



HAL
open science

Atomes de Rydberg et cavités : observation de la décohérence dans une mesure quantique

Jochen Dreyer

► **To cite this version:**

Jochen Dreyer. Atomes de Rydberg et cavités : observation de la décohérence dans une mesure quantique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1997. Français. NNT: . tel-00011785

HAL Id: tel-00011785

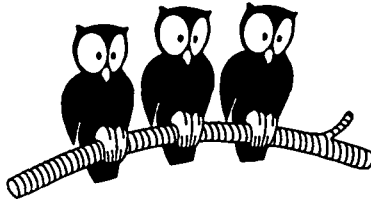
<https://theses.hal.science/tel-00011785>

Submitted on 7 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 VI

spécialité : physique quantique

présentée par

Jochen DREYER

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

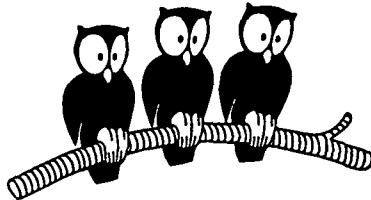
Sujet de la thèse :

**ATOMES DE RYDBERG ET CAVITÉS :
OBSERVATION DE LA DÉCOHÉRENCE
DANS UNE MESURE QUANTIQUE**

soutenue le 14 janvier 1997 devant le jury composé de :

M. Jacques BAUDON	(rapporteur)
M. Michel DEVORET	
M. Serge HAROCHE	
M. Roland OMNÈS	(rapporteur)
M. Jean-Michel RAIMOND	(directeur de thèse)
M. Guy STÉPHAN	(président)

**DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE**



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : physique quantique

présentée par
Jochen DREYER

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

Sujet de la thèse :

**ATOMES DE RYDBERG ET CAVITÉS :
OBSERVATION DE LA DÉCOHÉRENCE
DANS UNE MESURE QUANTIQUE**

soutenue le 14 janvier 1997 devant le jury composé de :

M. Jacques BAUDON	(rapporteur)
M. Michel DEVORET	
M. Serge HAROCHE	
M. Roland OMNÈS	(rapporteur)
M. Jean-Michel RAIMOND	(directeur de thèse)
M. Guy STÉPHAN	(président)

Remerciements

Ce travail de thèse, ainsi que les stages qui m'y ont conduit, ont été effectués au Laboratoire Kastler Brossel de L'École normale supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie. Je remercie ses directeurs successifs J. Dupont-Roc et M. Leduc de m'y avoir accueilli. Je tiens à les remercier également de m'avoir accordé leur aide au cours de mes recherches de débouchés.

Je remercie J. Baudon et R. Omnès d'avoir accepté la charge de rapporteur malgré les très courts délais qui leur ont été imposés. Je remercie M. Devoret et G. Stéphan de l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant de faire partie du jury de thèse.

S. Haroche m'a accueilli dans son groupe de recherche et m'a ainsi permis de participer à un projet de recherche de longue haleine et d'une importance fondamentale. Qu'il en soit ici remercié.

J-M. Raimond a dirigé cette thèse avec une constante disponibilité et beaucoup de bonne humeur. Je l'en remercie vivement.

Au cours de deux stages et tout le long de cette thèse, M. Brune a encadré et guidé mes premiers contacts avec la physique expérimentale. Je lui dois, ainsi qu'à J-M. Raimond, un grand nombre de corrections et d'améliorations du présent texte. Je l'en remercie également vivement.

Pendant ma thèse, j'ai eu le plaisir de travailler avec E. Hagley, A. Maali, X. Maître, G. Nogues, F. Schmidt-Kaler et C. Wunderlich. Les résultats présentés ici sont de toute évidence le fruit d'un travail d'équipe, qui sans eux n'aurait pu aboutir. Je leur en suis très reconnaissant et voudrais également les remercier de la bonne ambiance qu'ils ont su créer.

P. Goy nous a beaucoup aidé dans le domaine des micro-ondes, notamment au cours des nuits de prise de données. Sans le matériel prêté par ABmm nous aurions rencontré de sérieux obstacles. Merci également à M. Gross, en particulier pour ses "phase-locks".

Il m'importe de mentionner ici F. Bernadot et P. Nussenzveig qui ont soutenu leur thèse immédiatement avant le début de la mienne. Leur travail est devenu le fondement sur lequel nous avons pu poursuivre le projet qui a ensuite donné lieu à la thèse d'A. Maali et à la présente.

J'aimerais de même remercier tous les membres de l'équipe microsphères : P. Domokos, N. Dubreuil, J. Hare, J. Knight, V. Lefevre-Seguin, V. Sandoghdar et F. Treussart. De nombreuses fois ils m'ont aidé avec de bons conseils et en prêtant du matériel.

Il m'importe particulièrement d'insister ici sur le fait que le travail présenté n'aurait pas abouti sans l'aide et les contributions de tous les membres des services techniques et administratifs : C. Guillaume, J. Lagadec et J. Out-

requin de l'atelier de mécanique, A. Clouqueur, P. Giron et L. Pérennes (Yo) de l'atelier d'électronique, I. Brodschi, C. Émo, D. Giafferi et G. Piard du secrétariat, I. Gladycheff, J-C. Maréchal et L. Ronayette du service des fluides cryogéniques, P. Celton et B. Fabre des magasins, D. Courtiade, J-F. Point et D. Jaggi des services généraux, M. Brouat et J-P. Auquier de la bibliothèque de physique ainsi que X. Dollat, R. Fert, P. Hervé, N. Le Rolland, J. Olejnik, J-C. Paindorge, A. Péchard et M. Quidu de l'atelier de mécanique du département. Qu'ils trouvent ici tous mes remerciements.

Finalement, j'aimerais remercier tous ceux qui nous ont aidé à différentes occasions, que ce soit par un prêt, une idée ou avec un transfert d'hélium, et qui ont ainsi contribué à l'avancement de notre travail.

Table des matières

Liste des figures	vi
Introduction	1
1 Quelques éléments de théorie	13
1.1 Le système atome - champ	13
1.1.1 L'atome	13
1.1.2 Le champ	14
1.1.3 L'interaction entre atome et champ	16
1.1.4 Le couplage fort et l'interaction non-résonante	19
1.1.5 Le déphasage d'un champ cohérent	26
1.1.6 Le déphasage de la cohérence atomique	31
1.2 L'interféromètre	32
1.2.1 Le principe	32
1.2.2 Le signal interférométrique sans cavité	32
1.2.3 L'effet du champ	37
1.3 Le champ comme appareil de mesure	38
1.3.1 La "distance" entre deux états cohérents	41
1.3.2 La disparition de franges	42
1.3.3 Résumé	45
1.4 Décrire la relaxation	46
1.4.1 Le modèle théorique	46
1.4.2 La fonction caractéristique	46
1.4.3 La relaxation d'une superposition cohérente	49
1.4.4 Résumé	52
1.5 Observer la décohérence	53
1.5.1 Corrélations en absence de relaxation	55
1.5.2 L'effet de la relaxation	60
1.6 Résumé	65

2	Le dispositif expérimental	67
2.1	Les atomes circulaires	69
2.1.1	Les propriétés des états de Rydberg circulaires	69
2.1.2	La préparation des états circulaires	73
2.1.3	La détection des atomes circulaires	81
2.1.4	Spectres d'ionisation	86
2.2	La cavité	92
2.2.1	Préparation et montage	94
2.2.2	Mesures et résultats	98
2.3	Interaction atome - champ : vérification des approximations . .	101
2.4	Le jet atomique et la sélection de vitesse	104
2.5	L'interféromètre	109
2.5.1	Les zones d'interaction	109
2.5.2	Le contrôle des champs	115
2.6	L'acquisition des données	118
2.7	Le cryostat	120
2.8	Vue d'ensemble	123
3	Les expériences	127
3.1	Mesures préliminaires	127
3.1.1	Accord des zones de Ramsey	127
3.1.2	Réglage de la puissance du champ dans les zones de Ramsey	128
3.1.3	Enregistrer les franges de Ramsey	130
3.1.4	Mesure de la fréquence de la transition atomique . . .	134
3.1.5	Accord de la cavité	136
3.1.6	Contrôle du champ thermique	136
3.1.7	Mesure du couplage atome - champ (Ω_0)	137
3.1.8	Calibration du champ injecté	139
3.1.9	Vérifier que le champ injecté est cohérent	144
3.1.10	Mesure complémentaire du temps de relaxation de la cavité	144
3.2	La disparition des franges	146
3.3	L'observation de la décohérence	151
	Conclusion	165
A	Les diodes laser	167
A.1	Montage	167
A.2	Stabilisation	168

B Le système micro-onde	175
B.1 La source micro-onde	175
B.2 La détection micro-onde	176
B.3 La stabilisation haute précision	178
Bibliographie	180

Liste des figures

0.1	Exemple simple d'une mesure quantique	3
0.2	Un champ comme appareil de mesure?	10
1.1	L'atome et le champ	14
1.2	Le choix des coordonnées	15
1.3	La géométrie du champ	16
1.4	Les états habillés	18
1.5	Raccord entre états non-couplés et couplés	18
1.6	Le couplage adiabatique	22
1.7	Le couplage "carré"	23
1.8	Le couplage sinusoïdal	24
1.9	Déplacements non-résonants des niveaux	25
1.10	Le champ cohérent	28
1.11	Une expérience simple de déphasage	28
1.12	Le champ à profil carré	29
1.13	Déphasage de $ \alpha\rangle$ par un atome en $ e\rangle$ ou dans $ g\rangle$	30
1.14	L'interféromètre atomique	32
1.15	Les franges de Ramsey :prédiction théorique	35
1.16	"Les bras" de l'interféromètre de Ramsey	36
1.17	La superposition de $ \alpha e^{i\phi}\rangle$ et $ \alpha e^{-i\phi}\rangle$	40
1.18	La distance entre deux états cohérents	42
1.19	Les états du champ après le deuxième atome	56
1.20	Le cas d'un déphasage de $\pi/2$	59
1.21	Le champ que rencontre le deuxième atome	64
2.1	Le schéma du montage expérimental	68
2.2	L'image classique de l'atome circulaire	70
2.3	Les multiplicités Stark $n = 51$ et $n = 50$	73
2.4	La procédure de circularisation	75
2.5	La zone de préparation des niveaux circulaires	76
2.6	La structure hyperfine de la transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$	77
2.7	Le passage adiabatique vers le niveau circulaire	79

2.8	Un cycle de circularisation	81
2.9	Le système de circularisation	82
2.10	Le système de détection	84
2.11	Le spectre d'ionisation du niveau $52f$	87
2.12	Le spectre d'ionisation du niveau 52 circulaire	88
2.13	Le spectre d'ionisation du niveau 51 circulaire	90
2.14	Le spectre d'ionisation des niveaux 51 et 50 circulaires	91
2.15	La transition entre niveaux "elliptiques"	92
2.16	Le montage de la cavité	95
2.17	Les trous de couplage de la cavité	96
2.18	L'anneau de la cavité	97
2.19	Le spectre de la cavité	99
2.20	Mesure temporelle du temps de relaxation de la cavité	100
2.21	La distribution maxwellienne des vitesses atomiques	104
2.22	Le schéma du système de sélection de vitesse	106
2.23	Les transitions de la sélection de vitesse	108
2.24	La nécessité d'un deuxième "dépompeur"	109
2.25	Performances du système de sélection de vitesse	110
2.26	L'interféromètre de Ramsey	111
2.27	Une zone de Ramsey	113
2.28	Les spectres des cavités R1 et R2	114
2.29	Les électrodes	116
2.30	Un raccord micro-onde	117
2.31	Le système de contrôle et d'acquisition des données	119
2.32	Le cryostat	121
2.33	Une coupe du cryostat	124
2.34	Vue d'ensemble de l'expérience	125
3.1	L'accord de la transition atomique dans R1 et R2	129
3.2	L'oscillation de Rabi dans R1	130
3.3	L'oscillation de Rabi dans R2	131
3.4	Les franges de Ramsey	132
3.5	Le spectre d'émission spontanée	135
3.6	L'oscillation de Rabi dans le vide	139
3.7	La séquence temporelle avec injection d'un champ cohérent	141
3.8	La calibration du champ	143
3.9	Vérification de l'état cohérent	145
3.10	Mesure complémentaire du temps de relaxation de la cavité	146
3.11	La disparition des franges	149
3.12	Le contraste et la phase de franges en fonction de ϕ	150
3.13	Un cycle de l'expérience sur la décohérence	155

3.14	Le spectre de temps de vol avec deux atomes par cycle	156
3.15	Les corrélations en fonction de ω_R	159
3.16	La décohérence en fonction du désaccord	161
3.17	La décohérence en fonction du nombre moyen de photons . . .	162
3.18	Comparaison avec la théorie simplifiée	163
A.1	Le montage d'une diodes laser sur réseau	169
A.2	La disposition des lasers	171
A.3	Un spectre d'absorption saturée	172
A.4	La stabilisation du premier laser	173
B.1	L'analyseur vectoriel d'ABmm	177
B.2	La stabilisation à commande numérique	178

Introduction

La mécanique quantique est aujourd’hui une théorie extrêmement élaborée, universellement reconnue et acceptée, confirmée par d’innombrables expériences. Elle nous permet une profonde compréhension des phénomènes physiques à l’échelle microscopique, qui souvent nous paraissent fort peu intuitifs, car nos raisonnements ont été formés en observant des systèmes macroscopiques.

Malgré ce grand succès, il persiste une question importante à laquelle la mécanique quantique, telle que nous la trouvons aujourd’hui dans les manuels ne répond que de façon insatisfaisante. La mécanique quantique s’applique *a priori* à tout système physique, quelle que soit sa taille, et elle prévoit l’existence de superpositions cohérentes de plusieurs états différents. En ce qui concerne le monde macroscopique, perceptible aux sens humains, cette prédiction est en contradiction avec nos observations. Nous ne voyons, dans le sens propre du terme, jamais un système dans la superposition de deux de ses états. L’image la plus frappante et la mieux connue de ce “paradoxe” fut donnée par E. Schrödinger [1] en 1935. En appliquant les lois de la mécanique quantique, il arriva à la conclusion qu’un chat (le célèbre “chat de Schrödinger”¹) devrait pouvoir être à la fois mort et vivant. Cela étant sans aucun doute impossible, quelle est alors la raison de la non-existence de superpositions cohérentes dans le monde macroscopique?

L’importance de cette question est d’autant plus grande qu’elle se pose également lors de la description d’une mesure effectuée sur un système quantique (appelée “mesure quantique” dans la suite). Une telle mesure est certainement un des éléments fondamentaux de la physique, et nous présentons dans ce mémoire un travail qui nous a permis d’obtenir, dans le contexte d’une mesure quantique, un élément de réponse *expérimental*.

Commençons par introduire un exemple très simple, qui nous accompagnera jusqu’à la fin de ce mémoire et s’avérera bientôt être moins académique

¹Étant très parlant, le terme “chat de Schrödinger” est employé dans des contextes différents et peut occasionnellement donner lieu à des ambiguïtés. Nous ne l’utiliserons dans ce mémoire que pour désigner le “paradoxe” tel qu’il a été formulé par E. Schrödinger.

