi + 146$ kHz).

Afin de faire l'accord entre la courbe théorique et les données, deux paramètres sont laissés libres dans le "fit". Le déphasage pour un désaccord infini en est un: avec notre méthode, il n'est pas possible de le mesurer précisément, parce que les

*Une amélioration vient d'être effectuée et nous permettra d'augmenter la tension appliquée aux cales piézo-électriques. La plage d'accord continu sera alors de 1 MHz

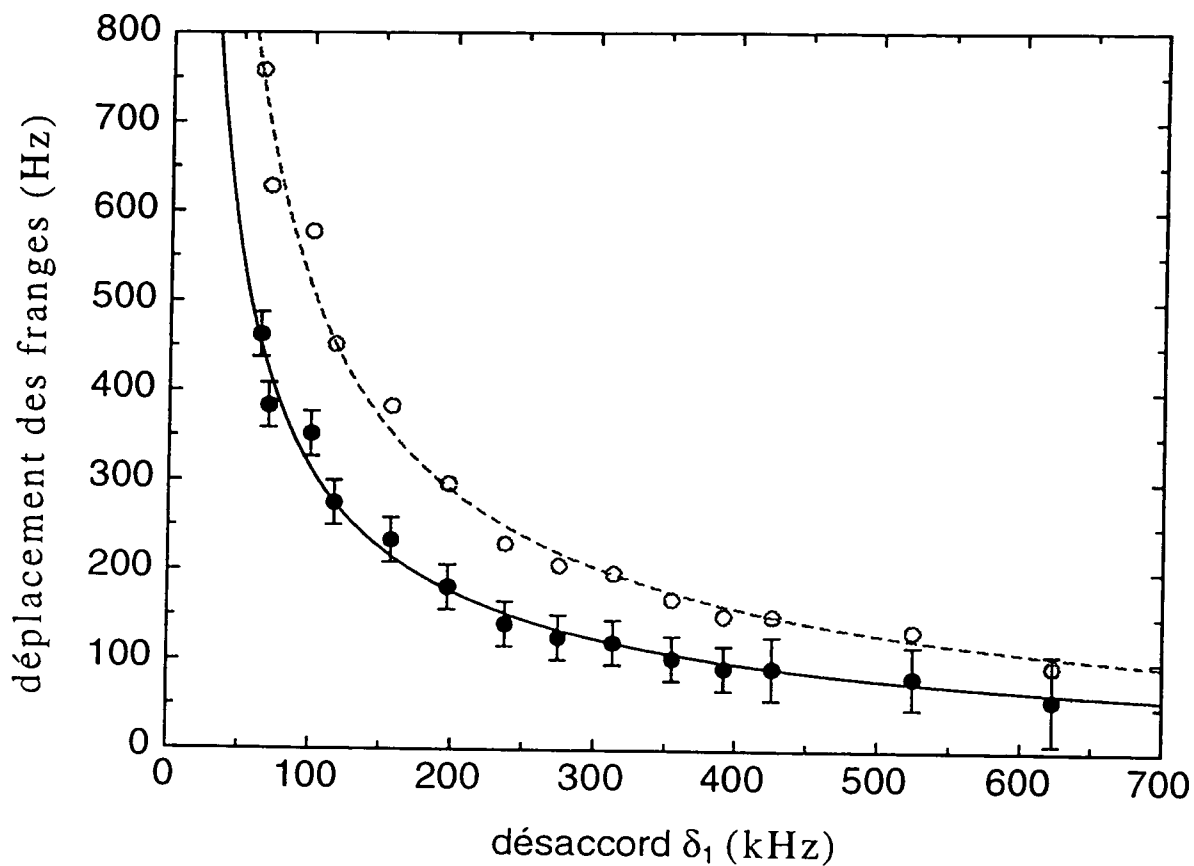


Figure 3.5 : Déphasages observés en fonction du désaccord. Les déphasages mesurés correspondent aux cercles vides. Les cercles pleins représentent les mesures corrigées de l'effet du champ thermique.

déphasages relatifs deviennent trop petits pour des grandes valeurs du désaccord δ_1 . L'autre paramètre que nous avons laissé libre est la pulsation de couplage, $\bar{\Omega}_{\max}$.

Le meilleur "fit" correspond à la valeur $\bar{\Omega}_{\max}/2\pi = 16,5 \pm 0,5$ kHz. Cette valeur est en bon accord avec (et encore plus précise que) celle déterminée directement dans le § 3.1.1 (17 ± 3 kHz). Ceci nous permet de calibrer encore plus précisément le déphasage dû à un photon, pour un désaccord $\delta_1/2\pi = 150$ kHz: $\Delta\varphi = 0,62 \pm 0,04$ rad. C'est à partir de cette calibration que nous avons déterminé les nombres moyens de photons dans les courbes présentées au § 3.1.4.

Afin de mieux visualiser le déplacement provoqué par les fluctuations du vide, les données sont aussi présentées sur la figure 3.5 corrigées de l'effet du champ thermique (cercles pleins). Pour le faire, on utilise le fait que l'effet du vide est décrit par le facteur $1/2$ dans l'expression de $\Delta\varphi_0$. Il suffit alors de multiplier l'expression 3.9 par le facteur $(2N_{th} + 1)^{-1} = 0,6 \pm 0,02$.

Les barres d'erreur sur la figure correspondent à la précision avec laquelle on pouvait pointer les franges. Nous avons aussi tenu compte de la précision statistique que nous avons sur chaque frange de référence. Par exemple, le point à un désaccord de 240 kHz a été utilisé comme référence pour les mesures des points allant du plus faible désaccord jusqu'à 400 kHz. Ceci explique pourquoi les barres d'erreur sont plus grandes pour les points à plus grand désaccord.

3.4 Conclusion

Nous avons présenté ici des mesures de déphasages dus à l'interaction non-résonnante entre un jet d'atomes circulaires et un mode du champ électromagnétique. La sensibilité interférométrique de notre appareil de mesure nous a permis de mesurer des déplacements d'énergie des niveaux atomiques induits par des champs d'intensité moyenne inférieure à celle du photon unique. Nous avons également pu observer le déplacement d'énergie du niveau excité de la transition atomique dû aux fluctuations de point zéro du champ dans la cavité.

Contrairement à d'autres études d'interaction non-résonnante entre un atome et une cavité, où il a été possible d'observer des effets perturbatifs dus à un grand nombre de modes [100][101][102], on est capable ici de distinguer les effets de modes isolés de la cavité sur les niveaux atomiques. Le déplacement de Lamb, en particulier, constitue la première observation expérimentale directe de l'effet des fluctuations de point zéro du champ dans un mode isolé sur un atome.