2 Introduction

que l'on pourrait croire au premier abord. Imaginons un appareil de mesure, capable de mesurer l'état interne d'un atome qui le traverse, tel que le montre la figure 0.1. L'atome ne possède que deux niveaux d'énergie, et l'appareil est équipé d'une aiguille qui peut se trouver dans deux positions, "haute" et "basse". L'appareil est conçu afin de corrélérer la position de l'aiguille à l'état atomique : si l'atome passe dans son état excité $|e\rangle$, l'aiguille basculera dans la position haute, autrement elle sera dans la position basse, indiquant que l'atome a traversé l'appareil dans l'état fondamental $|g\rangle$. Préparons alors l'atome dans la superposition de ses deux états, $(|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2}$, et l'appareil dans l'état "aiguille en position neutre" ($|\rightarrow\rangle$). Avant l'interaction, l'état du système atome + appareil est alors :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|e\rangle + |g\rangle) \otimes |\rightarrow\rangle.$$

L'interaction entre les deux systèmes est supposée hamiltonienne et corrèle l'état $|e\rangle$ de l'atome à la position haute de l'aiguille $|\nearrow\rangle$, et l'état $|g\rangle$ à la position basse $|\searrow\rangle$. Après l'interaction l'état du système devrait par conséquent être :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|e\rangle \otimes |\nearrow\rangle + |g\rangle \otimes |\searrow\rangle). \quad (0.1)$$

Cet état de superposition implique les deux positions de l'aiguille, et nous arrivons à la conclusions que nous devrions trouver l'aiguille à la fois dans deux positions différentes. Cela n'est bien entendu jamais observé, pas plus qu'un chat mort et vivant en même temps. Remarquons que le raisonnement qui nous a conduits à cette conclusion est dans le fond le même que celui qui à donné "la vie" au chat de Schrödinger.

La mécanique quantique risquerait par conséquent d'être de peu d'utilité, si nous ne disposions pas d'une autre description de la mesure qui fournit des prédictions en accord avec nos observations. Elle fut élaborée dans le cadre de l'interprétation de Copenhague de la mécanique quantique [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]² Elle est généralement présentée sous forme axiomatique et est incluse dans les postulats fondateurs de la mécanique quantique, que nous rappelons ici tels qu'ils sont formulés dans la référence [10], p.214 et suivantes :

- 1) "A un instant t_0 fixé, l'état d'un système physique est défini par la donnée d'un ket $|\Psi(t_0)\rangle$ appartenant à l'espace des états \mathcal{E} ."

²La littérature à ce sujet est très riche et les références citées ici n'en représentent qu'une petite partie. Nous attirons alors l'attention du lecteur sur la référence [9] où un grand nombre de références sont citées et commentées.

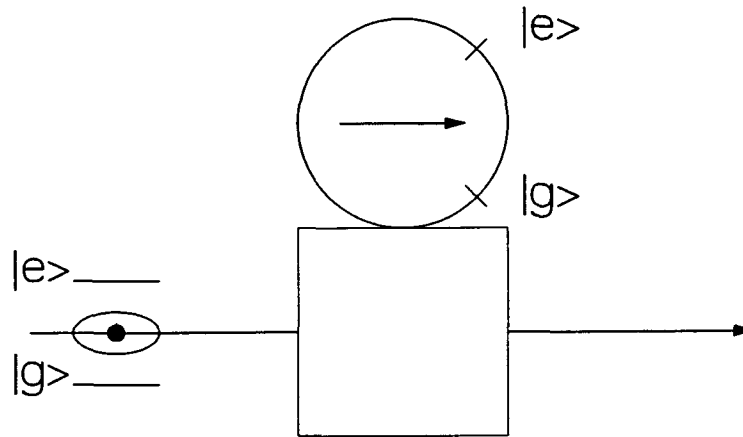


Figure 0.1: Un exemple simple d'une mesure quantique : un atome à deux niveaux traverse un appareil de mesure, sur lequel une aiguille indique l'état de l'atome.

2) "Toute grandeur physique mesurable \mathcal{A} est décrite par un opérateur A agissant dans \mathcal{E} ; cet opérateur est une observable." (Une observable est définie comme un opérateur hermitique dont les vecteurs propres forment une base de \mathcal{E} [10], p.137

3) "La mesure d'une grandeur physique \mathcal{A} ne peut donner comme résultat qu'une des valeurs propres de l'observable A correspondante."

4) "Lorsqu'on mesure la grandeur physique \mathcal{A} sur un système dans l'état $|\Psi\rangle$, la probabilité $\mathcal{P}(a_n)$ d'obtenir comme résultat la valeur propre a_n de l'observable A correspondante est $\mathcal{P}(a_n) = |\langle u_n | \Psi \rangle|^2$ où $|u_n\rangle$ est le vecteur propre de A associé à la valeur propre a_n ."

5) "Si la mesure de la grandeur physique \mathcal{A} sur le système dans l'état $|\Psi\rangle$ donne le résultat a_n , l'état du système immédiatement après la mesure est la projection normée,

$$\frac{P_n |\Psi\rangle}{\sqrt{\langle \Psi | P_n | \Psi \rangle}},$$

de $|\Psi\rangle$ sur le sous-espace propre associé à a_n ."

Appliquons alors ces postulats à l'exemple de l'aiguille qui nous indique l'état d'un atome. Le postulat 3 nous dit qu'en mesurant l'état de l'atome nous ne pouvons trouver qu'un de deux résultats possibles: $|e\rangle$ ou $|g\rangle$; le

4 Introduction

postulat 4 donne les probabilités correspondantes, chacune égale à 0,5 dans notre exemple. Le dernier postulat nous permet de prédire avec certitude le résultat d'une deuxième mesure de la même observable, à condition que le système n'ait pas évolué entre-temps. Nous pouvons donc en particulier décrire la mesure en termes de probabilités classiques. Nous n'avons pas besoin d'envisager un appareil de mesure indiquant plusieurs résultats à la fois. Tout appareil indique toujours soit l'un, soit l'autre résultat avec une certaine probabilité.

La description "axiomatique" de la mesure quantique, telle quelle est contenue dans l'interprétation de Copenhague de la mécanique quantique, complète donc celle que nous avons donné en premier et qui ne tient compte que de l'interaction hamiltonienne entre l'atome et l'appareil. Les postulats ci-dessus nous conduisent ainsi à un résultat en très bon accord avec nos observations. Cela est en premier lieu la conséquence directe des postulats 3 et 4, mais repose en définitive sur l'hypothèse qu'un appareil de mesure est par essence un objet, dit "classique", qui n'obéit pas aux lois de la mécanique quantique (voir à ce sujet [7](chapitre 2, note 7). Plus précisément, on suppose qu'un tel système, parfaitement décrit par la physique classique, ne peut en aucun cas se trouver dans la superposition de deux états différents. Postuler qu'un appareil de mesure est classique dans ce sens élimine évidemment toute possibilité d'obtenir deux résultats différents à la fois. Une mesure sur un système quantique est alors par définition le couplage de ce système à un appareil appartenant au monde classique. Au cours de leur interaction un processus irréversible "de réduction" [5] se produit et assure que la notion classique de probabilité est suffisante pour interpréter les résultats.

Cette réponse au problème que pose la description "hamiltonienne" d'une mesure quantique revient donc à limiter le domaine de validité de la mécanique quantique aux objets habituellement appelés "microscopiques". On introduit ainsi une séparation entre un monde quantique, où les superpositions d'états existent, et un monde classique, où l'on ne les observe jamais. Il importe de noter ici que la distinction entre "microscopique" et "macroscopique" et celle entre "quantique" et "classique" sont de natures différentes, malgré le fait qu'elles coïncident dans la plupart des cas. La première repose sur la taille du système considéré, représentée généralement par le nombre de particules qu'il contient. La deuxième concerne l'existence et la non-existence d'états de superposition cohérente. Un exemple qui indique que la conclusion "macroscopique = classique" est fautive est donné par une barre de Weber, refroidie à des températures cryogéniques. Bien que des états de superposition n'aient pas été observés jusque là, on a dû se rendre compte qu'une telle barre, d'une masse de l'ordre de la tonne, doit être décrite comme un oscillateur harmonique *quantique* [11, 12]. Un autre exemple est fourni par les jonctions

Josephson supraconductrices qui sont décrites par une différence de phase à travers la jonction. Il s'agit là d'un degré de liberté macroscopique dont le comportement quantique a pu être mis en évidence expérimentalement. Plus précisément, on a pu observer la traversée d'une barrière de potentiel soit vers un continuum, soit vers un autre puit de potentiel. Au cours de ces expériences, des niveaux d'énergie discrets ont également été observés [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22].

Tout en fournissant des résultats en accord avec nos observations, la description d'une mesure quantique dans le cadre de l'interprétation de Copenhague pose aux moins deux questions.

- 1) Pour quelle raison est-ce que les systèmes que nous avons l'habitude d'appeler "classiques" ne sont jamais trouvés dans une superposition de différents états?
- 2) Qu'est-ce qui distingue un système quantique d'un système classique ou autrement dit, où est-ce que se trouve la frontière entre le monde quantique et le monde classique?

Plusieurs réponses à ces questions ont été proposées, parmi lesquelles une qui supposait qu'un terme non-linéaire dans l'équation de Schrödinger, sans effet mesurable sur les systèmes microscopiques pourrait détruire les superpositions cohérentes dans le monde macroscopique [23, 24, 25, 26]. Aujourd'hui, la réponse la plus généralement acceptée est celle que donne l'approche dite "de la décohérence", élaborée pour l'essentiel au cours des vingt dernières années [27, 28, 29, 30, 31, 7, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38].

Elle nous permet également une meilleure compréhension du processus qui fixe ce que l'on appelle la "base préférée", à savoir l'ensemble des états propres de l'observable mesurée, parmi lesquels se trouve celui sur lequel l'état du système est projeté par la mesure.

Dans ce mémoire nous présentons l'étude d'un système modèle qui nous a permis d'obtenir une vérification expérimentale de cette approche théorique. Nous la présentons ici en partant de la différence fondamentale entre le "microscopique" et le "macroscopique".

Un système microscopique peut, au moins pour un certain temps, être isolé de l'environnement, dans le sens que l'on peut très fortement diminuer son couplage dissipatif à un réservoir thermodynamique. Cela est par exemple le cas des atomes et ions piégés, des photons dans une cavité, des atomes dans un jet... Soulignons que les systèmes énumérés ici interagissent en partie avec leur environnement (les champs du piège par exemple). On

6 Introduction

ne “supprime” que la dissipation qui détruit la cohérence de l'évolution temporelle. Lorsque nous parlons dans la suite d’“isoler un système de son environnement”, ce sera toujours dans le sens de le protéger autant que possible de la dissipation créée par son couplage à un réservoir.

C'est précisément cela qui est (aujourd'hui) irréalisable pour un système macroscopique. L'exemple du chat de Schrödinger, est encore particulièrement parlant : le chat doit au moins poser ses pattes sur un support et respirer. Il est couplé à un nombre de degrés de liberté infini à l'échelle de ce que l'on peut espérer contrôler dans une expérience. Tel le chat, tout système macroscopique est toujours couplé à un réservoir au sens de la thermodynamique et par conséquent sujet à la dissipation. Notre première description de la mesure de l'état atomique était donc erronée en ce point, car nous avons traité le système atome - appareil comme s'il était isolé.

On peut cependant considérer un objet macroscopique, préparé en absence purement théorique de dissipation, dans une superposition de deux états macroscopiquement différents - un chat à la fois mort et vivant. Sur des modèles simples il est possible de calculer l'évolution du système lorsqu'on “branche” la dissipation (voir par exemple [29][7, chapitre 7][39]). Son effet est de transformer inévitablement la superposition cohérente en un mélange statistique, si bien que le système peut à la fin être décrit par une probabilité classique d'être soit dans un état soit dans un autre. Cette transformation est souvent appelée “décohérence quantique” (“quantum decoherence”), ou “décohérence” tout court. On montre alors que la superposition initiale peut être caractérisée par une distance “ D ” entre les états superposés. La décohérence est d'autant plus rapide que cette distance est grande, et pour tout objet macroscopique dans le sens qu'il est perceptible aux sens humains, préparé dans une superposition d'états macroscopiquement différents, le temps de décohérence est infiniment court à toute échelle observable. Un chat à la fois mort et vivant se transforme en un chat soit mort, soit vivant en un temps beaucoup plus court que la durée du trépas du pauvre animal, si souvent sollicité. Soulignons que nous avons ici considérablement simplifié notre raisonnement. En réalité, la décohérence se manifeste dès que l'on commence à préparer un état de superposition. Plutôt que de le détruire après sa préparation, c'est la création même d'un tel état que la décohérence rend impossible dès le départ, au moins dans le cas d'un système macroscopique.

Retournons encore à l'exemple de l'atome et de l'aiguille pour préciser le concept de la décohérence. Puisque le résultat de la mesure est indiqué par la position de l'aiguille, l'appareil de mesure doit être construit tel que le mouvement de l'aiguille, provoqué par l'interaction avec l'atome, soit fortement amorti. Une manière très simple de modéliser cet amortissement est de l'attribuer aux collisions entre l'aiguille et les particules du gaz qui l'entou-

rent. Imaginons alors que l'interaction entre l'atome et l'appareil de mesure ait effectivement préparé l'état (0.1) et que nous "branchons" la dissipation due aux collisions entre l'aiguille et les particules. On montre [39] que l'on peut distinguer deux cas nettement différents.

D'abord, la situation où la séparation entre les deux positions de l'aiguille est beaucoup plus grande que la longueur d'onde de de Broglie des particules du gaz. C'est typiquement le cas d'une aiguille habituelle dont nous distinguons les différentes positions à l'œil nu. Nous nous attendons par conséquent à ce que la décohérence soit un processus extrêmement rapide. On trouve en effet [39] qu'une seule collision est suffisante pour détruire la cohérence de la superposition (0.1), ce que l'on peut comprendre à l'aide d'un simple argument qualitatif. Avec la longueur d'onde de de Broglie, c'est aussi la taille du paquet d'onde associé à chacune des particules qui est beaucoup plus petite que la séparation entre les positions de l'aiguille. À l'échelle de celle-ci les particules sont parfaitement localisées. Elles ne peuvent pas entrer en collision avec l'aiguille aux deux positions à la fois et une seule collision fournit l'information où se trouve l'aiguille (même si cette information nous est inaccessible). En empruntant le langage de la microscopie optique, nous pourrions dire que l'aiguille est "illuminée" par des ondes dont la longueur d'onde est suffisamment courte pour résoudre les deux positions de l'aiguille. La décohérence est totale après une seule collision qui transforme (0.1) "instantanément" en un pur mélange statistique, décrit par la matrice densité

$$\rho^{at+app} = \frac{1}{2} (|e\rangle\langle e| + |g\rangle\langle g|). \quad (0.2)$$

Cette matrice densité est diagonale dans la base des états propres de l'observable mesurée (l'état de l'atome). Des probabilités classiques sont alors suffisantes pour décrire le système et le résultat de la mesure. L'aiguille indique avec une probabilité de 0,5 l'état $|e\rangle$ et avec la même probabilité l'état $|g\rangle$. Notons que cela est en parfait accord avec la description de cette mesure que nous fournissent les postulats ci-dessus.

Considérons maintenant le cas inverse, où la séparation entre les positions de l'aiguille est beaucoup plus petite que les paquets d'ondes associés aux particules. Bien que nous ne saurons réaliser cette situation avec une aiguille matérielle, nous verrons qu'elle nous apporte un renseignement important. De nouveau on montre [39] que l'état de superposition (0.1) est transformé en le mélange statistique (0.2). Le point important est qu'ici la décohérence se produit de manière continue en un temps que l'on peut espérer rendre observable. Une seule collision n'est plus suffisante pour déterminer la position de l'aiguille. La cohérence est détruite par un grand nombre de petites "secousses". La décohérence provient maintenant d'un couplage dissipatif

8 Introduction

à un réservoir. Le temps de décohérence t_{coh} est trouvé être inversement proportionnel au carré de la distance \mathcal{D} entre les positions de l'aiguille

$$t_{coh} \propto \frac{1}{\mathcal{D}^2}.$$

Ce résultat est caractéristique pour une décohérence provoquée par le couplage à un réservoir et nous en rencontrerons un autre exemple.

Soulignons ici le deuxième aspect important de la théorie de la décohérence. Elle nous donne dans les deux cas une indication de ce qui détermine l'observable mesurée ou en d'autres mots, la base dite "base préférée" dans laquelle la matrice densité décrivant l'état final du système atome - appareil est diagonale. En premier lieu, le couplage entre l'atome et l'appareil est tel que la position de l'aiguille devient corrélée à l'état interne de l'atome au cours de l'interaction. Ensuite, le couplage entre aiguille et son environnement est construit de telle façon que la dynamique de la dissipation fixe la position de l'aiguille. Dans le cas de notre modèle simple, ce sont les collisions avec les molécules du gaz qui produisent cet effet. D'une façon très imagée on pourrait dire que la dissipation, en fixant la position de l'aiguille, fixe aussi l'énergie de l'atome et entraîne que la matrice densité est diagonale dans la base des états propres du Hamiltonien et non dans une autre.

Posons nous alors finalement la question qui est au cœur du travail présenté dans ce mémoire. Est-il possible de vérifier la théorie de la décohérence expérimentalement ?

En ce qui concerne le résultat final de la décohérence, la réponse est triviale. L'inexistence de superpositions cohérentes à l'échelle macroscopique est certaine: les chats ne sont pas morts et vivants à la fois.

Mais est-il possible d'observer la décohérence pendant qu'elle se produit ? C'est ici que le deuxième cas que nous avons considéré pour l'exemple de l'aiguille s'avère instructif. Il nous montre qu'un système à l'aide duquel nous cherchons à observer la décohérence doit posséder deux propriétés importantes. Premièrement, nous devons pouvoir réduire la séparation entre les états superposés suffisamment pour que la décohérence ne provienne pas d'un événement individuel de type collision. Deuxièmement, le système ne doit être que faiblement couplé à son environnement afin de rendre le temps de décohérence observable.

Dans la suite de cette introduction nous présentons de façon qualitative notre système expérimental et l'idée clef de nos expériences. L'un et l'autre sont bien sûr fortement conditionné par le savoir faire expérimental auquel nous pouvons faire appel. Aussi commençons-nous par une brève présentation des outils expérimentaux dont nous disposons.³ Il s'agit d'atomes

³Ils seront décrits de manière détaillée dans le deuxième chapitre.

de Rubidium préparés dans un niveaux dit “de Rydberg circulaire” [40, 41, 42] et une cavité micro-onde supraconductrice. Les deux caractéristiques principales d’un atome de Rydberg circulaire sont sa longue durée de vie (≈ 30 ms), et son moment dipolaire électrique, qui est environ mille fois plus grand que celui d’un atome dans son état fondamental. Ce dernier conduit à un très fort couplage au rayonnement électromagnétique, qui dans notre cas est confiné dans le très faible volume d’un mode de la cavité. Le champ électrique créé par un seul photon y est également extrêmement élevé et augmente davantage le couplage atome-champ. Le temps de relaxation de la cavité est dans notre cas de $160 \mu\text{s}$. Le mode de la cavité peut être résonant ou quasi résonant avec la transition entre deux niveaux circulaires. Lorsque l’atome interagit avec le champ dans la cavité, le couplage entre la transition atomique choisie et le champ domine tout autre effet, y compris la relaxation (régime de couplage fort). Notre système expérimental est alors, à une bonne approximation, décrit par le modèle le plus simple que connaisse l’optique quantique: un système à deux niveaux (l’atome), couplé à un oscillateur harmonique unidimensionnel (le champ) [43].

Dans le but de reproduire une situation de mesure idéale, telle que nous l’avons décrite ci-dessus, il semble donc naturel d’attribuer le rôle de l’atome à deux niveaux aux atomes de Rydberg circulaires. Le champ doit par conséquent prendre la place de l’appareil de mesure. Mais peut-il indiquer l’état d’un atome qui traverse la cavité? La réponse est “oui” si l’on arrive à faire interagir l’atome avec le champ de sorte que la phase du champ devienne corrélée à l’état atomique. La phase du champ indique alors l’état atomique, comme le fait la position de l’aiguille ci-dessus. Pour nous en convaincre, soyons plus précis et considérons le cas où nous injectons un champ cohérent $|\alpha\rangle$ [44, 45] dans la cavité. Supposons ensuite qu’un atome traversant la cavité (voir figure 0.2) dans l’état $|e\rangle$ déphase le champ d’un angle $+\phi$, un atome dans $|g\rangle$ de $-\phi$. Si nous envoyons maintenant un atome dans la superposition de ses deux états à travers la cavité, l’interaction créera un état du système atome + champ impliquant des états du champ de phases différentes :

$$|\Psi^{at+ch}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|e\rangle \otimes |\alpha e^{+i\phi}\rangle + |g\rangle \otimes |\alpha e^{-i\phi}\rangle). \quad (0.3)$$

L’amortissement du champ dans la cavité va ensuite transformer cet état de superposition cohérente en un mélange statistique que nous devons décrire par une matrice densité :

$$\rho^{at+ch} = \frac{1}{2} (|e\rangle\langle e| \otimes |\alpha e^{i\phi}\rangle\langle \alpha e^{i\phi}| + |g\rangle\langle g| \otimes |\alpha e^{-i\phi}\rangle\langle \alpha e^{-i\phi}|). \quad (0.4)$$

Les deux équations ci-dessus sont parfaitement équivalente à (0.1) et (0.2). Une interaction dispersive entre atome et champ, sans échange d’énergie,

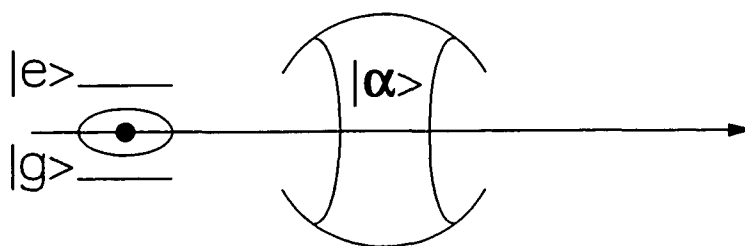


Figure 0.2: Un atome de Rydberg circulaire traverse une cavité dans laquelle se trouve un champ dans un état cohérent.

devrait par conséquent permettre de modéliser (expérimentalement!) une mesure quantique idéale. En ce qui concerne l'observation de la décohérence, nous avons deux indications qu'elle est également réalisable.

Le champ présente précisément les deux propriétés qui nous sont apparues comme indispensables pour l'observation de la décohérence lorsque nous avons considéré le deuxième cas de figure de l'exemple "atome - aiguille". D'abord, le temps de relaxation de la cavité est dans un domaine parfaitement observable, le champ est dans ce sens faiblement soumis aux effets de la dissipation. Ensuite nous pouvons choisir la taille de l'état cohérent, à savoir le nombre moyen de photons (\bar{n}) qu'il contient. En nous approchant de plus en plus d'une situation réellement microscopique ($\bar{n} \approx 1$) nous devrions également réduire "la distance" (qui reste à définir) entre les deux états cohérents de phases différentes impliquées dans l'état (0.3). Pourvu que le temps de décohérence soit de nouveau inversement proportionnel au carré de cette distance, nous devrions pouvoir ralentir la décohérence jusqu'à ce qu'elle devienne observable. Notons également que le temps de relaxation de la cavité est beaucoup plus court que celui des atomes. La relaxation du système atome - champ est essentiellement due à celle du champ, ce qui correspond bien au fait que le champ joue le rôle de l'appareil de mesure.

Il devrait par conséquent être possible d'observer la décohérence grâce aux atomes de Rydberg circulaires qui traversent une cavité micro-onde, à condition de répondre aux deux questions suivantes.

- 1) Comment faire interagir un atome à deux niveaux et un seul mode du champ électromagnétique contenant un champ cohérent de telle sorte que l'état du système atome - champ soit donné par l'équation (0.3) après l'interaction?
- 2) De quelle manière peut-on ensuite observer la transformation de la superposition cohérente (0.3) en le mélange statistique (0.4)?

Dans le premier chapitre de ce mémoire nous y répondons d'un point de vue théorique en utilisant le modèle de l'atome à deux niveaux couplé à un seul mode du champ. Le deuxième chapitre présente l'aspect expérimental. Nous y décrivons en détail le dispositif expérimental en vérifiant qu'il permet effectivement de réaliser la situation étudiée au chapitre premier. Le troisième chapitre est finalement consacré à la présentation des résultats que nous avons obtenus.

Avant de clore cette introduction, il nous semble important d'attirer l'attention du lecteur sur deux points.

Les ions piégés

Des atomes circulaires couplés à un mode du champ ne représentent qu'une possibilité de réaliser la situation particulièrement simple où un système à deux niveaux est couplé à un oscillateur harmonique unidimensionnel et où les effets de relaxation sont très faibles. Une autre réalisation récente et très performante de ce modèle est un ion piégé dans un piège quadrupolaire [46, 47, 48, 49]. Les sous niveaux hyperfins du fondamental de l'ion sont alors le système à deux niveaux et l'oscillateur harmonique est le mouvement de l'ion dans le potentiel harmonique du piège. Les atouts de ce système expérimental sont une bonne isolation de l'environnement et une longue durée de vie de l'ion dans le piège (beaucoup plus long que le temps de relaxation de notre cavité). Le couplage entre degrés de libertés internes et externes de l'ion est produit par une paire de faisceaux laser *via* l'effet Raman. Le couplage entre système à deux niveaux et oscillateur peut être contrôlé de l'extérieur et peut atteindre des valeurs très élevées. Dans le cas d'un atome et d'une cavité, nous allons voir que ce couplage est un paramètre intrinsèque du système et ne peut être changé. Comme désavantage de l'ion piégé on peut considérer le fait que le système à deux niveaux ne peut être séparé de l'oscillateur. Il est alors plus difficile d'effectuer une mesure (destructive) sur l'un sans perturber l'autre. (Le lecteur aura l'occasion de se convaincre que la possibilité de détecter l'atome après sa sortie de la cavité peut être très utile.)

Dans le contexte de la décohérence, il importe de mentionner que le groupe dirigé par D. Wineland a récemment réussi à préparer un état de type "chat de Schrödinger" d'un ion dans un piège [48]. La transformation de l'état de superposition cohérent en un mélange statistique n'a cependant pas pu être observée.

Le cadre du travail présenté

Le travail que nous décrivons dans ce mémoire fait partie d'un projet de bien plus grande envergure. Ayant débuté il y a six ans, il est bâti sur une longue expérience dans l'électrodynamique en cavité [50, 51, 52, 53]

et a déjà impliqué une quinzaine de personnes. Le montage tel qu'il est présenté ici, fut conçu afin de dépasser les limitations intrinsèques à l'utilisation d'états de Rydberg de faible moment angulaire et de cavités fermées, système exploité avec succès auparavant (voir à titre d'exemple [54, 55]). Après la construction du montage, entièrement réalisé au laboratoire, la mise au point de la préparation des états de Rydberg circulaires, suivant les idées de Hulet et Kleppner [40], fut une première étape importante [41, 56]. Elle fut suivie de la construction de l'interféromètre de Ramsey à champs oscillants séparés [57]. Il permit en un premier lieu la mesure de champs électromagnétiques au niveau du photon [56, 58]. Après avoir amélioré le facteur de qualité de la cavité, des expériences à interaction résonante entre atome et champ donnèrent une preuve particulièrement directe de la quantification du champ électromagnétique dans une cavité [59, 60].

Nous allons voir maintenant que ce système expérimental permet également de créer des états de superposition cohérente et d'observer la dynamique de leur décohérence.

Chapitre 1

Quelques éléments de théorie

Dans ce premier chapitre nous décrivons de manière théorique un atome à deux niveaux couplé à un seul mode du champ électromagnétique et montrons comment il peut permettre d'observer la décohérence dans une situation de mesure quantique. Nous commençons par rappeler quelques résultats relatifs à ce système modèle (paragraphe 1.1.1 à 1.1.4) pour montrer qu'il est effectivement possible d'utiliser un champ cohérent comme appareil de mesure pour l'état atomique (paragraphe 1.1.5). En partant du déphasage de la fonction d'onde atomique par un champ dans un état de Fock, nous présentons ensuite l'interféromètre atomique à l'aide duquel nous observons l'effet de l'interaction atome - champ (paragraphe 1.1.6). Puis nous venons à une première expérience dont un aspect est de vérifier le bon fonctionnement de notre "appareil de mesure" qu'est le champ (paragraphe 1.3). Le paragraphe suivant (1.4) est consacré à établir les prédictions principales de la théorie de la décohérence concernant la transformation de l'état (0.3) en un mélange statistique. Dans le dernier paragraphe (1.5), nous décrivons finalement la méthode d'observation de la décohérence.

1.1 Le système atome - champ

1.1.1 L'atome

Nous considérons un atome ne possédant que deux niveaux d'énergie $|g\rangle$ et $|e\rangle$. La fréquence de la transition entre ces deux états est notée ω_0 (voir figure 1.1).

Le Hamiltonien de l'atome s'écrit en choisissant le zéro de l'énergie à mi-chemin entre les deux niveaux:

$$H_{at} = \frac{\hbar\omega_0}{2}(|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|).$$

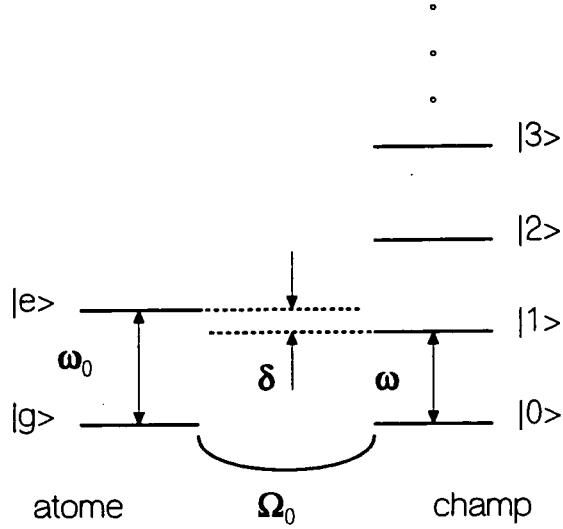


Figure 1.1: L'atome à deux niveaux couplé à un seul mode du champ électromagnétique. Le couplage est mesuré par le paramètre Ω_0 , défini dans l'équation 1.5. Nous avons choisi pour cette représentation un désaccord δ positif.