En plus de l'intérêt intrinsèque de ces mesures, elles permettent aussi de démontrer la sensibilité de la méthode interférométrique. Au centre de la cavité vide, le déplacement de la fréquence de transition entre les niveaux circulaires est donné par: $\Delta\nu_{at} = -\bar{\Omega}^2/(2\pi\delta) \approx 3$ kHz (pour un désaccord de -100 kHz). La mesure du déplacement de Lamb revient donc à mesurer un déplacement de 3 kHz sur une fréquence de transition qui vaut 51 GHz. La résolution limite de l'appareil permet de distinguer entre deux champs d'intensité moyenne différant par $1/10$ de photon, ce qui revient à

mesurer un déplacement d'énergie de 600 Hz.

Nous avons pu observer des déphasages dus à des champs d'intensité moyenne inférieure à un photon pour un désaccord pratiquement 10 fois plus grand que le couplage entre atomes et cavité. Avec un tel désaccord, il n'est pas possible d'avoir des échanges d'énergie entre les deux systèmes. Avec le facteur de qualité que nous avons déjà pu obtenir ($Q = 2.10^8$), le temps de relaxation du champ dans la cavité ($\sim 600 \mu s$) est suffisant pour permettre une mesure QND du nombre de photons.

Conclusion

Nous avons exposé dans ce mémoire des expériences mettant en évidence l'interaction non-résonnante entre un atome à deux niveaux et un seul mode du champ électromagnétique confiné dans une cavité. L'effet de cette interaction est de déplacer les énergies des niveaux atomiques (introduisant, en conséquence, un déphasage dans la fonction d'onde atomique) et, symétriquement, de déphaser le champ. La mesure des déplacements d'énergie atomique, par une méthode interférométrique, fournit de l'information sur l'état du champ dans la cavité au moment de l'interaction.

Les expériences réalisées ici, dans le cadre de l'étude de ces interactions, nous ont permis de mesurer, pour la première fois, l'effet de déplacement de Lamb produit par un mode unique du champ sur un niveau atomique. Nous avons pu également observer les déplacements lumineux des niveaux atomiques en présence d'un champ d'intensité moyenne inférieure à celle d'un photon unique dans le mode de la cavité. Au delà de leur importance intrinsèque, ces résultats ouvrent la voie à des expériences encore plus ambitieuses, décrites au premier Chapitre de ce mémoire. Nous avons démontré que l'interféromètre de Ramsey a clairement la sensibilité requise pour observer des effets de photon unique dans la cavité.

Les niveaux atomiques et les cavités utilisés pour ces expériences sont différents de ceux utilisés pour les expériences passées d'Electrodynamique en cavité. Les techniques de préparation d'atomes circulaires de grand nombre quantique principal et de réalisation de cavités micro-onde ouvertes de grand facteur de surtension n'étaient pas connues au début de nos expériences. Nous avons montré ici que ces techniques sont actuellement dominées. En revanche, les mesures présentées ne constituent pas une mesure QND du nombre de photons à cause du facteur de qualité moyen ($Q = 8.10^5$) de la cavité utilisée. Le temps de vie du photon était inférieur au temps nécessaire pour réaliser la mesure.

Nous avons obtenu des progrès importants sur les valeurs des facteurs de qualité. Pour l'avenir immédiat, nous disposons déjà d'une cavité de facteur de qualité $Q = 2.10^8$. A plus long terme, un facteur de qualité de l'ordre de 10^{10} ne semble pas irréaliste. Avec $Q = 2.10^8$, le temps de vie d'un photon dans la cavité est $t_{cav} = 600 \mu s$. Comme nous l'avons vu, le temps nécessaire pour qu'un atome de ^{85}Rb , à vitesse thermique, traverse la cavité est $t_{int} = 25 \mu s$: nous avons le temps de faire passer ~ 20 atomes par la cavité avant que le champ n'ait pu relaxer appréciablement. Les mesures QND de faibles nombres de photons sont donc à la portée de notre dispositif

expérimental.

Les améliorations nécessaires ne posent pas de problèmes technologiques nouveaux. Tout d'abord, la température de travail devra être réduite par l'utilisation du circuit de réfrigération à l' ^3He . A la température de 0,7 K, le nombre de photons thermiques est notablement réduit ($N_{th} = 0,03$). Ensuite, l'excitation laser sera aménagée pour permettre une sélection active des vitesses atomiques, associée à une procédure de ralentissement. Cette méthode présente deux avantages par rapport à la méthode de sélection par temps de vol: d'une part, le flux atomique peut être plus intense, les classes de vitesse plus faible étant peuplées par le ralentissement; d'autre part, seuls les atomes de la classe de vitesse qui nous intéresse sont excités par les lasers et interagissent avec le champ dans la cavité, contrairement à ce qui se passe avec une sélection par temps de vol.

La première des mesures QND, qui peut être réalisée dans de brefs délais, consiste à préparer un état de Fock à un photon. Nous avons décrit ici une expérience dans laquelle la détection d'un seul atome nous permet de distinguer entre un champ de 0 ou de 1 photon dans la cavité. Un tel champ (par exemple un champ cohérent avec $\bar{N} = 0,2$) peut être injecté dans la cavité par une source classique couplée à celle-ci pendant un bref intervalle de temps (les expériences que nous avons réalisées démontrent la possibilité d'injecter de tels champs, avec une intensité moyenne contrôlée). La vitesse atomique doit être sélectionnée de façon à ce qu'il y ait un déphasage de π entre le signal de franges correspondant au vide dans la cavité et celui correspondant à la présence d'un champ de un photon. La valeur de la vitesse nécessaire et un peu inférieure à 200 m/s, ce qui n'est pas difficile à réaliser. Dans ces conditions, plus de dix atomes peuvent interagir avec le champ avant que celui-ci ne relaxe appréciablement.

Les premières expériences de préparation et détection d'états type "chat de Schrödinger" du champ deviennent également réalisables. La version "minimale" d'une telle expérience est la préparation d'une superposition quantique de niveaux classiques d'intensité moyenne de l'ordre du photon. Le temps de décohérence est alors comparable au temps d'amortissement du champ et on voit qu'il est possible de mesurer les corrélations entre deux atomes traversant successivement la cavité (le premier atome pour préparer l'état "chat" et le deuxième pour le détecter).

La cohérence entre les deux "parties" du "chat" survit en effet d'autant moins longtemps que la "distance" entre elles est grande (ie. l'énergie du champ). L'étude de cette relaxation permettrait alors de comprendre pourquoi la superposition cohérente, caractéristique des systèmes microscopiques, n'est jamais observée dans le monde macroscopique (il n'y a jamais de chat à la fois mort et vivant!).

On peut aussi utiliser les effets d'indice dus à la présence d'un atome dans la cavité pour préparer d'autres états type "chat de Schrödinger". L'indice est différent suivant l'état de l'atome (e ou g). Une source classique (non-résonnante avec la cavité) de faible intensité est couplée à la cavité en permanence. L'atome traverse la cavité dans une superposition des deux niveaux. S'il est dans l'état e (par exemple), il déplace la fréquence de la cavité permettant au champ classique d'y pénétrer. Dans l'état g , il ne laisse aucun champ y pénétrer. L'atome agit alors comme un "interrupteur

quantique" [103] qui peut être préparé dans une superposition de ses états "ouvert" et (ou) "fermé": on peut alors préparer le champ de la cavité dans une superposition quantique du vide et d'un champ cohérent.

Si cet "interrupteur quantique" passe successivement dans deux cavités identiques, et si une impulsion micro-onde "bascule" son état entre les deux cavités, on prépare une superposition quantique non-locale: l'état du champ est une superposition des états {première cavité vide + champ cohérent dans la deuxième cavité} et {champ cohérent dans la première cavité + deuxième cavité vide}. L'étude de l'évolution d'un tel état sous l'influence de l'inévitable relaxation du champ dans les cavités, peut permettre, là aussi, d'explorer la "frontière" entre le monde quantique et le monde macroscopique.

Annexe A

A.1 Corrections apportées aux taux de transfert mesurés

Nous présentons ici le calcul des corrections que nous avons du apporter aux taux de transfert mesurés entre les deux niveaux circulaires $n = 51$ et $n = 50$ afin d'obtenir des valeurs absolues de ceux-ci. Dans les mesures de taux de transfert, les atomes sont initialement préparés dans le niveau circulaire $n = 52$ afin de disposer d'atomes circulaires purs dans les niveaux $n = 51$ et $n = 50$.

Deux effets sont les plus importants pour ces corrections. Tout d'abord, il faudra prendre en compte l'émission spontanée à partir des niveaux $n = 52$, $n = 51$ et $n = 50$ le long du dispositif, en dehors de la cavité. Cet effet est relativement faible, le transfert par émission spontanée du niveau circulaire $n = 51$ vers $n = 50$, par exemple, est inférieur à 3% sur toute l'extension du dispositif.

Il faut ensuite analyser la forme des pics d'ionisation des niveaux circulaires. On présente sur la figure A.1 les signaux d'ionisation des trois niveaux circulaires $n = 52$, $n = 51$ et $n = 50$. On voit sur cette figure que le signal d'ionisation de chaque pic circulaire a une traîne vers les valeurs plus faibles de champ électrique. Pour les valeurs plus élevées de champ, le signal a un flanc beaucoup plus raide.

Le taux de transfert qui nous intéresse est celui entre les niveaux circulaires $n = 51$ et $n = 50$, donné par l'expression:

$$T_{51 \rightarrow 50} = \frac{n_{50}}{n_{51} + n_{50}}, \quad (\text{A.1})$$

où n_{50} (n_{51}) est le nombre d'atomes dans le niveau circulaire $n = 50$ (respectivement $n = 51$).

Nous commençons par considérer le nombre d'atomes mesurés dans le niveau $n = 51$. A cause des effets que nous avons mentionnés, ce nombre mesuré est différent du nombre réel d'atomes dans le niveau $n = 51$ au niveau de la cavité. Plus concrètement, une partie des atomes détectés provient de l'émission spontanée des atomes dans $n = 52$ après l'impulsion micro-onde de préparation de $n = 51$. De même, une partie des atomes de $n = 51$ est transférée vers $n = 50$ par émission spontanée et n'est donc pas