1.1.2 Le champ

Le champ électromagnétique est piégé dans une cavité, la fréquence du mode étant ω . Désignons le désaccord entre atome et champ par

$$\delta = \omega_0 - \omega.$$

Le champ électrique dans la cavité est décrit par l'opérateur

$$\vec{E}(\vec{r}) = E_0 \left(a \vec{f}(\vec{r}) + a^\dagger \vec{f}^*(\vec{r}) \right), \quad (1.1)$$

a et a^\dagger étant les opérateurs d'annihilation et de création d'un photon dans le mode de la cavité. La fonction $\vec{f}(\vec{r})$ décrit la géométrie du mode et est normalisée telle que $|\vec{f}(\vec{r})| = 1$ au maximum absolu. Le volume effectif du mode est alors donné par

$$V_{mode} = \int dr^3 |\vec{f}(\vec{r})|^2. \quad (1.2)$$

La constante E_0 s'écrit alors

$$E_0 = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V_{mode}}}, \quad (1.3)$$

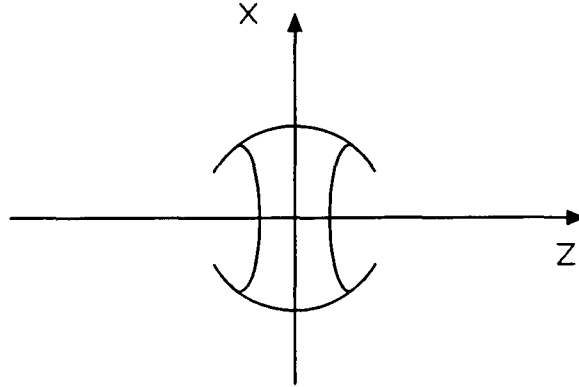


Figure 1.2: La figure montre le système de coordonnées choisi; l'axe Ox est l'axe de symétrie de la cavité, l'axe Oz correspond à la trajectoire des atomes.

ce qui assure que l'énergie d'un état nombre ou état de Fock $|n\rangle$ est bien $\hbar\omega(n + 1/2)$.

Choisissons comme axe Ox l'axe de symétrie de la cavité et comme axe Oz la trajectoire des atomes qui traversent la cavité au centre, comme le montre la figure 1.2. Le module de $\vec{f}(\vec{r})$ est avec ce choix de coordonnées donné par l'expression suivante:

$$f(x, z) = e^{-z^2/w^2} \cos\left(\frac{\omega x}{c}\right), \quad (1.4)$$

c désigne la vitesse de la lumière et w le "waist" du mode. $|\vec{f}(\vec{r})|$ est bien sûr symétrique par rapport à une rotation autour de l'axe Ox. La figure 1.3 montre la variation du module du champ électrique le long de la trajectoire atomique.

Le Hamiltonien du champ est donné par:

$$H_{ch} = \hbar\omega(a^\dagger a + \frac{1}{2}).$$

La cavité n'est évidemment pas un résonateur parfait, l'énergie \mathcal{E} qu'elle contient est dissipée avec un temps caractéristique t_{cav}

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0 \exp\left(-\frac{t}{t_{cav}}\right).$$

Nous utilisons également le taux de relaxation de la cavité

$$\gamma = \frac{1}{t_{cav}}.$$

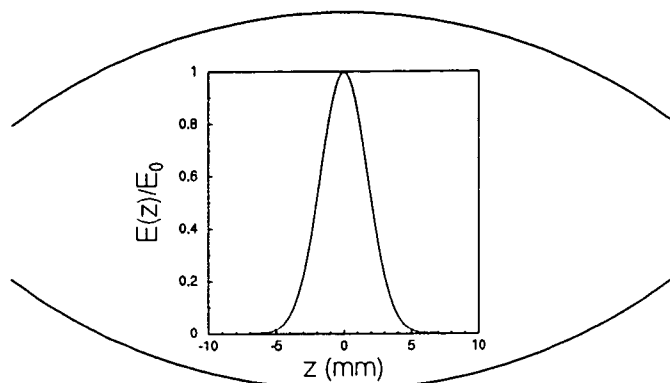


Figure 1.3: La figure montre la variation du module du champ électrique dans la cavité le long de la trajectoire atomique. Les unités du champ électrique sont arbitraires, la coordonnées “z” est donnée en millimètre, les miroirs sont symbolisés par les arcs de cercle, approximativement à l’échelle.

1.1.3 L’interaction entre atome et champ

A l’approximation dipolaire électrique le Hamiltonien d’interaction entre atome et champ est

$$H_{int} = -\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r}_{at}).$$

\vec{d} est l’opérateur du dipôle atomique,

$$\vec{d} = \vec{d}_{eg}|e\rangle\langle g| + \vec{d}_{ge}|g\rangle\langle e|,$$

où nous avons posé: $\vec{d}_{eg} = \langle e|\vec{d}|g\rangle$. $\vec{E}(\vec{r}_{at})$ désigne l’opérateur champ électrique à la position de l’atome (\vec{r}_{at}).

En utilisant l’approximation des ondes tournantes, c.à.d. en négligeant des effets non-résonants, et en choisissant la phase globale afin d’obtenir une constante de couplage réelle, on peut mettre le Hamiltonien d’interaction sous la forme suivantes:

$$H_{int} = -\hbar\Omega(\vec{r}_{at}) (|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|).$$

Le paramètre $\Omega(\vec{r}_{at})$ est défini par

$$\Omega(\vec{r}_{at}) = \frac{E_0|\vec{d}_{eg} \cdot \vec{f}(\vec{r}_{at})|}{\hbar}. \quad (1.5)$$

La valeur maximale de $\Omega(\vec{r})$, au centre de la cavité, est notée Ω_0 et nous l’appellerons “le couplage entre atome et champ”. Notons que ce paramètre

n'est pas à confondre avec la fréquence de Rabi du vide. Un atome couplé de manière résonante au vide de rayonnement dans un mode avec un couplage donné par Ω_0 effectue une oscillation de Rabi dont la fréquence est de $2\Omega_0/2\pi$. Ce n'est que cette dernière fréquence que l'on appelle fréquence de Rabi du vide [59].

Le système atome - champ peut être décrit en termes des "états habillés" que l'on obtient en diagonalisant le Hamiltonien du système couplé. Pour cela il est commode de choisir le zéro d'énergie de sorte que l'énergie de $|g, 0\rangle$ vaut $-\delta/2$. Le hamiltonien du système atome - champ s'écrit alors

$$H = \hbar\omega(a^\dagger a) + \frac{\hbar\delta}{2} (|e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|) - \hbar\Omega(\vec{r}_{at}) (|e\rangle\langle g|a + |g\rangle\langle e|a^\dagger),$$

ou sous forme matricielle dans la base des états non-couplés $\{|en\rangle, |gn\rangle\}$, ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$):

$$\left(\begin{array}{c} -\delta/2 \\ \left(\begin{array}{cc} \hbar\omega - \delta/2 & -\hbar\Omega \\ -\hbar\Omega & \hbar\omega + \delta/2 \end{array} \right) \\ \cdot \\ \cdot \\ \left(\begin{array}{cc} \hbar\omega(n+1) - \delta/2 & -\hbar\Omega\sqrt{n+1} \\ -\hbar\Omega\sqrt{n+1} & \hbar\omega(n+1) + \delta/2 \end{array} \right) \\ \cdot \\ \cdot \end{array} \right)$$

Dans cette représentation de H les états non couplés sont rangés par ordre d'énergie croissante, à savoir $|g, 0\rangle, |g, 1\rangle, |e, 0\rangle, \dots$ et ainsi de suite. On voit alors, qu'il suffit de diagonaliser la restriction de H au sous espace engendré par $|e, n\rangle$ et $|g, (n+1)\rangle$. On trouve les états propre de H qui sont

$$\begin{aligned} | +n \rangle &= \cos \vartheta_n |e, n\rangle - \sin \vartheta_n |g, n+1\rangle, \\ | -n \rangle &= \sin \vartheta_n |e, n\rangle - \cos \vartheta_n |g, n+1\rangle, \end{aligned}$$

et le fondamental $|g, 0\rangle$ qui n'est couplé à aucun autre état. L'angle ϑ_n est défini par la relation

$$\tan 2\vartheta_n = -2 \frac{\Omega(\vec{r})}{\delta} \sqrt{n+1},$$

où $0 \leq \vartheta_n \leq \pi/2$. Les énergies des états couplés sont

$$\begin{aligned} E_{g0} &= -\delta/2, \\ E_{\pm n} &= \hbar\omega \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{4\Omega(\vec{r})^2(n+1) + \delta^2}. \end{aligned}$$

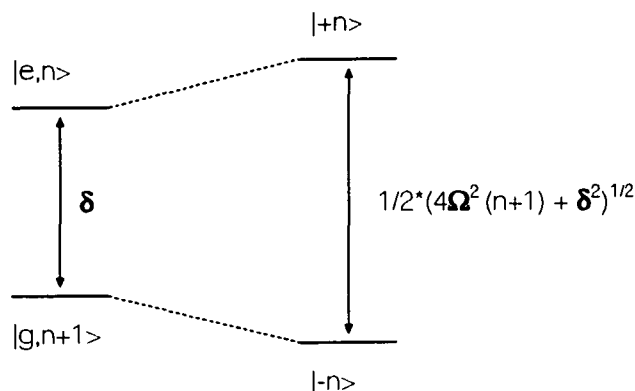


Figure 1.4: La figure montre les niveaux d'énergie du système atome - champ; à gauche en absence, à droite en présence du couplage.

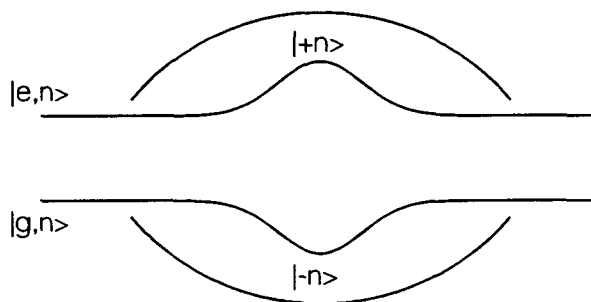


Figure 1.5: Lorsque l'atome traverse la cavité, l'état $|e, n\rangle$ se raccorde à $|+n\rangle$ et $|g, n + 1\rangle$ à $|-n\rangle$. N.B. : les miroirs ne sont pas dessinés à l'échelle.

Les niveaux d'énergie en absence et présence de couplage sont représentés sur la figure 1.4.

Dans le cas de nos expériences le désaccord δ sera toujours positif ou autrement dit, la fréquence atomique sera toujours supérieure à celle de la cavité.¹ Lorsque l'on "branche" l'interaction, ou en d'autres mots lorsque l'atome entre dans la cavité, l'état $|e, n\rangle$ se raccorde alors à l'état $|+n\rangle$, et l'état $|g, n + 1\rangle$ à $|-n\rangle$ (voir figure 1.5).

Dans la suite de ce paragraphe (1.1) nous étudions quelques aspects de l'interaction entre un atome à deux niveaux et un mode du champ électromagnétique afin de mettre en place les résultats dont nous aurons besoin

¹La raison pour cela se trouve dans les caractéristiques de notre cavité et sera expliquée dans le paragraphe 2.2.2.

par la suite. En un premier lieu, nous précisons les deux approximations principales de notre modèle théorique, à savoir celles de l'interaction non-résonante et du couplage fort. Ensuite nous décrivons l'effet de l'interaction sur le champ d'une part et sur l'atome d'autre part.

1.1.4 Le couplage fort et l'interaction non-résonante

Les expériences que nous présentons dans la suite de ce chapitre exploitent un cas particulier de l'interaction entre l'atome et le champ. Premièrement, l'atome et le champ n'échangent pas d'énergie grâce à un grand désaccord (δ) entre la transition atomique et le mode du champ. Deuxièmement, l'évolution du système atome - champ est déterminée par l'interaction cohérente entre les deux sous-systèmes et non par les effets de la relaxation. Dans ce paragraphe nous présentons les conditions sous lesquelles l'interaction atome - champ présente effectivement ces caractéristiques et introduisons les approximations correspondantes dans notre modèle théorique.

Le couplage fort

D'un point de vue théorique, le régime de couplage fort [61, 62] est décrit par la condition

$$\gamma_{at}, \gamma \ll \Omega_0,$$

ou γ_{at} et γ sont les taux de relaxation des niveaux atomiques et de la cavité respectivement. Anticipons que dans le cas de nos expériences $t_{at} = 1/\gamma_{at} \approx 30$ ms et $t_{cav} = 1/\gamma_{cav} \approx 160$ μ s, ce qui nous permet de négliger les effets de relaxation introduits par les atomes devant ceux dus à la cavité ($\gamma_{at} \ll \gamma$). En ce qui concerne nos expériences la condition de couplage fort se réduit par conséquent à

$$\gamma \ll \Omega_0. \quad (1.6)$$

Sa signification est très bien illustrée par "l'oscillation de Rabi dans le vide" que le lecteur trouvera décrite en détail dans la thèse d' A. Maali [59]. Elle se produit lorsque le champ est dans l'état du vide et résonant avec la transition atomique ($\delta = 0$). Atome et champ échangent alors le quantum d'énergie apporté par l'atome à une fréquence de Ω_0/π : l'atome oscille entre ses deux états. La période π/Ω_0 de cette oscillation donne l'échelle de temps de l'évolution cohérente et nous pouvons réécrire la condition de couplage fort sous la forme

$$\frac{\pi}{\Omega_0} \ll t_{cav}. \quad (1.7)$$

En régime de couplage fort, les effets de la relaxation se manifestent donc à une échelle de temps beaucoup plus longue que celle caractéristique de

l'interaction entre atome et champ. Le mode n'agit pas seulement comme un réservoir vis à vis de l'atome, mais la dynamique du système atome - champ est déterminée par l'évolution cohérente ou hamiltonienne.

L'interaction non-résonante

D'une manière générale la probabilité pour que l'atome et le champ échangent de l'énergie devient négligeable à condition que

$$\Omega_0 \sqrt{\bar{n}} \ll \delta. \quad (1.8)$$

Elle reflète le fait que le couplage atome - champ est proportionnel à l'amplitude du champ, qui se manifeste dans l'élargissement dit "de puissance" de la résonance atomique lorsque le nombre de photons que contient le champ augmente.