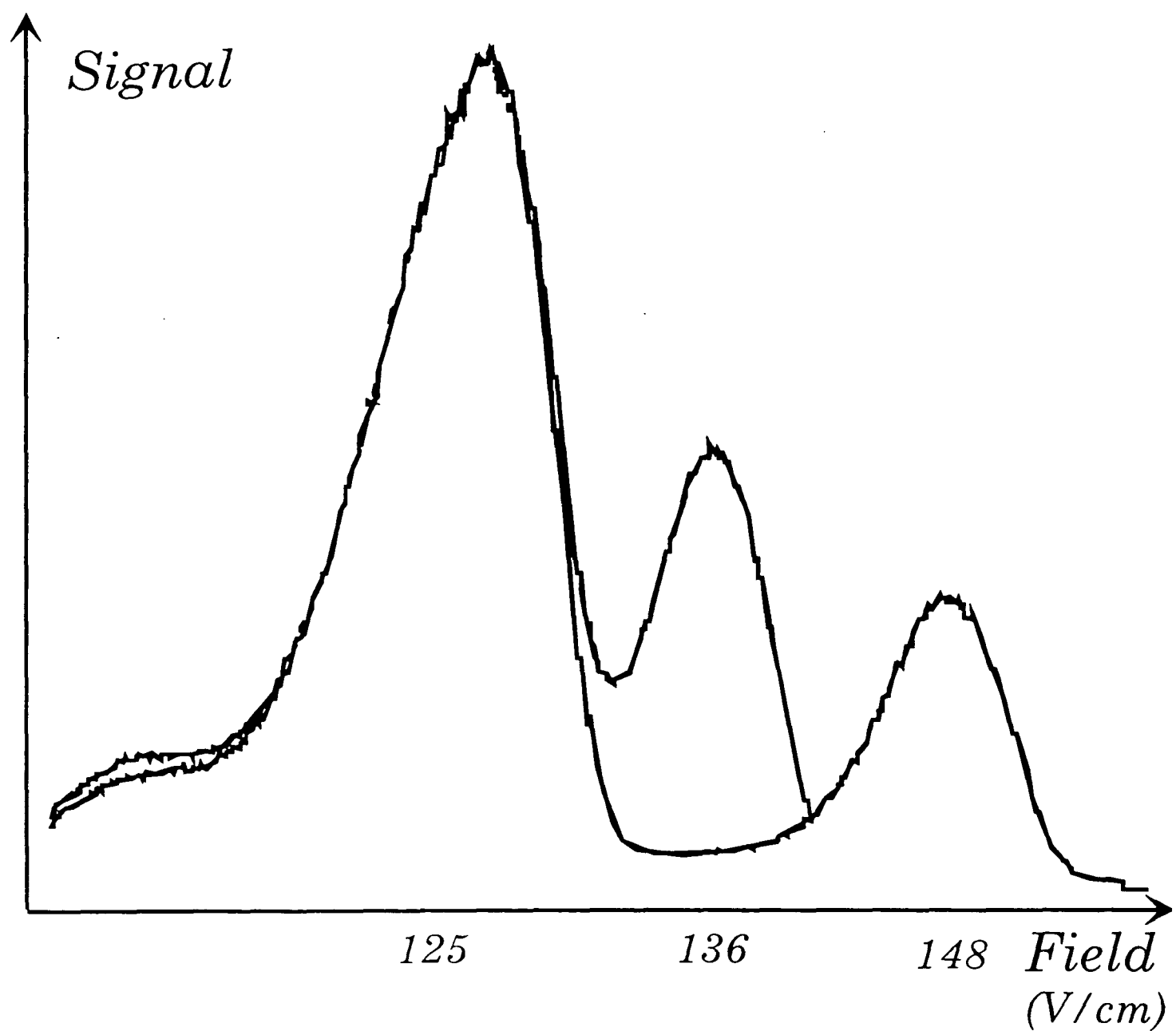


Figure A.1 : Signaux d'ionisation des niveaux circulaires (de gauche à droite) $n = 52$, $n = 51$ et $n = 50$. On remarque la traîne des signaux d'ionisation vers les valeurs plus faibles de champ électrique.

comprise dans le signal mesuré de $n = 51$. Reste encore à considérer l'effet le plus important: celui de la traîne du signal d'ionisation de $n = 50$. Une partie des atomes mesurés dans $n = 51$ est en vérité constituée d'atomes de $n = 50$.

Nous noterons le nombre réel d'atomes dans le niveau $n = 51$ par $n_{51}^{(r)}$. On peut l'écrire, en termes du nombre mesuré et des corrections apportées, comme:

$$n_{51}^{(r)} = n_{51}^{(m)} - n_{52 \rightarrow 51}^{(sp)} - n_{50 \rightarrow 51}^{(ion)} + n_{51 \rightarrow 50}^{(sp)}, \quad (\text{A.2})$$

où $n_{51}^{(m)}$ est le nombre d'atomes mesuré dans le niveau $n = 51$, $n_{52 \rightarrow 51}^{(sp)}$ représente l'émission spontanée du niveau $n = 52$, $n_{50 \rightarrow 51}^{(ion)}$ représente les atomes de la traîne du signal d'ionisation de $n = 50$ et $n_{51 \rightarrow 50}^{(sp)}$ représente l'émission spontanée de $n = 51$ vers $n = 50$.

Le même type de raisonnement s'applique au nombre réel d'atomes dans le niveau $n = 50$. On trouve l'expression:

$$n_{50}^{(r)} = n_{50}^{(m)} - n_{51 \rightarrow 50}^{(sp)} + n_{50 \rightarrow 49}^{(sp)}. \quad (\text{A.3})$$

Afin de connaître les valeurs des termes de correction, nous avons mesuré des taux de transfert entre niveaux circulaires. Pour toutes les mesures, la cavité est désaccordée de 2 MHz afin d'éviter des effets d'interaction entre atomes et champ.

D'abord, seul le niveau circulaire $n = 52$ est préparé et l'on mesure le taux de transfert de ce niveau vers le niveau circulaire $n = 51$ (aucune impulsion micro-onde n'est présente). Ensuite, le niveau circulaire $n = 51$ est préparé à partir de $n = 52$ et l'on mesure le taux de transfert de $n = 51$ vers $n = 50$. On mesure aussi la proportion d'atomes que l'on arrive à transférer de $n = 52$ vers $n = 51$. Finalement, on prépare le niveau $n = 50$ à partir de $n = 52$ par une transition micro-onde à deux photons. On mesure alors l'effet de la traîne du pic circulaire, qui sera donné par le taux de transfert $n = 50 \rightarrow n = 51$. On mesure aussi la proportion d'atomes transférés de $n = 52$ vers $n = 50$.

Les taux de transfert mesurés dans chacune de ces situations sont présentés ci-dessous:

1. Niveau $n = 52$ préparé seul

$$T_{52 \rightarrow 51}^{(m)} = 2,53\%$$

2. Niveaux $n = 52$ et $n = 51$ préparés

$$T_{52 \rightarrow 51}^{(m)} = 70\%$$

$$T_{51 \rightarrow 50}^{(m)} = 2,9\%$$

3. Niveaux $n = 52$ et $n = 50$ préparés

$$T_{50 \rightarrow 51}^{(m)} = 9\%$$

$$T_{52 \rightarrow 50}^{(m)} = 41,9\%,$$

où $T_{52 \rightarrow 51}^{(m)}$ (par exemple) est le taux de transfert *mesuré* entre les niveaux $n = 52$ et $n = 51$.

Le taux de transfert entre $n = 50$ et $n = 49$ a été estimé à $T_{50 \rightarrow 49} = 3\%$, en fonction des valeurs mesurées pour $n = 52$ et $n = 51$ et des temps de vie comparables de ces trois niveaux.

On peut maintenant donner une expression pour le taux de transfert corrigé, en fonction des paramètres que nous venons de discuter.

$$\begin{aligned}
 T_{51 \rightarrow 50}^{(r)} &= \frac{n_{50}^{(m)} - n_{51 \rightarrow 50}^{(sp)} + n_{50 \rightarrow 49}^{(sp)}}{n_{51}^{(m)} - n_{52 \rightarrow 51}^{(sp)} - n_{50 \rightarrow 51}^{(ion)} + n_{50}^{(m)} + n_{50 \rightarrow 49}^{(sp)}} \\
 &= \frac{n_{50}^{(m)} - 2,99\% n_{51}^{(m)} + 3,09\% n_{50}^{(m)}}{n_{51}^{(m)} - 9,89\% n_{50}^{(m)} - 2,6\% n_{52}^{(m)} + n_{50}^{(m)} + 3,09\% n_{50}^{(m)}}.
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Cette expression nous permettra, finalement, de corriger le taux de transfert extrapolé à flux nul de la figure 3.4. Le taux de transfert “mesuré” vaut $T_{51 \rightarrow 50}^{(m)} = 74\%$. Pour le corriger à partir de l’équation A.4, on normalise le nombre d’atomes trouvés dans l’état $n = 52$. A partir des taux de transfert connus, on a $n_{50}^{(m)}$ et $n_{51}^{(m)}$. Le taux de transfert corrigé vaut alors $T_{51 \rightarrow 50} = 80\% \pm 1\%$.

A.2 Modèle simple de la dépendance du transfert dans le flux atomique – Estimation de l’efficacité de détection

Nous présentons ici un modèle simple pour comprendre le comportement du taux de transfert entre niveaux circulaires observé au § 3.2.2 en fonction du flux atomique, avec la cavité résonnante. Sur la figure 3.4, on voit que la variation est linéaire pour des faibles valeurs du flux. On peut comparer le flux atomique ainsi calculé avec celui obtenu expérimentalement et en déduire une évaluation de l’efficacité de détection des atomes.

Les pertes pour le champ à l’intérieur de la cavité supraconductrice sont déterminées par le temps d’amortissement de celle-ci. On peut inclure le champ thermique dans ce terme de pertes, pour exprimer simplement que le nombre de photons relaxe vers la valeur déterminée par l’équilibre thermodynamique. Tout ceci est résumé par l’équation:

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{\text{pertes}} = - \frac{N - N_{th}}{t_{\text{cav}}}, \tag{A.5}$$

où $t_{\text{cav}} = Q/\omega_{\text{cav}}$ et N est le nombre moyen de photons.

Les atomes qui passent dans la cavité peuvent, éventuellement, y laisser un photon. Dans le régime où le flux atomique est faible, il n'y aura pas plus d'un atome à la fois dans la cavité. On peut négliger des effets de couplage collectif. Le gain est alors donné par la proportion d'atomes qui ont laissé un photon dans la cavité par unité de temps:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{gain}} = \Phi_{at} \cdot T_{51 \rightarrow 50}, \quad (\text{A.6})$$

où Φ_{at} est le flux atomique.

La durée de la mesure est donnée par l'étalement du paquet d'atomes au niveau de la cavité, qui est grand devant le temps d'amortissement t_{cav} . Nous ne nous intéressons donc qu'à la situation d'équilibre où le gain est égal aux pertes. Ceci est exprimé par l'équation:

$$\frac{N - N_{th}}{\tau_{cav}} = \Phi_{at} \cdot T_{51 \rightarrow 50}. \quad (\text{A.7})$$

On utilise alors l'équation 3.6 pour exprimer le nombre moyen de photons en fonction du taux de transfert. L'équation A.7 devient alors une équation du deuxième degré pour le taux de transfert:

$$2\tau_{cav} \Phi_{at} T_{51 \rightarrow 50}^2 + (2N_{th} + 1 - \tau_{cav} \Phi_{at}) T_{51 \rightarrow 50} - N_{th} - 1 = 0. \quad (\text{A.8})$$

Un développement limité à l'ordre 1 en $\tau_{cav} \Phi_{at}$ pour la solution de cette équation nous permet de retrouver le comportement linéaire vérifié sur la figure 3.4:

$$T_{51 \rightarrow 50} = \frac{N_{th} + 1}{2N_{th} + 1} - \frac{N_{th} + 1}{(2N_{th} + 1)^2} \tau_{cav} \Phi_{at}. \quad (\text{A.9})$$

On voit sur cette expression que, pour un flux atomique nul, on retrouve le taux de transfert à l'équilibre thermodynamique.

La comparaison de la dépendance prévue par ce modèle simple et celle trouvée expérimentalement nous permet d'estimer l'efficacité de détection à $20\% \pm 10\%$. L'incertitude de cette estimation est due, principalement, à l'incertitude dans la mesure du flux atomique.

Remarques

Nous connaissons déjà quelques facteurs pour expliquer l'efficacité réduite de la détection qui a été estimée ici. Parmi les plus importants, est le fait que le jet ne soit pas parfaitement aligné sur le centre du détecteur. Comme nous l'avons vu au § 3.1.1, le jet était décalé de l'axe d'une quantité ≈ 1 mm, au niveau de la cavité. Pour le détecteur en question, les électrons d'ionisation doivent passer par un trou

de diamètre 2 mm pour arriver au multiplicateur. Le désalignement du jet peut être facilement responsable de la perte de la moitié des atomes.

Nous avons vu que, pour certaines des expériences proposées dans ce mémoire, il sera important d'avoir une bonne efficacité de détection. En particulier, pour les expériences de corrélation entre les états de deux atomes successifs, permettant de détecter les états "chats de Schrödinger" du champ (cf. le § 1.4.4). Pour les mesures QND, il est également important d'avoir une bonne efficacité de détection à cause du temps court pendant lequel on doit faire la mesure: si l'on ne détecte que la moitié des atomes, par exemple, le temps de mesure est deux fois plus long...

Il sera alors important de disposer d'une méthode fiable pour mesurer l'efficacité de détection. Celle qui sera probablement utilisée consiste à observer le "Rabi-Splitting", en fonction du flux atomique. En effet, la séparation entre les deux niveaux habillés de la première multiplicité habillé croît avec la racine du nombre d'atomes en interaction avec le champ [28].

Références

- [1] S. Haroche et D. Kleppner. *Cavity quantum electrodynamics*. *Physics Today* **42**, 24 (janvier 1989).
- [2] S. Haroche. *Physics World* **4**, 33 (1991). n° 3.
- [3] S. Haroche et J.M. Raimond. *Cavity Quantum Electrodynamics*. *Scientific American* **268**, 26 (1993). n° 4.
- [4] E.M. Purcell. *Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies*. *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
- [5] H.B.G. Casimir et D. Polder. *The Influence of Retardation on the London – van der Waals Forces*. *Phys. Rev.* **73**, 360 (1948).
- [6] H. Morawitz. *Self-Coupling of a Two-Level System by a Mirror*. *Phys. Rev.* **187**, 1792 (1969).
- [7] G. Barton. *Quantum electrodynamics of spinless particles between conducting plates*. *Proc. Roy. Soc. London* **A320**, 251 (1970).
- [8] M. Babiker et G. Barton. *Quantum electrodynamics between conducting plates. II. Spin-dependent effects in neutral atoms*. *Proc. Roy. Soc. London* **A326**, 255 (1972).
- [9] P.W. Milonni, J.R. Ackerhalt, et W.A. Smith. *Interpretation of Radiative Corrections in Spontaneous Emission*. *Phys. Rev. Lett.* **31**, 958 (1973).
- [10] P.W. Milonni et P.L. Knight. *Spontaneous emission between mirrors*. *Opt. Comm.* **9**, 119 (1973).
- [11] M. Babiker et G. Barton. *Quantum frequency shifts near a plasma surface*. *J. Phys. A* **9**, 129 (1976).
- [12] G.S. Agarwal. *Quantum electrodynamics in the presence of dielectrics and conductors. IV. General theory for spontaneous emission in finite geometries*. *Phys. Rev. A* **12**, 1475 (1975).