Au cours de nos expériences nous utilisons des nombres moyens de photons aussi élevés que 9,5 et des désaccords inférieurs à 100 kHz. Compte tenu du couplage Ω_0 dont la valeur théorique est de 25 kHz, il est clair que la condition ci-dessus n'est en général pas satisfaite. Il est par conséquent très important de réaliser que le couplage est "branché" de manière progressive, suite à la forme gaussienne du mode du champ. Le couplage entre atome et champ varie le long de la trajectoire atomique de la même façon que le champ électrique (voir l'équation (1.4)), c'est-à-dire

$$\Omega(z) = \Omega_0 \exp\left(\frac{-z^2}{w^2}\right). \quad (1.9)$$

(La polarisation du champ électrique ne change pas le long de l'axe Oz.) Il est aisé de calculer numériquement le taux de transfert $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ en fonction du désaccord δ et du nombre de photons contenus dans la cavité. La figure 1.6 montre les résultats de ce calcul. On observe que le taux de transfert devient extrêmement faible, et cela indépendamment du nombre de photons, dès que $\delta > 50$ kHz. Le branchement adiabatique du couplage entre atome et champ entraîne donc l'absence de l'élargissement par puissance, si bien que la condition de non-résonance devient bien moins restrictive que (1.8) dans notre cas. L'atome suit adiabatiquement l'état dans lequel il entre dans la cavité, c'est-à-dire n'échange pas d'énergie avec le champ, pourvu que

$$\Omega_0 < \delta. \quad (1.10)$$

On se rend facilement compte de l'importance de ce couplage adiabatique, en comparant la figure 1.6 à celle qui montre les résultats obtenus avec un

champ “carré” (figure 1.7). Dans ce dernier cas le couplage est “branché” de façon abrupte

$$\Omega(z) = \begin{cases} 0, & \text{si } |z| > w \\ \Omega_0, & \text{si } |z| \leq w \end{cases}, \quad (1.11)$$

et l'on voit que la condition $\Omega_0 < \delta$ ne suffit plus pour assurer un couplage non-résonant.

Il est intéressant de considérer également un mode de forme sinusoidale, tel que l'on trouve dans une cavité cylindrique fermée (voir par exemple les références [63, 64, 65, 66, 67]). La variation du couplage atome - champ le long de la trajectoire atomique est alors donnée par

$$\Omega(z) = \begin{cases} \Omega_0 \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) & \text{si } |z| \leq \frac{L}{2} \\ 0 & \text{si } |z| > \frac{L}{2} \end{cases} \quad (1.12)$$

L désigne ici la longueur de la cavité cylindrique et $z = 0$ au centre de la cavité. Remarquons que $\Omega(z)$ est bien continu partout, mais que sa dérivée est discontinue en $z = \pm L/2$. Il en résulte également un couplage fortement non adiabatique comme le montre la figure (1.8).

Soulignons que nous n'avons ici pas tenu compte de l'émission spontanée qui rendrait le branchement adiabatique du couplage impossible. Même dans le cas d'un champ à profil gaussien, seuls des atomes possédant une longue durée de vie ont une forte probabilité de quitter la cavité dans le même état que celui dans lequel ils y sont rentrés.

Pour la suite de ce chapitre théorique, nous utilisons d'un point de vue mathématique l'approximation $\Omega_0\sqrt{n} \ll \delta$ qui nous permet de développer les énergies des états couplés au premier ordre en $\Omega_0^2(n+1)/\delta$.

$$E_{\pm} = \hbar\omega(n+1) \pm \frac{\hbar\delta}{2} \pm \hbar \frac{\Omega^2(\vec{r}_{at})(n+1)}{\delta}.$$

Un atome qui traverse la cavité contenant n photons dans l'état $|e\rangle$ voit son énergie augmentée de $\hbar\Omega^2(\vec{r}_{at})(n+1)/\delta$ (ou diminuée de $\hbar\Omega^2(\vec{r}_{at})(n)/\delta$ s'il se trouve dans l'état $|g\rangle$), comme le montre la figure 1.9.

Pour décrire les situations expérimental où $\Omega_0\sqrt{n+1}$ n'est plus beaucoup plus petit que δ mais la condition (1.10) est satisfaite, nous devons avoir recours à des calculs numériques exacts. Les résultats que nous allons établir dans la suite de ce chapitre seront néanmoins parfaitement suffisants pour comprendre tous les effets physiques importants. De par leur simplicité, ils nous seront même bien plus utiles pour cela que ne pourraient l'être des calculs beaucoup plus complexes.

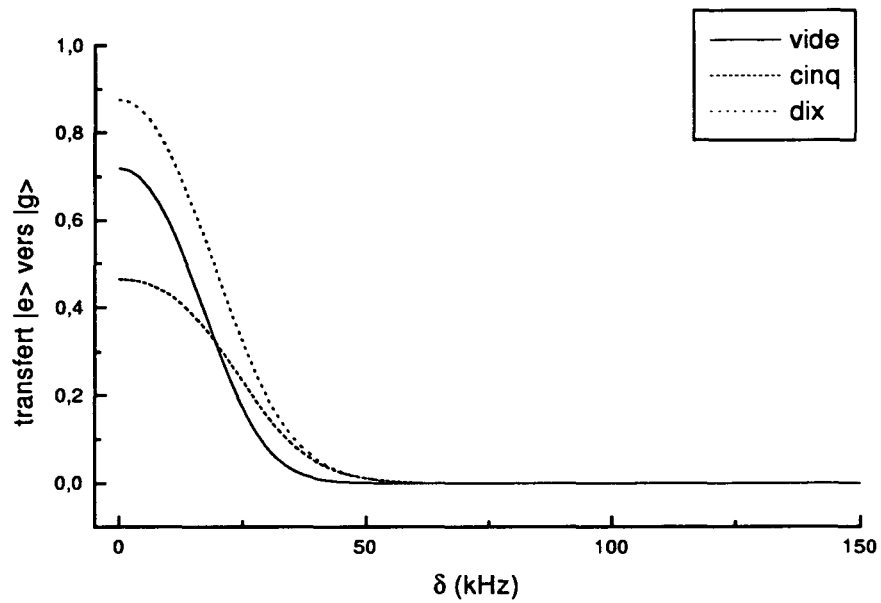


Figure 1.6: La figure montre les taux de transfert vers l'état $|g\rangle$ en fonction du désaccord δ . L'atome entre dans la cavité dans l'état $|e\rangle$, sa vitesse est de 400 m/s. Le couplage entre atome et champ vaut $\Omega_0/2\pi = 25$ kHz au centre de la cavité. Le champ dans la cavité est soit dans l'état du vide ("vide"), soit dans un état de Fock contenant 5 ("cinq") ou 10 ("dix") photons.

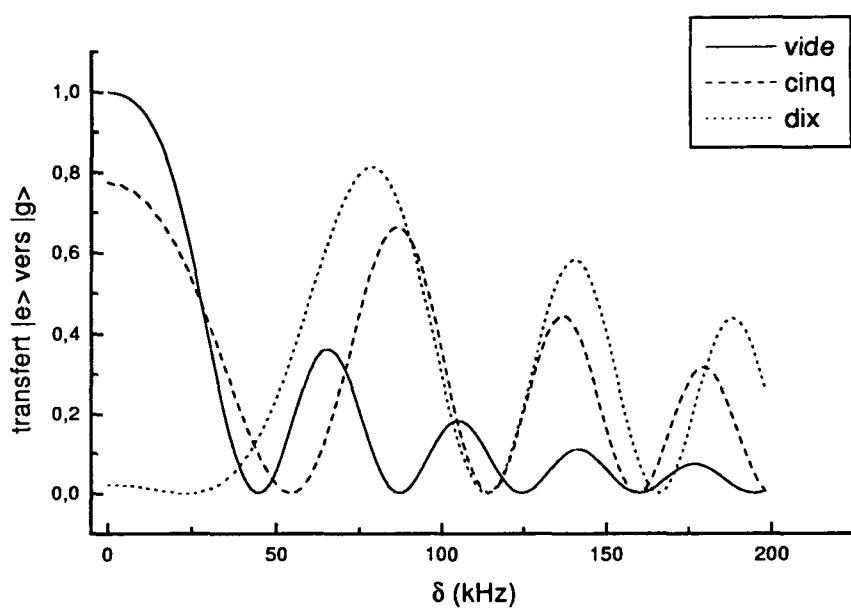


Figure 1.7: Cette figure donne de nouveau le taux de transfert de $|e\rangle$ vers $|g\rangle$ en fonction du désaccord δ . Contrairement à la figure 1.6 le profil du champ est ici supposé être “carré”, voir l’équation 1.11. Tous les autres paramètres sont identiques.

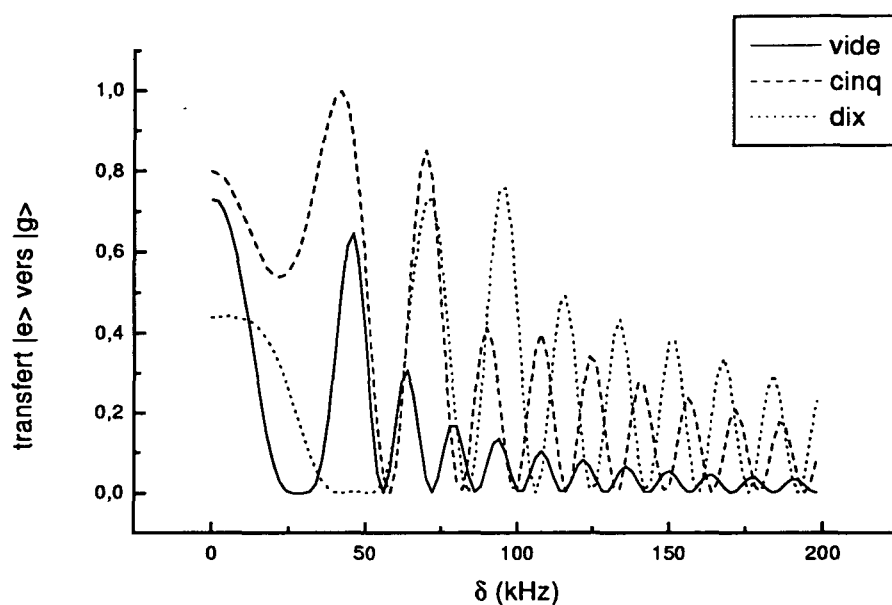


Figure 1.8: Dans une cavité cylindrique la structure du mode est donnée par l'équation (1.12). La discontinuité de la dérivée de $\Omega(z)$ conduit comme dans le cas du couplage "carré" à des oscillations du taux de transfert. De nouveau la condition $\Omega_0 \ll \delta$ ne suffirait pas pour assurer un couplage non-résonant.

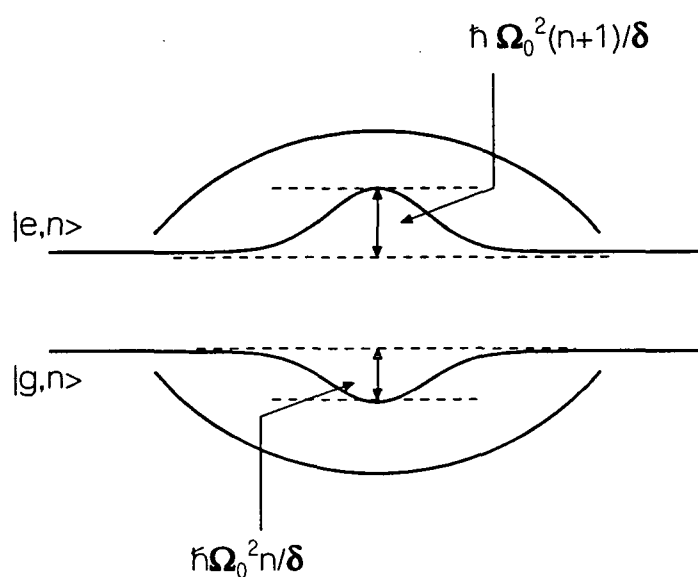


Figure 1.9: Quand l'atome traverse la cavité dans l'état $|e\rangle$ ou $|g\rangle$, il voit son énergie augmenter ou diminuer respectivement. Sur la figure sont indiqués, à l'approximation non-résonante, les déplacements maximaux au centre de la cavité.

1.1.5 Le déphasage d'un champ cohérent

Ayant maintenant à notre disposition les résultats nécessaires concernant l'atome à deux niveaux couplé à un seul mode du champ, nous pouvons donner un élément de réponse à la première question de la fin de l'introduction. Pour cela nous étudions la première étape vers la préparation de l'état (0.3), à savoir : peut-on créer une corrélation entre l'état atomique et la phase du champ ?

Pour ce faire, il est commode de nous arrêter un instant pour introduire le temps effectif d'interaction t_{int} . Il nous permet de tenir explicitement compte du fait que le couplage dépend de l'endroit où se trouve l'atome ($\Omega = \Omega(\vec{r}_{at})$). Prenons comme avant la trajectoire des atomes comme l'axe Oz et fixons l'origine au centre de la cavité. La variation du couplage atome - champ le long de la trajectoire atomique est donnée par l'équation 1.9 (rappelons que w désigne le "waist" du mode).

Le temps effectif d'interaction t_{int} est alors défini par la relation

$$\Omega_0^2 t_{int} = \int_{-\infty}^{\infty} dt \Omega^2(v_0 t), \quad (1.13)$$

v_0 étant la vitesse des atomes. On en déduit

$$t_{int} = \frac{\sqrt{\pi} w}{\sqrt{2} v_0}. \quad (1.14)$$

Dans la suite nous pouvons raisonner comme si le profil du champ était un carré de longueur $v_0 t_{int}$, la figure 1.12 représente cette situation. N'oublions cependant pas que la forme gaussienne du mode est cruciale pour nos expériences car c'est elle qui assure un couplage non résonant même pour des valeurs du désaccord relativement faible, comme nous l'avons montré dans le paragraphe précédent.

Retournons alors à l'effet de l'atome sur le champ. Nous pouvons le comprendre qualitativement en imaginant la situation équivalente à l'échelle macroscopique. Considérons une cavité micro-onde contenant un champ classique dans laquelle on introduit un bloc de diélectrique. La fréquence de résonance de la cavité est alors déplacée de $\Delta\nu = (1/n - 1)e/L$ ou e est l'épaisseur du diélectrique, n son indice de réfraction et L la longueur de la cavité. Si l'on retire le diélectrique après un temps Δt , la fréquence du champ revient à sa valeur initiale mais sa phase a été changée de $\phi = \Delta\nu \Delta t$.

Partant de cette image classique qualitative, considérons maintenant le cas qui nous intéresse ici, à savoir l'interaction [68] entre l'atome et un champ cohérent [44, 45], injecté dans la cavité à l'aide d'une source classique. Un

tel état du champ, noté $|\alpha\rangle$, est donné dans la base des états de Fock par

$$|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle. \quad (1.15)$$

Un champ cohérent est par conséquent parfaitement caractérisé par le nombre complexe α (d'où la notation $|\alpha\rangle$) ce qui conduit à une représentation graphique très commode d'un tel état du champ. $|\alpha\rangle$ est représenté par le vecteur $\vec{\alpha}$ dans le plan complexe, qui est l'espace des phases du champ. La longueur de la flèche est simplement $|\alpha| = \sqrt{\bar{n}}$ et l'angle qu'elle forme avec l'axe réel l'argument de α , comme indiqué sur la figure 1.10. Le nombre moyen de photons que contient un champ cohérent est

$$\bar{n} = |\alpha|^2. \quad (1.16)$$

$|\alpha|$ est donc proportionnel à la racine carrée de l'énergie que contient le champ et nous l'appellerons aussi "l'amplitude" (sans dimension) d'un état cohérent. L'argument de α sera appelé, en analogie avec un champ classique, la "phase" du champ. Le cercle de rayon unité sur la figure 1.10 symbolise l'incertitude sur ces deux grandeurs, imposée par l'inégalité de Heisenberg qui les relie,

$$\Delta n \times \Delta \text{phase} \geq 1. \quad (1.17)$$

L'incertitude relative sur la phase et sur l'amplitude du champ est donc proportionnelle à $1/|\alpha| = 1/\sqrt{\bar{n}}$. A la limite des grands nombres de photons, $|\alpha| \gg 1$, un champ cohérent possède - tout comme un champ classique - une phase et une amplitude bien définies.

Considérons maintenant une expérience très simple qui consiste à simplement envoyer un atome dans l'état $|e\rangle$ ou $|g\rangle$ à travers la cavité contenant un champ cohérent $|\alpha\rangle$ et à le détecter ensuite; la figure 1.11 en montre le schéma.

En un premier lieu, intéressons nous au cas simple où la cavité contient un champ dans un état de Fock. En nous plaçant de nouveau dans le cas où $\Omega_0\sqrt{\bar{n}} \ll \delta$, la figure 1.12 nous montre directement qu'un état de Fock contenant n photons est déphasé par l'atome de la manière suivante :

$$\begin{aligned} |n\rangle &\xrightarrow{|e\rangle} e^{i\phi(n+1)} |n\rangle, \\ |n\rangle &\xrightarrow{|g\rangle} e^{-i\phi n} |n\rangle. \end{aligned} \quad (1.18)$$

(Au dessus de la flèche est indiqué l'état de l'atome.) Nous y avons introduit le paramètre

$$\phi = \frac{\Omega_0^2}{\delta} t_{int}. \quad (1.19)$$

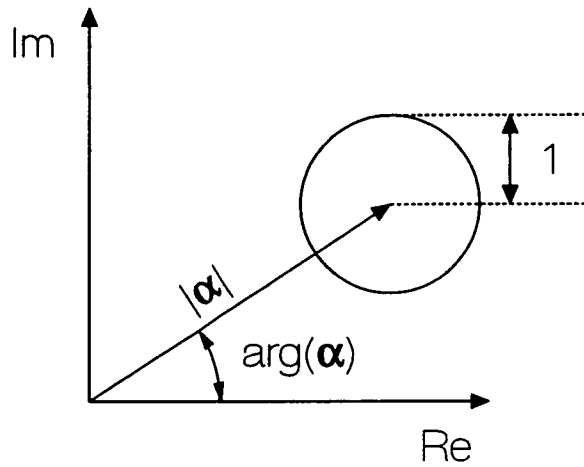


Figure 1.10: Représentation d'un champ cohérent dans le plan complexe.

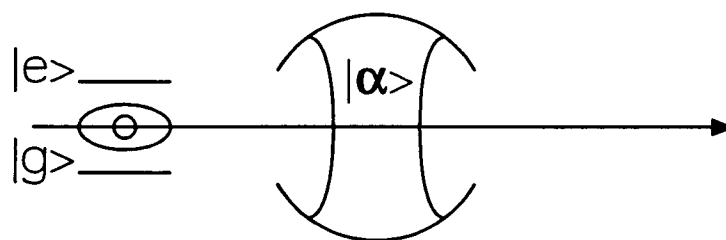


Figure 1.11: Une expérience simple pour évaluer l'effet de l'atome sur le champ. L'atome traverse la cavité soit dans $|e\rangle$, soit dans $|g\rangle$ et est détecté ensuite.

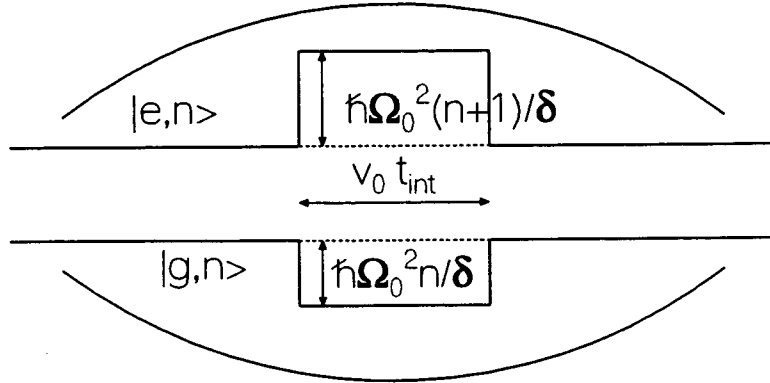


Figure 1.12: Le temps d'interaction effectif t_{int} permet de raisonner en termes d'un champ "carré".

Sa signification, et son importance fondamentale, dans le cas qui nous intéresse deviennent évidentes en utilisant le résultat (1.18) pour évaluer l'effet que produit le passage de l'atome sur un champ dans un état cohérent :

$$\begin{aligned}
 e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle &\xrightarrow{|e\rangle} e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha e^{i\phi})^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle e^{i\phi}, \\
 e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle &\xrightarrow{|g\rangle} e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha e^{-i\phi})^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle,
 \end{aligned}$$

ou simplement

$$\begin{aligned}
 |\alpha\rangle &\xrightarrow{|e\rangle} e^{i\phi} |\alpha e^{i\phi}\rangle, \\
 |\alpha\rangle &\xrightarrow{|g\rangle} |\alpha e^{-i\phi}\rangle
 \end{aligned} \tag{1.20}$$

L'angle ϕ est donc simplement le déphasage d'un champ cohérent que produit un atome individuel lorsqu'il traverse la cavité ; $+\phi$ s'il est dans l'état $|e\rangle$, $-\phi$ s'il est dans $|g\rangle$.

La phase globale $e^{i\phi}$ qu'acquiert le champ lorsque l'atome traverse la cavité dans $|e\rangle$ à son origine dans le Lamb shift. L'état $|e, 0\rangle$ est déplacé suite à son couplage à l'état $|g, 1\rangle$ induit par les fluctuations du vide. Cela conduit au fait que le déplacement d'un état $|e, n\rangle$ est proportionnel à $(n+1)$ et non simplement à n . Le "+1" se retrouve ici sous la forme de la phase globale supplémentaire du champ déphasé par un atome dans $|e\rangle$. La figure 1.13 donne la représentation graphique de ce déphasage du champ cohérent.

Nous retrouvons donc bien l'effet de déphasage auquel nous nous attendions par analogie avec l'effet d'un bloc de diélectrique. Le point important

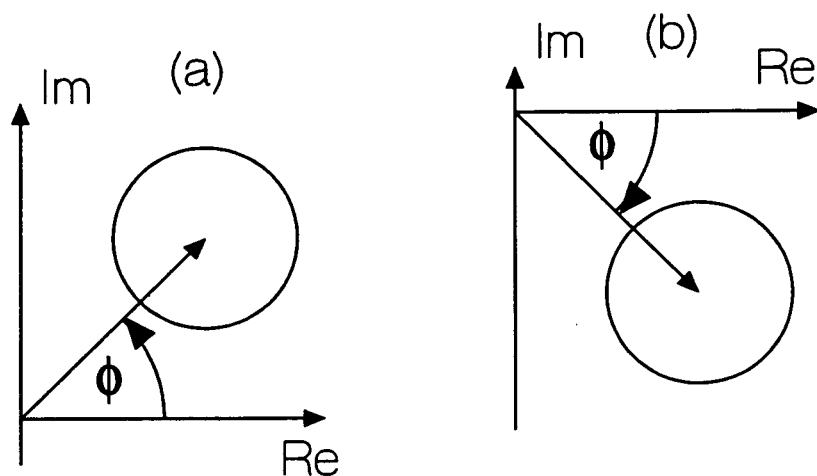


Figure 1.13: Un champ cohérent $|\alpha\rangle$ est déphasé (a) de $+\phi$ par un atome traversant la cavité dans $|e\rangle$ et (b) de $-\phi$ si l'atome passe en $|g\rangle$.

est cependant que l'atome est bien plus qu'un simple plongeur diélectrique : le déphasage du champ dépend de l'état atomique. La réponse à la question posée au début de ce paragraphe est par conséquent "oui" :

La phase du champ peut être corrélée à l'état atomique, le champ peut jouer le rôle d'appareil de mesure pour l'atome. La position de la flèche représentant le champ cohérent dans le plan complexe indique, telle l'aiguille d'un appareil de mesure, l'état de l'atome.

En partant de ce résultat fondamental, nous devons maintenant montrer comment observer le déphasage du champ, car il est bien entendu impossible de mesurer directement sa phase. Le champ reste enfermé dans la cavité, et nous est par conséquent inaccessible.

Dans le paragraphe suivant nous introduisons l'idée de départ de notre façon d'observer l'effet de l'interaction sur le champ, à savoir mesurer son effet sur l'atome. Ensuite (paragraphe 1.2), nous présentons l'appareil de mesure utilisé pour cela. Finalement (paragraphe 1.3), nous décrivons comment préparer un état de superposition cohérente du champ (une "aiguille" qui pointe à la fois dans deux directions différentes), et comment vérifier expérimentalement notre résultat ci-dessus, à savoir que le champ cohérent peut jouer le rôle d'un appareil de mesure pour l'état atomique.

Ayant ainsi mis en place tous les résultats théoriques dont nous aurons besoin en ce qui concerne l'utilisation d'un champ comme appareil de mesure, nous étudierons dans les derniers paragraphes de ce chapitre la décohérence et le principe de son observation expérimentale.

1.1.6 Le déphasage de la cohérence atomique

Nous venons de voir qu'un champ cohérent est déphasé par un angle de $\pm\phi$ lorsqu'un atome traverse la cavité, mais que nous ne sommes pas capables de mesurer directement la phase du champ. Le seul moyen dont nous disposons pour observer l'interaction entre l'atome et le champ est de mesurer l'effet qu'elle produit sur l'atome, une fois que l'atome est sorti de la cavité. Nous sommes ainsi sûrs que notre mesure, qui détruit l'atome (il est ionisé), ne perturbe pas le processus de décohérence.

Nous présentons ici le cas particulièrement simple où l'atome interagit avec un champ dans un état de Fock contenant n photons. Bien que cela ne soit pas le cas qui nous intéresse réellement, sa simplicité en fait un excellent point de départ.

Considérons alors un atome préparé dans une superposition de ses deux états, par exemple $|\Psi^{at}\rangle = (|e\rangle - |g\rangle)/\sqrt{2}$, qui traverse une cavité contenant n photons. Comme nous pouvons le lire directement sur la figure 1.12 la partie " $|e\rangle$ " de la fonction d'onde accumule une phase supplémentaire par rapport à l'évolution libre de $\hbar\Omega_0^2(n+1)t_{int}/\delta$, et celle associée à $|g\rangle$ un déphasage de $-\hbar\Omega_0^2nt_{int}/\delta$. La phase relative entre $|e\rangle$ et $|g\rangle$ est donc changé de

$$\frac{2\Omega_0^2}{\delta}t_{int}\left(n + \frac{1}{2}\right) = 2\phi\left(n + \frac{1}{2}\right) \quad (1.21)$$

lors du passage par la cavité contenant un champ de n photons.

L'interaction avec le champ se manifeste donc sur l'atome également par un déphasage, celui de la cohérence atomique. On peut voir un tel effet de déphasage en analogie avec le déphasage d'une onde lumineuse lorsqu'elle traverse la matière. Ici les rôles sont échangés, le champ électromagnétique devient un milieu d'indice pour l'onde de de Broglie associée à l'atome. La condition de non-résonance assure dans cette image que le champ est un milieu "transparent".

Cette analogie nous indique également de quelle manière détecter le déphasage de la cohérence. Comme dans le cas optique, nous utiliserons un interféromètre, dans notre cas un interféromètre atomique de Ramsey [57, 69], à champs oscillants séparés. Dans le paragraphe suivant nous présentons cet outil performant et montrons de quelle manière il nous permet de mesurer le déphasage de la cohérence atomique.

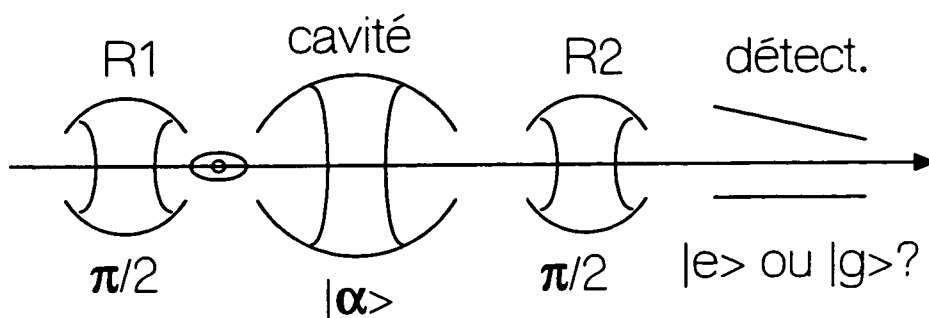


Figure 1.14: Le schéma de principe d'un interféromètre de Ramsey. Dans les deux "zones de Ramsey" R1 et R2 l'atome interagit avec un champ classique et subit dans chacune une impulsion $\pi/2$. La cavité peut être insérée entre R1 et R2; à la sortie de R2 le système de détection mesure la probabilité de trouver l'atome dans $|e\rangle$ ou dans $|g\rangle$.

1.2 L'interféromètre

1.2.1 Le principe

La figure 1.14 montre le schéma d'un interféromètre atomique à champs oscillants séparés. Considérons en un premier lieu la situation en absence de cavité. L'atome est initialement préparé dans l'état $|e\rangle$. Dans la première "zone de Ramsey", R1, il interagit avec un champ classique de pulsation ω_R dont la puissance est ajustée de sorte que l'atome subit une impulsion " $\pi/2$ ": il est préparé dans une superposition à poids égaux de ses deux états. (Plus précisément $(|e\rangle - |g\rangle)/\sqrt{2}$ comme nous le montrons ci-dessous.) Etant donné la vitesse v_0 de l'atome et la distance entre les deux zones d'interaction, il arrive à la zone R2 après un temps de vol T . Il y subit une deuxième impulsion $\pi/2$, identique à celui de R1, qui mélange de nouveau les états $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Il importe de noter que les champs classiques dans R1 et R2 doivent avoir une phase relative bien définie, que nous supposons être égale à zéro dans la suite. A la sortie de R2 on mesure la probabilité de trouver l'atome dans l'un ou l'autre de ses deux états, que nous calculons dans le paragraphe suivant.

1.2.2 Le signal interférométrique sans cavité

Le Hamiltonien d'un atome à deux niveaux en interaction avec un champ classique peut être écrit de la manière suivante

$$H_R = \hbar\omega_0|e\rangle\langle e| - \vec{d}_{eg} \cdot \vec{E}_R \sin \omega_R t (|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|).$$

Nous avons ici choisi l'état $|g\rangle$ comme zéro de l'énergie. $\vec{E}_R \sin \omega_R t$ est le champ classique dans R1 et R2.