- [13] G. Barton. *The interaction of an atom with electromagnetic vacuum fluctuations in the presence of a pair of perfectly conducting plates*. Proc. Roy. Soc. London **A367**, 117 (1979).
- [14] D. Kleppner. *Inhibited Spontaneous Emission*. Phys. Rev. Lett. **47**, 233 (1981).
- [15] C.A. Lütken et F. Ravndal. *Energy-level shifts in atoms between metallic planes*. Phys. Rev. A **31**, 2082 (1985).
- [16] J.M. Wylie et J.E. Sipe. *Quantum electrodynamics near an interface II*. Phys. Rev. A **32**, 2030 (1985).
- [17] G. Barton. *Quantum-electrodynamic level shifts between parallel mirrors: applications, mainly to Rydberg states*. Proc. Roy. Soc. London **A410**, 175 (1987).
- [18] P. Goy, J.M. Raimond, M. Gross, et S. Haroche. *Observation of Cavity-Enhanced Single-Atom Spontaneous Emission*. Phys. Rev. Lett. **50**, 1903 (1983).
- [19] D.J. Heinzen, J.J. Childs, J.E. Thomas, et M.S. Feld. *Enhanced and Inhibited Visible Spontaneous Emission by Atoms in a Confocal Resonator*. Phys. Rev. Lett. **58**, 1320 (1987).
- [20] F. De Martini, G. Innocenti, G.R. Jacobovitz, et P. Mataloni. *Anomalous Spontaneous Emission Time in a Microscopic Optical Cavity*. Phys. Rev. Lett. **59**, 2955 (1987).
- [21] R.G. Hulet, E.S. Hilfer, et D. Kleppner. *Inhibited Spontaneous Emission by a Rydberg Atom*. Phys. Rev. Lett. **55**, 2137 (1985).
- [22] W. Jhe, A. Anderson, E.A. Hinds, D. Meschede, L. Moi, et S. Haroche. *Suppression of Spontaneous Decay at Optical Frequencies: Test of Vacuum-Field Anisotropy in Confined Space*. Phys. Rev. Lett. **58**, 666 (1987).
- [23] S. Haroche. *Rydberg atoms and radiation in a resonant cavity*. In G. Grynberg et R. Stora, editors, *New Trends in Atomic Physics*, volume Session XXXVIII of *Les Houches Summer School 1982*. North Holland, Amsterdam, 1984.
- [24] S. Haroche et J.M. Raimond. *Radiative Properties of Rydberg States in Resonant Cavities*. In D. Bates et B. Bederson, editors, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, volume **20**. Academic Press, 1985.
- [25] H. Walther. *The Single Atom Maser and the Quantum Electrodynamics in a Cavity*. Phys. Scri. **T23**, 165 (1988).
- [26] G. Rempe, H. Walther, et N. Klein. *Observation of Quantum Collapse and Revival in a One-Atom Maser*. Phys. Rev. Lett. **58**, 353 (1987).

- [27] F. Bernardot, P. Nussenzveig, M. Brune, J.M. Raimond, et S. Haroche. *Vacuum Rabi Splitting Observed on a Microscopic Atomic Sample in a Microwave Cavity*. Europhys. Lett. **17**, 33 (1992).
- [28] F. Bernardot. *Thèse de Doctorat*, Université Paris 6, 1994.
- [29] R.J. Thompson, G. Rempe, et H.J. Kimble. *Observation of Normal-Mode Splitting for an Atom in an Optical Cavity*. Phys. Rev. Lett. **68**, 1132 (1992).
- [30] D. Meschede, H. Walther, et G. Müller. *One-Atom Maser*. Phys. Rev. Lett. **54**, 551 (1985).
- [31] 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).
- [32] M. Brune. *Thèse de Doctorat*, Université Paris 6, 1988.
- [33] J.A.C. Gallas, G. Leuchs, H. Walther, et H. Figger. *Rydberg Atoms: High-Resolution Spectroscopy and Radiation Interaction – Rydberg Molecules*. In D. Bates et B. Bederson, editors, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, volume **20**. Academic Press, 1985.
- [34] C. Cohen-Tannoudji. *Cours du Collège de France*. 1993.
- [35] V.B. Braginsky, Y.I. Vorontsov, et F.Y. Khalili. *Quantum singularities of a ponderomotive meter of electromagnetic energy*. Sov. Phys. JETP **46**, 705 (1977).
- [36] W.G. Unruh. *Analysis of a quantum-nondemolition measurement*. Phys. Rev. D **18**, 1764 (1978).
- [37] C.M. Caves, K.S. Thorne, R.W.D. Drever, V.D. Sandberg, et M. Zimmermann. *On the measurement of a weak classical force coupled to a quantum-mechanical oscillator. I. Issues of principle*. Rev. Mod. Phys. **52**, 431 (1980).
- [38] E. Schrödinger. *Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik*. Naturwissenschaften **23**, 807, 823, 844 (1935). [English translation by J.D. Trimmer, “*The Present Situation in Quantum Mechanics*”, Proc. Am. Phys. Soc. **124**, 3325 (1980)].
- [39] M. Brune, S. Haroche, V. Lefèvre, J.M. Raimond, et N. Zagury. *Quantum Nondemolition Measurement of Small Photon Numbers by Rydberg-Atom Phase-Sensitive Detection*. Phys. Rev. Lett. **65**, 976 (1990).
- [40] M. Brune, S. Haroche, J.M. Raimond, L. Davidovich, et N. Zagury. *Manipulation of photons in a cavity by dispersive atom – field coupling: Quantum-nondemolition measurements and generation of “Schrödinger cat” states*. Phys. Rev. A **45**, 5193 (1992).