On démontre d'une façon parfaitement générale qu'un atome à deux niveaux en interaction avec un champ classique est équivalent à un spin 1/2 qui évolue en présence d'un champ magnétique tournant (voir par exemple [70]). En exploitant cet équivalence et en utilisant l'approximation du champ tournant, on établit directement l'évolution temporelle de l'état atomique. L'évolution de l'atome soumis au champ $\vec{E}_R(t)$ peut alors être interprétée comme une rotation du vecteur d'état dans l'espace engendré par $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Ecrivons l'état atomique en représentation d'interaction dans la base $\{|e\rangle, |g\rangle\}$:

$$|\tilde{\Psi}^{at}(t)\rangle = b_e(t)|e\rangle + b_g(t)|g\rangle.$$

L'évolution de l'état atomique entre un instant t et un instant ultérieur $t + \Delta t$ peut être représenté par une matrice de rotation

$$\begin{pmatrix} b_e(t + \Delta t) \\ b_g(t + \Delta t) \end{pmatrix} = \mathcal{R}(t, \Delta t) \begin{pmatrix} b_e(t) \\ b_g(t) \end{pmatrix}. \quad (1.22)$$

On montre que la matrice de rotation est donnée par [57]

$$\begin{pmatrix} e^{-i\delta_R \Delta t/2} \left(\cos \frac{A\Delta t}{2} + i \frac{\delta_R}{A} \sin \frac{A\Delta t}{2} \right) & e^{-i\delta_R(t+\Delta t/2)} \frac{\Omega_R}{A} \sin \frac{A\Delta t}{2} \\ -e^{i\delta_R(t+\Delta t/2)} \frac{\Omega_R}{A} \sin \frac{A\Delta t}{2} & e^{i\delta_R \Delta t/2} \left(\cos \frac{A\Delta t}{2} - i \frac{\delta_R}{A} \sin \frac{A\Delta t}{2} \right) \end{pmatrix},$$

où nous avons introduit la fréquence de Rabi dans le champ classique

$$\Omega_R = \frac{\vec{d}_{eg} \cdot \vec{E}_R}{\hbar}$$

et le paramètre A est défini par $A = \sqrt{\Omega_R^2 + \delta_R^2}$.

Dans la suite nous nous limitons au cas où le champ classique et l'atome sont quasi-résonants, c.à.d. $\delta_R \ll \Omega_R$ où encore $t_{int}^R \ll 2\pi/\delta_R$ (t_{int}^R désigne le temps d'interaction avec le champ classique dans les zones de Ramsey). Nous considérons de même que le temps d'interaction est beaucoup plus court que le temps de vol entre les zones R1 et R2: $t_{int}^R \ll T$. Finalement l'intensité du champ est réglée pour que l'atome subisse une impulsion $\pi/2$ à résonance exacte entre champ et atome. Ceci nous permet de faire les simplifications suivantes:

$$A \approx \Omega_R, \quad \exp(i\delta_R t_{int}^R) \approx 1, \quad 1 + \delta_R/A \approx 1 \quad \text{et} \quad A t_{int}^R/2 \approx \pi/4.$$

La matrice de rotation qui décrit l'effet d'une des zones de Ramsey sur l'atome à l'instant t ($\Delta t = t_{int}^R$) est alors

$$\mathcal{R} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & e^{-i\delta_R t} \\ -e^{i\delta_R t} & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.23)$$

L'effet de l'interaction avec le champ classique dans R1 ou R2 sur les deux états atomique est par conséquent

$$\begin{aligned} \text{dans R1 : } & \begin{cases} |e\rangle \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle - |g\rangle), \\ |g\rangle \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle + |g\rangle), \end{cases} \\ \text{dans R2 : } & \begin{cases} |e\rangle \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle - e^{i\varphi}|g\rangle), \\ |g\rangle \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i\varphi}|e\rangle + |g\rangle). \end{cases} \end{aligned} \quad (1.24)$$

Nous avons choisi l'instant où l'atome traverse la première zone de Ramsey comme étant $t = 0$. Il arrive alors dans la deuxième zone à $t = T$ et nous avons posé

$$\varphi = \delta_R T = (\omega_0 - \omega)T.$$

Evaluons maintenant l'effet cumulé des deux zones de Ramsey. En représentation d'interaction l'état de l'atome n'évolue pas entre R1 et R2, et l'atome entre dans R2 à l'instant T dans l'état $|\Psi_{\text{avant R2}}^{at}\rangle = |\Psi_{\text{après R1}}^{at}\rangle = 1/\sqrt{2}(|e\rangle - |g\rangle)$. Ecrivons l'état à la sortie de R2 sous la forme

$$|\Psi_{\text{après R2}}^{at}\rangle = b_{e,f}|e\rangle + b_{g,f}|g\rangle;$$

les coefficients $b_{e,f}$ et $b_{g,f}$ se calculent facilement en utilisant de nouveau la matrice de rotation.

$$\begin{pmatrix} b_{e,f} \\ b_{g,f} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & e^{-i\varphi} \\ -e^{i\varphi} & 1 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 - e^{-i\varphi} \\ -1 - e^{i\varphi} \end{pmatrix}$$

Les probabilités de détecter l'atome dans l'état $|e\rangle$ (P_e) ou $|g\rangle$ (P_g) s'en déduisent immédiatement :

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{1}{2}(1 - \cos \varphi), \\ P_g &= \frac{1}{2}(1 + \cos \varphi). \end{aligned} \quad (1.25)$$

Elles sont représentées sur la figure 1.15.

Nous constatons que la probabilité de détecter l'atome dans l'un ou dans l'autre de ses états est effectivement le signal interférométrique recherché. $P_{e,g}$ est une fonction périodique de la fréquence ω_R du champ classique, la période de l'oscillation étant tout simplement l'inverse du temps de vol T entre R1 et R2. Ce signal oscillant est appelé "les franges de Ramsey" et le paramètre φ sera désigné comme " la phase des franges de Ramsey".

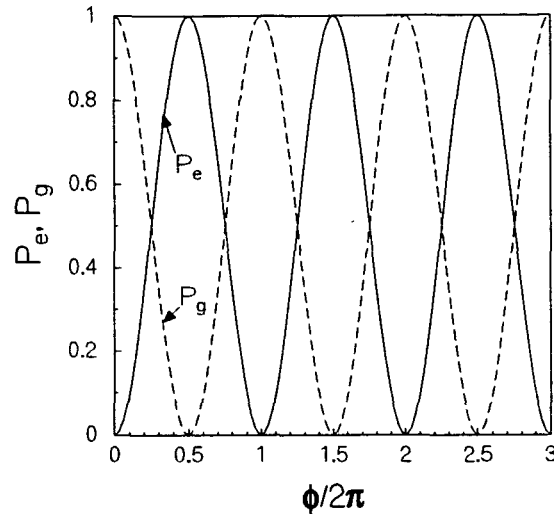


Figure 1.15: Les franges de Ramsey telles qu'elles sont prédites par notre calcul. Nous verrons plus tard (paragraphe 3.1.3) que les imperfections expérimentales entraînent une réduction de l'amplitude de l'oscillation qui est ici dans le cas idéal de 1.

Le comportement oscillatoire de $P_{e,g}$ se comprend facilement en termes d'interférences quantiques. Pour chaque atome deux chemins indiscernables mènent de l'état initial $|e\rangle$ vers l'état final détecté. Si l'atome est détecté dans $|e\rangle$, il peut avoir été transféré de $|e\rangle$ vers $|g\rangle$ dans R1 et ensuite de $|g\rangle$ vers $|e\rangle$ dans R2, ou bien avoir traversé l'appareil sans avoir changé d'état (voir la figure 1.16 (a)). La zone R2 assure, en remélangeant les états atomiques, que ces deux chemins sont indiscernables et l'on s'attend à des interférences entre les amplitudes de probabilité associées à ces deux chemins. Il en est de même pour un atome détecté dans $|g\rangle$, il peut être passé de $|e\rangle$ à $|g\rangle$ soit dans R1, soit dans R2 (figure 1.16 (b)).

Nous nous attendons donc effectivement à ce que les probabilité P_e et P_g de détecter l'atome dans $|e\rangle$ ou dans $|g\rangle$ respectivement soient sensibles à la phase entre les deux amplitudes de probabilité qui contribuent à chacune de ces deux probabilités. Le calcul ci-dessus montre que cette phase peut être changée en faisant varier la fréquence ω_R du champ classique dans R1 et R2. Balayer la fréquence ω_R est équivalent à changer de façon continue la longueur d'un des bras d'un interféromètre optique.

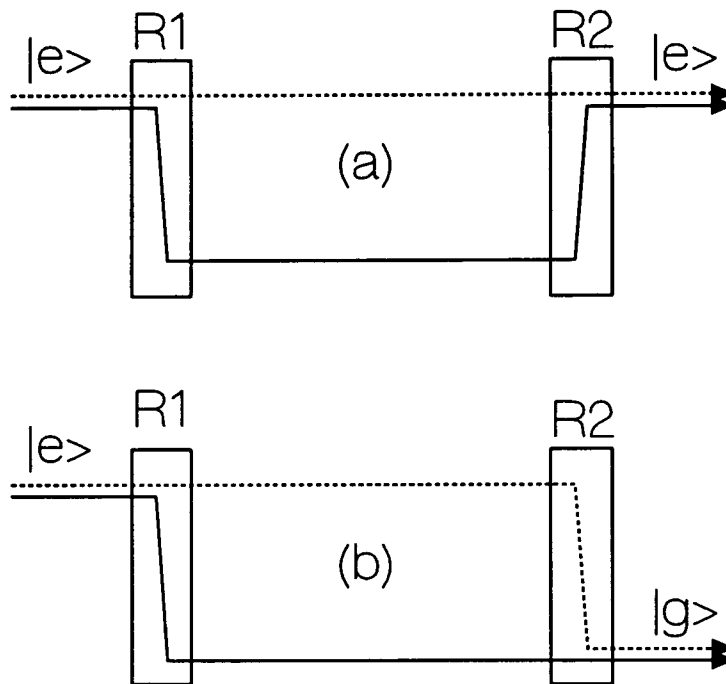


Figure 1.16: (a) Si l'atome est détecté dans $|e\rangle$ il peut avoir effectué deux transitions, $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ et $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$, (trait plein) ou au contraire avoir traversé l'interféromètre sans avoir été transféré vers l'état $|g\rangle$ (trait tireté). (b) Si l'atome est détecté dans $|g\rangle$ il peut avoir été transféré soit dans R1 (trait plein), soit en R2 (trait tireté)

1.2.3 L'effet du champ

Intéressons-nous maintenant à la question de savoir comment les franges de Ramsey nous permettent d'observer le déphasage de la cohérence atomique. Nous pouvons prévoir la réponse de manière qualitative grâce à l'analogie avec un interféromètre optique. Les franges de Ramsey devraient être déphasées comme le sont les franges lumineuses à la sortie d'un interféromètre optique, lorsque l'on insère un milieu d'indice dans un des deux bras.

Insérons donc la cavité entre les zones de Ramsey et supposons pour l'instant que le champ est dans un état de Fock, contenant n photons. Ce cas particulier présente l'intérêt de mettre en évidence d'une façon simple les ingrédients essentiels, avant de faire le même calcul pour un champ cohérent, où la situation est plus complexe.

L'atome est comme avant préparé dans l'état $|e\rangle$, et l'état du système atome - champ avant que l'atome n'entre dans la première zone de Ramsey est:

$$|\Psi_{\text{avant R1}}^{at+ch}\rangle = |e\rangle \otimes |n\rangle.$$

$|n\rangle$ dénote le champ dans un état de Fock contenant n photons. Immédiatement après R1 l'état est (voir équation 1.24)

$$|\Psi_{\text{après R1}}^{at+ch}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|e\rangle - |g\rangle) \otimes |n\rangle.$$

Rappelons qu'en passant dans un champ de n photons, un atome dans l'état $|e\rangle$ accumule une phase de $e^{i\phi(n+1)}$, tandis qu'il est déphasé de $e^{-i\phi}$ s'il traverse la cavité dans l'état $|g\rangle$. Avant que l'atome n'entre dans la deuxième zone de Ramsey, l'état du système couplé est par conséquent

$$|\Psi_{\text{avant R2}}^{at+ch}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\phi(n+1)}|e, n\rangle - e^{-i\phi n}|g, n\rangle).$$

Nous avons repris la notation $|e, n\rangle$ à la place de $|e\rangle \otimes |n\rangle$. L'interaction de l'atome avec le champ classique dans R2 transforme cet état en

$$|\Psi_{\text{après R2}}^{at+ch}\rangle = \frac{1}{2} [|e\rangle (e^{i\phi(n+1)}|n\rangle - e^{-i(\varphi+\phi n)}|n\rangle) - |g\rangle (e^{i[\varphi+\phi(n+1)]}|n\rangle + e^{-i\phi})].$$

Les probabilités P_e et P_g de détecter l'atome dans $|e\rangle$ ou $|g\rangle$ respectivement s'en déduisent immédiatement.

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{1}{2} (1 - \cos[\varphi + \phi(2n + 1)]), \\ P_g &= \frac{1}{2} (1 + \cos[\varphi + \phi(2n + 1)]). \end{aligned} \quad (1.26)$$

Nous constatons que les franges de Ramsey sont déphasées d'un angle $(2n + 1)\phi$. Le terme $2n\phi$ est la contribution des n photons, le terme ϕ celle des fluctuations du vide dans le mode de la cavité. Ces dernières créent donc un déphasage équivalent à celui d'un demi-photon, présent également quand la cavité ne contient pas de champ. Une cavité vide entre les deux zones de Ramsey est une situation différente de celle sans cavité considérée plus haut.

Si l'on enregistre alors les franges en présence de la cavité vide et pour un désaccord δ entre atome et champ donné (ϕ dépend de δ), le déphasage supplémentaire produit en injectant un champ dans la cavité nous donne une mesure précise du nombre de photons dans la cavité, qui est un paramètre important des expériences.

Le déphasage des franges de Ramsey par les fluctuations du vide et par un champ de l'ordre du photon a été mis en évidence expérimentalement. Les références [58, 56] présentent les résultats obtenus avec une cavité de faible facteur de qualité.

1.3 Le champ comme appareil de mesure

Dans ce paragraphe nous montrons comment utiliser l'interféromètre de Ramsey afin de faire interagir le champ avec un atome dans la superposition de ses deux états. Nous calculons l'état du champ ainsi préparé et introduisons la "distance" entre deux états cohérents.