- [41] R.G. Hulet et D. Kleppner. *Rydberg Atoms in "Circular" States*. Phys. Rev. Lett. **51**, 1430 (1983).
- [42] J. Hare. *Thèse de Doctorat*, Université Paris 6, 1991.
- [43] P. Nussenzveig, F. Bernardot, M. Brune, J. Hare, J.M. Raimond, S. Haroche, et W. Gawlik. *Preparation of high-principal-quantum-number "circular" states of rubidium*. Phys. Rev. A **48**, 3991 (1993).
- [44] M. Brune, P. Nussenzveig, F. Schmidt-Kaler, F. Bernardot, A. Maali, J.M. Raimond, et S. Haroche. *From Lamb Shift to Light Shifts: Vacuum and Subphoton Cavity Fields Measured by Atomic Phase Sensitive Detection*. Phys. Rev. Lett. **72**, 3339 (1994).
- [45] N.F. Ramsey. *A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields*. Phys. Rev. **78**, 695 (1950).
- [46] N.F. Ramsey. *Molecular Beams*. Oxford University Press, New York, 1985.
- [47] W.E. Lamb Jr. et R.C. Retherford. *Fine Structure of the Hydrogen Atom. Part II*. Phys. Rev. **81**, 222 (1951).
- [48] S. Haroche. *Cavity quantum electrodynamics*. In J. Dalibard, J.M. Raimond, et J. Zinn-Justin, editors, *Fundamental Systems in Quantum Optics*, volume Session LIII of *Les Houches Summer School 1990*. North-Holland, Amsterdam, 1992.
- [49] S. Haroche et J.M. Raimond. *Manipulation of non-classical field states in a cavity by atom interferometry*. In D. Bates et B. Bederson, editors, *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, volume **32**. Academic Press, 1994.
- [50] S. Haroche, M. Brune, J.M. Raimond, et L. Davidovich. *Mesoscopic Quantum Coherences in Cavity QED*. In F. Ehlotzky, editor, *Fundamentals of Quantum Optics III. Proceedings of the Fifth Meeting on Laser Phenomena*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1993.
- [51] V.B. Braginsky et F.Y. Khalili. *Optico-magnetic effects in nondestructive quantum counting*. Sov. Phys. JETP **51**, 859 (1980).
- [52] M.D. Levenson, R.M. Shelby, M. Reid, et D.F. Walls. *Quantum Nondemolition Detection of Optical Quadrature Amplitudes*. Phys. Rev. Lett. **57**, 2473 (1986).
- [53] P. Grangier, J.F. Roch, et G. Roger. *Observation of Backaction-Evading Measurement of an Optical Intensity in a Three-Level Atomic Nonlinear System*. Phys. Rev. Lett. **66**, 1418 (1991).

- [54] L. Allen et J.H. Eberly. *Optical Resonance and Two-Level Atoms*. John Wiley & Sons, New York, 1975.
- [55] E.T. Jaynes et F.W. Cummings. *Comparison of Quantum and Semiclassical Radiation Theories with Application to the Beam Maser*. Proc. IEEE **51**, 89 (1963).
- [56] S. Haroche. *Thèse de Doctorat d'Etat*, Université Paris 6, 1971.
- [57] A. Faist, E. Geneux, P. Meystre, et A. Quattropani. *Rayonnement cohérent en interaction avec un système à deux niveaux*. Helv. Phys. Acta **45**, 956 (1972).
- [58] J.H. Eberly, N.B. Narozhny, et J.J. Sanchez-Mondragon. *Periodic Spontaneous Collapse and Revival in a Simple Quantum Model*. Phys. Rev. Lett. **44**, 1323 (1980).
- [59] P.L. Knight et P.M. Radmore. *Quantum origin of dephasing and revivals in the coherent-state Jaynes-Cummings model*. Phys. Rev. A **26**, 676 (1982).
- [60] C. Cohen-Tannoudji. *Atomic motion in laser light*. In J. Dalibard, J.M. Raimond, et J. Zinn-Justin, editors, *Fundamental Systems in Quantum Optics*, volume Session LIII of *Les Houches Summer School 1990*. North-Holland, Amsterdam, 1992.
- [61] S. Haroche, M. Brune, et J.M. Raimond. *Trapping Atoms by the Vacuum Field in a Cavity*. Europhys. Lett. **14**, 19 (1991).
- [62] B.G. Englert, J. Schwinger, A.O. Barut, et M.O. Scully. *Reflecting Slow Atoms from a Micromaser Field*. Europhys. Lett. **14**, 25 (1991).
- [63] F. Treussart, J. Hare, L. Collot, V. Lefèvre, D. Weiss, V. Sandoghdar, J.M. Raimond, et S. Haroche. *Quantized Atom-Field Force at the Surface of a Microsphere*. Soumis à Optics Letters, 1994.
- [64] M.O. Scully et H. Walther. *Quantum optical test of observation and complementarity in quantum mechanics*. Phys. Rev. A **39**, 5229 (1989).
- [65] M.O. Scully, B.G. Englert, et H. Walther. *Quantum optical tests of complementarity*. Nature **351**, 111 (1991).
- [66] N. Lu. *Effects of dissipation on photon statistics and the lifetime of a pure number state*. Phys. Rev. A **40**, 1707 (1989).
- [67] S. Haroche, M. Brune, et J.M. Raimond. *Measuring photon numbers in a cavity by atomic interferometry: optimizing the convergence procedure*. J. Phys. II France **2**, 659 (1992).

- [68] P.S. Epstein. *The Stark effect from the point of view of Schrödinger's quantum theory*. Phys. Rev. **28**, 695 (1926).
- [69] T. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, et P.E. Toschek. *Observation of Quantum Jumps*. Phys. Rev. Lett. **57**, 1696 (1986).
- [70] J.C. Bergquist, R.G. Hulet, W.M. Itano, et D.J. Wineland. *Observation of Quantum Jumps in a Single Atom*. Phys. Rev. Lett. **57**, 1699 (1986).
- [71] W.H. Louisell. *Quantum Statistical Properties of Radiation*. John Wiley & Sons, New York, 1973.
- [72] M. Sargent III, M.O. Scully, et W.E. Lamb, Jr. *Laser Physics*. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1974.
- [73] B. Yurke et D. Stoler. *Generating Quantum Mechanical Superpositions of Macroscopically Distinguishable States via Amplitude Dispersion*. Phys. Rev. Lett. **57**, 13 (1986).
- [74] G.J. Milburn et C.A. Holmes. *Dissipative Quantum and Classical Liouville Mechanics of the Anharmonic Oscillator*. Phys. Rev. Lett. **56**, 2237 (1986).
- [75] G.J. Milburn. *Quantum and classical Liouville dynamics of the anharmonic oscillator*. Phys. Rev. A **33**, 674 (1986).
- [76] W.H. Zurek. *Decoherence and the transition from quantum to classical*. Physics Today **44**, 36 (oct. 1991).
- [77] W. Meissner et R. Ochsenfeld. *Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit*. Naturwissenschaften **21**, 787 (1933).
- [78] M. Zimmerman, M. Littman, M. Kash, et D. Kleppner. *Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms*. Phys. Rev. A **20**, 2251 (1979).
- [79] J. Liang. *Thèse de Doctorat*, Université Paris 6, 1986.
- [80] M. Gross et J. Liang. *Is a Circular Rydberg Atom Stable in a Vanishing Electric Field ?* Phys. Rev. Lett. **57**, 3160 (1986).
- [81] H.A. Bethe et E.E. Salpeter. *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*. Plenum, New York, 1977.
- [82] P. Filipowicz, P. Meystre, G. Rempe, et H. Walther. *Rydberg atoms: A testing ground for quantum electrodynamics*. Opt. Acta **32**, 1105 (1985).
- [83] Y. Suematsu. *Advances in semiconductor lasers*. Physics Today **38**, 32 (may 1985).

- [84] D. Meschede. *Centimeter-wave spectroscopy of highly excited rubidium atoms*. J. Opt. Soc. Am. B **4**, 413 (1987).
- [85] R.R. Freeman et D. Kleppner. *Core polarization and quantum defects in high-angular-momentum states of alkali atoms*. Phys. Rev. A **14**, 1614 (1976).
- [86] J.R. Rubbmark, M.M. Kash, M.G. Littman, et D. Kleppner. *Dynamical effects at avoided level crossings: A study of the Landau-Zener effect using Rydberg atoms*. Phys. Rev. A **23**, 3107 (1981).
- [87] A. Mooradian. *Lasers Physics, Systems and Techniques*. SUSSP, 1982.
- [88] C.E. Wieman et L. Hollberg. *Using diode lasers for atomic physics*. Rev. Sci. Instrum. **62**, 1 (1991).
- [89] T.W. Ducas, M.G. Littman, R.R. Freeman, et D. Kleppner. *Stark Ionization of High-Lying States of Sodium*. Phys. Rev. Lett. **35**, 366 (1975).
- [90] L. Moi. Communication privée.
- [91] H. Kogelnik et T. Li. *Laser Beams and Resonators*. Proc. IEEE **54**, 1312 (1966).
- [92] P. Goy, M. Gross, J.M. Raimond, et J.C. Buisson. *Analyseur scalaire de réseau millimétrique couvrant de 16 à 250 GHz*. Annales de Télécommunications **43**, 331 (1988).
- [93] P. Goy, M. Gross, et F. Beck. *Transmission-Reflection Measurements from 8 GHz to the THz*. In J. Birch, editor, *18th International Conference on IR & mm Waves*, 1993.
- [94] W. Winkler, R. Schilling, K. Danzmann, J. Mizuno, A. Rüdiger, et K.A. Strain. *Light scattering described in the mode picture*. Applied Optics, (1994), à paraître.
- [95] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, New York, 1975.
- [96] J. Bardeen, L.N. Cooper, et J.R. Schrieffer. *Theory of Superconductivity*. Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [97] A.A. Abrikosov, L.P. Gor'kov, et I.M. Khalatnikov. *A superconductor in a high frequency field*. Sov. Phys. JETP **35**, 182 (1959).
- [98] H. Diepers, O. Schmidt, H. Martens, et F.S. Sun. *A new method of Electropolishing Niobium*. Phys. Lett. **37 A**, 139 (1971).
- [99] J.M. Raimond. *Thèse de Doctorat d'Etat*, Université Paris 6, 1984.
- [100] D.J. Heinzen et M.S. Feld. *Vacuum Radiative Level Shift and Spontaneous-Emission Linewidth of an Atom in an Optical Resonator*. Phys. Rev. Lett. **59**, 2623 (1987).

- [101] C.I. Sukenik, M.G. Boshier, D. Cho, V. Sandoghdar, et E.A. Hinds. *Measurement of the Casimir-Polder Force*. Phys. Rev. Lett. **70**, 560 (1993).
- [102] A. Morinaga, T. Tako, et N. Ito. *Sensitive measurement of phase shifts due to the ac Stark effect in a Ca optical Ramsey interferometer*. Phys. Rev. A **48**, 1364 (1993).
- [103] L. Davidovich, A. Maali, M. Brune, J.M. Raimond, et S. Haroche. *Quantum Switches and Nonlocal Microwave Fields*. Phys. Rev. Lett. **71**, 2360 (1993).

Paulo NUSSENZVEIG

Résumé

Une transition entre deux niveaux voisins d'un atome de Rydberg et une cavité micro-onde de très haut facteur de qualité constituent un excellent outil pour la recherche sur les interactions matière – rayonnement au niveau le plus fondamental. La simplicité du système (deux niveaux atomiques couplés à un seul mode du champ) permet un traitement analytique complet de la plupart des phénomènes.

Dans ce mémoire nous étudions les effets dispersifs de l'interaction non-résonnante entre atomes et cavité. Nous avons mesuré la variation linéaire des déplacements des niveaux d'énergie atomiques avec le nombre moyen de photons dans la cavité. Des déplacements dus à une intensité moyenne inférieure au photon unique ont été observés. En l'absence de champ injecté, il a été possible de mesurer le déplacement résiduel d'un des deux niveaux de la transition atomique: un déplacement de Lamb dû à un seul mode du champ. Ces déplacements d'énergie sont mesurés de façon sensible par une méthode interférométrique: la technique des champs oscillants séparés de Ramsey.

Des expériences futures, dans une situation de très faible relaxation du champ, sont proposées. Le caractère quantique du champ sera alors dominant et il sera possible de réaliser une mesure *non-destructive* du nombre de photons: le caractère non-résonnant de l'interaction assure que les atomes ne peuvent ni absorber ni émettre des photons dans la cavité.

Les expériences réalisées démontrent la sensibilité de l'appareil et ouvrent la voie à ces mesures non-destructives ainsi qu'à l'étude de systèmes "mésoscopiques" (états "chat de Schrödinger" du champ), à la "frontière" entre les mondes classique et quantique.

Mots-Clés: Électrodynamique en cavité; Atome à deux niveaux; Interaction matière–rayonnement; Déplacements lumineux; Déplacement de Lamb; Atomes de Rydberg; Optique Quantique; Franges de Ramsey.

Abstract

Two neighbouring levels of a Rydberg atom coupled to a high quality-factor microwave cavity are an excellent tool for the study of matter – wave interactions at the most basic level. The system is so simple (a two-level atom coupled to a single mode of the field) that most phenomena can be described analytically.

In this work we study dispersive effects of the non-resonant atom – cavity interaction. We have measured the linear dependence of the atomic energy level-shifts on the average photon number in the cavity. Light shifts induced by an average microwave field intensity weaker than a single photon have been observed. It has also been possible to measure the residual shift of one of the two levels of the atomic transition in the absence of an injected field: a Lamb shift due to a single mode of the field. A sensitive measurement of these energy shifts is performed by an interferometric method: the Ramsey separated oscillatory fields technique.

Future experiments, in a situation of very weak field relaxation, are proposed. The quantum behavior of the field will then be dominant and it shall be possible to perform a *Quantum Non-Demolition* measurement of the photon number: since the interaction is non-resonant, the atoms can neither absorb nor emit photons in the cavity.

The performed experiments demonstrate the sensitivity of the apparatus and set the stage for future non-demolition measurements and for the study of "mesoscopic" Schrödinger cat states of the field, on the boundary between classical and quantum worlds.

Key words: Cavity Quantum Electrodynamics; Two-level atoms; Matter – wave interaction; Light shifts; Lamb shift; Rydberg atoms; Quantum Optics; Ramsey fringes.