Rappelons pour commencer l'effet de l'atome sur un champ cohérent en fonction de son état:

$$\begin{aligned} \alpha \xrightarrow{|e\rangle} e^{i\phi} |\alpha e^{i\phi}\rangle, \\ \alpha \xrightarrow{|g\rangle} |\alpha e^{-i\phi}\rangle. \end{aligned}$$

L'atome, initialement dans $|e\rangle$, est préparé dans une superposition de ses deux états dans la première zone de Ramsey. Lorsqu'il sort de celle-ci, l'état du système atome - champ est

$$|\Psi_{\text{après R1}}^{at+ch}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|e, \alpha\rangle - |g, \alpha\rangle).$$

L'interaction entre atome et champ le transforme en

$$|\Psi_{\text{avant R2}}^{at+ch}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\phi} |e, \alpha e^{i\phi}\rangle - |g, \alpha e^{-i\phi}\rangle).$$

L'impulsion $\pi/2$ que subit l'atome dans R2 prépare ensuite l'état

$$\begin{aligned} |\Psi_{\text{après R2}}^{at+ch}\rangle = \\ \frac{1}{2} (|e\rangle \otimes [e^{i\phi} |\alpha e^{i\phi}\rangle - e^{-i\phi} |\alpha e^{-i\phi}\rangle] - |g\rangle \otimes [e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i\phi}\rangle + |\alpha e^{-i\phi}\rangle]). \end{aligned}$$

Nous en déduisons immédiatement l'état du champ après détection de l'atome dans $|e\rangle$ ou dans $|g\rangle$:

$$\begin{aligned} |\Psi_e^{ch}\rangle &= \frac{1}{2} \frac{e^{-i\varphi}}{C_e} \left(e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i\phi}\rangle - |\alpha e^{-i\phi}\rangle \right), \\ |\Psi_g^{ch}\rangle &= \frac{1}{2} \frac{(-1)}{C_g} \left(e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i\phi}\rangle + |\alpha e^{-i\phi}\rangle \right). \end{aligned}$$

Les constantes de normalisation $C_{e,g}$ sont directement reliées aux probabilités de détecter l'atome dans $|e\rangle$ ou $|g\rangle$, $P_{e,g} = C_{e,g}^2$. On obtient

$$C_{e,g} = \sqrt{\frac{1}{2} (1 \mp \Re [e^{i(\phi+\varphi)} \langle \alpha e^{-i\phi} | \alpha e^{i\phi} \rangle])}. \quad (1.27)$$

et peut alors écrire l'état du champ sous la forme

$$|\Psi_{e,g}^{ch}\rangle = \frac{e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i\phi}\rangle \mp |\alpha e^{-i\phi}\rangle}{\sqrt{2} (1 \mp \Re [e^{i(\phi+\varphi)} \langle \alpha e^{-i\phi} | \alpha e^{i\phi} \rangle])} \quad (1.28)$$

Ici, comme dans toutes les expressions qui suivront, le signe du haut correspond à la détection de l'atome dans l'état $|e\rangle$, celui du bas à un atome détecté dans $|g\rangle$.

Avant de retrouver les franges de Ramsey à partir de l'équation (1.28) soulignons qu'elle montre que nous pouvons préparer notre "appareil de mesure" dans une "superposition de deux résultats". L'état du champ est une superposition cohérente de deux états cohérents de phases différentes, tel que le montre la figure 1.17. L'aiguille qui nous indique l'état dans lequel l'atome a traversé la cavité pointe effectivement en deux directions différentes. Remarquons également que cet état du champ est un état sans aucun analogue en physique classique. Considérons à titre d'exemple le cas très simple où le déphasage par photon est $\phi = \pi/2$. Dans ce cas, l'état (1.28) est la superposition de deux champs d'égales amplitudes mais de phases opposées. En électrodynamique classique un tel champ n'existe pas. Les deux ondes superposées se détruiraient par interférence destructive. En physique quantique un tel état existe et est fort différent du vide de rayonnement. Soulignons qu'un grand nombre d'autres moyens de préparer un état non-classique du champ électromagnétique ont été proposés. Le lecteur les trouvera décrits dans les références [71, 72, 73, 74, 75, 76, 77, 78].

Retournons maintenant au calcul des probabilités $P_{e,g}$. L'expression de $C_{e,g}$ que nous venons de donner est souvent commode pour écrire l'état du champ. Nous n'y reconnaissons cependant guère les franges de Ramsey aux-

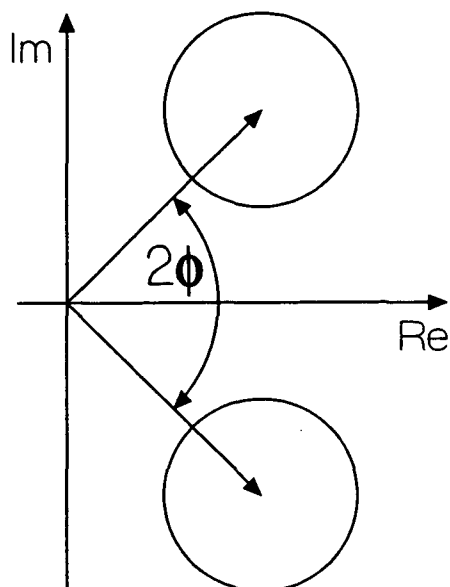


Figure 1.17: La superposition de deux états cohérents déphasé l'un par rapport à l'autre de 2ϕ .

quelles nous nous attendions. Pour les retrouver, il suffit d'explicitier le produit scalaire des deux états cohérents en utilisant l'identité [79]

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

On obtient

$$P_{e,g} = \frac{1}{2} \left\{ 1 \mp \left[\cos \left(\varphi + \phi + |\alpha|^2 \sin 2\phi \right) \exp \left(-|\alpha|^2 \{ 1 - \cos 2\phi \} \right) \right] \right\}. \quad (1.29)$$

En comparant ce résultat avec celui obtenu pour un état de Fock (équation 1.26) nous reconnaissons dans le premier terme entre crochets ($\cos(\dots)$) les franges de Ramsey, c'est à dire l'oscillation de $P_{e,g}$ en fonction de la fréquence du champ classique dans R1 et R2 (rappelons que $\varphi = \omega_0 - \omega_R$). Nous retrouvons également le déphasage dû aux fluctuations du vide ($+\phi$). Le champ cohérent injecté crée un déphasage de $\bar{n} \sin 2\phi$, donc proportionnel au nombre moyen de photons et au sinus de la phase relative entre les deux composantes du champ que l'atome laisse dans la cavité. Nous avons donc de nouveau un moyen de mesurer le nombre moyen de photons dans la cavité en comparant la phase des franges de Ramsey enregistrées sans et avec champ dans la cavité. Le deuxième terme entre crochets ($\exp(\dots)$) n'est pas présent

dans le cas où le champ est dans un état de Fock. Son effet est de diminuer le contraste des franges de Ramsey, donc l'amplitude de l'oscillation de $P_{e,g}$.

Avant d'étudier plus en détail l'effet de ce terme et son interprétation, arrêtons-nous pour introduire la notion de la "distance" entre deux états cohérents qui nous sera fort utile dans la suite.

1.3.1 La "distance" entre deux états cohérents

La représentation graphique de deux états cohérents $|\alpha\rangle$ et $|\beta\rangle$ que montre la figure 1.18 (a) nous suggère une définition très simple de la distance D entre deux états cohérents, à savoir simplement la distance géométrique entre les pointes des flèches qui représentent ces états :

$$D = |\alpha - \beta|.$$

On se convainc facilement de l'utilité de cette définition, en remarquant que deux états cohérents ne sont d'une manière générale pas orthogonaux, mais que l'on a la relation

$$|\langle\beta|\alpha\rangle| = \exp\left(-\frac{1}{2}|\alpha - \beta|^2\right).$$

Notre définition de la distance nous conduit donc à

$$|\langle\beta|\alpha\rangle| = \exp\left(-\frac{D^2}{2}\right).$$

Elle montre que deux états cohérents sont approximativement orthogonaux, si la distance D est beaucoup plus grande que l'unité. La représentation dans le plan complexe fournit encore une interprétation très simple: le produit scalaire entre deux états cohérents devient négligeable, lorsque les cercles, symbolisant l'incertitude sur le nombre de photons et la phase, ne se recouvrent plus.

Dans le cas particulier qui nous intéresse ici et nous avons

$$D = 2\sqrt{n} \sin \phi \tag{1.30}$$

(voir la figure 1.18). Notons également le résultat (déjà utilisé ci-dessus pour exprimer les probabilités $P_{e,g}$)

$$\Re\left\{\langle\alpha e^{-i\phi}|\alpha e^{+i\phi}\rangle\right\} = \exp\left(-|\alpha|^2[1 - \cos 2\phi]\right) \cos\left(|\alpha|^2 \sin 2\phi\right) \tag{1.31}$$

$$= e^{-D^2/2} \cos\left(|\alpha|^2 \sin 2\phi\right). \tag{1.32}$$

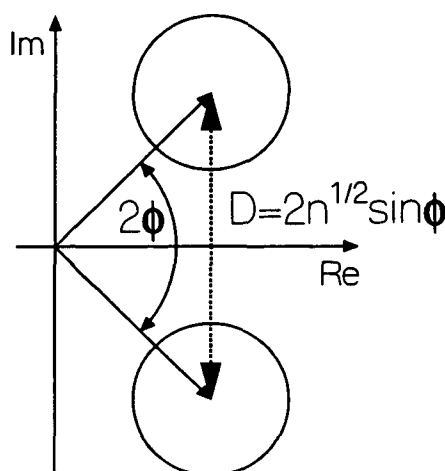


Figure 1.18: La définition géométrique de la distance entre deux états cohérents, ici pour le cas particulier des états $|\alpha\rangle e^{i\phi}$ et $|\alpha\rangle e^{-i\phi}$. D est simplement la distance entre les pointes des deux flèches dans le plan complexe.

Dans la suite nous nous limitons souvent au cas $D \gg 1$, qui conduit à des situations particulièrement simples. En particulier, l'état du champ après détection de l'atome que donne l'équation (1.28) peut s'écrire à cette approximation

$$|\Psi_{e,g}^{ch}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\alpha e^{i\phi}\rangle \mp |\alpha e^{-i\phi}\rangle).$$

Nous pouvons remarquer que la comparaison du champ avec une aiguille qui pointe simultanément dans deux directions n'est vraiment justifiée que dans ce cas. La position d'une aiguille d'un appareil de mesure classique peut toujours être déterminée sans ambiguïté. Pour la phase du champ cela n'est le cas que si $D \gg 1$, ou autrement dit, si les deux cercles "d'incertitude" sont bien séparés. Dans le cas contraire, l'incertitude minimale sur une mesure de la phase, imposée par l'équation (1.17), empêche de connaître avec certitude la phase du champ.

1.3.2 La disparition de franges

Nous retournons maintenant à l'équation (1.29) pour étudier plus en détail le terme exponentiel. En utilisant la définition de la distance introduite dans le paragraphe précédent nous pouvons écrire les probabilités $P_{e,g}$ sous la forme

$$P_{e,g} = \frac{1}{2} \left(1 \mp e^{-D^2/2} \cos [\phi + \varphi + |\alpha|^2 \sin 2\phi] \right).$$

Nous constatons que les franges de Ramsey, déphasées par le vide (ϕ) et le champ cohérent ($|\alpha|^2 \sin 2\phi$), disparaissent lorsque la distance entre les deux composantes du champ augmente. À la limite $D \gg 1$ nous avons simplement

$$P_e = P_g = \frac{1}{2}. \quad (1.33)$$

L'interprétation de ce résultat est simple si l'on tient compte du champ dans la cavité en tant qu'appareil de mesure pour l'état atomique. Nous avons déjà remarqué que les oscillations de $P_{e,g}$ en fonction de la fréquence du champ classique dans R1 et R2 sont la conséquence de l'interférence entre les amplitudes de probabilité associées à deux chemins différents, mais indiscernables. L'atome peut faire le trajet de R1 vers R2 dans $|e\rangle$ ou dans $|g\rangle$, et la fonction de R2 est précisément de rendre ces deux chemins indiscernables en remélangeant les états atomiques. Lorsqu'une cavité contenant un champ cohérent est présente entre les deux zones de Ramsey, cela n'est plus suffisant. Nous venons juste de voir que la phase du champ nous indique l'état de l'atome lors de son passage de la cavité. Il suffirait alors d'effectuer une mesure de la phase du champ pour connaître l'état de l'atome entre R1 et R2. Les deux chemins ne sont plus indiscernables, et la probabilité de détecter l'atome dans l'un ou l'autre état n'est plus le carré de la somme de deux amplitudes de probabilités, mais simplement la somme de deux probabilités. Le signal interférométrique disparaît.

Soulignons qu'il n'est nullement nécessaire d'effectuer réellement la mesure de la phase du champ. La disparition des franges de Ramsey est une conséquence du principe de complémentarité qui nous dit qu'il est inutile de connaître réellement le chemin emprunté. Il suffit que l'on puisse en principe le connaître pour détruire les interférences quantiques.

Cet effet que nous appellerons "la disparition des franges" est cependant bien plus qu'une belle illustration du principe de complémentarité (voir à ce sujet aussi [80, 81, 82]). Il nous offre la possibilité de vérifier expérimentalement que l'état de l'atome et la phase du champ sont corrélés. La corrélation entre l'état atomique et la phase du champ doit en effet être parfaite pour que les franges de Ramseys disparaissent entièrement. Si cette corrélation n'existait pas ou n'était que partielle, les deux chemins de l'interféromètre resteraient au moins partiellement indiscernables, et les interférences entre les amplitudes de probabilités persisteraient.

À cet endroit, il peut être intéressant de présenter brièvement deux expériences récentes du même type, où les deux chemins empruntés par l'atome sont séparés dans l'espace réel. Dans les deux cas un atome est diffracté une ou plusieurs fois par une structure périodique. L'information sur le chemin "choisi" est obtenue grâce à un photon émis spontanément par l'atome.

Une équipe de l'université de Konstanz, Allemagne, a observé la figure de diffraction créée par un jet d'atomes d'hélium métastables diffractés par une onde lumineuse stationnaire [83]. Lorsque les atomes et la lumière sont non-résonants, les atomes ressortent du "réseau de diffraction" dans l'état non-excité. En accordant l'onde stationnaire sur la transition atomique, les atomes peuvent être excités et émettent dans ce cas spontanément un photon avant d'être détectés. La comparaison des figures de diffraction produit dans ces deux cas montre effectivement une diminution du contraste des franges lorsqu'il y a émission spontanée d'un photon. Elle peut être interprétée en tenant compte du fait que l'observation du photon émis pourrait en principe permettre de savoir à quel endroit l'atome a traversé l'onde stationnaire. Il fournirait alors une information sur le chemin emprunté par l'atome. Remarquons que contrairement à notre expérience, cette information reste nécessairement partielle. La résolution spatiale est limitée à l'échelle de la longueur d'onde du photon émis, et l'on ne peut connaître le chemin de l'atome avec une précision arbitraire.

Une équipe au MIT, Etats-Unis, a réalisé une expérience utilisant un interféromètre à trois réseaux matériels [84]. Ici les atomes sont excités à l'aide d'un laser entre le premier et le deuxième réseau de diffraction. De nouveau c'est le photon émis spontanément suite à l'excitation laser qui fournit l'information sur le chemin emprunté par l'atome. Le laser est d'abord placé à un endroit où la séparation entre les deux bras de l'interféromètre est plus petit que la longueur d'onde du laser. On le déplace ensuite de sorte qu'il interagisse avec les atomes à un endroit où la séparation des deux chemins est de plus en plus grande. On observe de nouveau la disparition du signal interférométrique. En effet, lorsque la séparation entre les deux chemins est plus grande que la longueur d'onde du photon émis, il est en principe possible de savoir dans quel bras de l'interféromètre l'atome est passé. La disparition du signal interférométrique est ici donc comparable à celle dans notre cas. Les franges disparaissent lorsque la résolution de l'appareil de mesure est suffisante pour distinguer les deux bras.

Soulignons que ces trop brèves remarques ne rendent guère justice à ces expériences que le lecteur trouvera bien mieux décrites dans les références citées.

Pour finir ce paragraphe, revenons à la comparaison des probabilités $P_{e,g}$ obtenues pour un champ cohérent (équation 1.33) avec celles calculées en supposant que la cavité contient un champ dans un état de Fock (équation 1.26). Ces dernières ne contiennent aucun facteur qui pourrait faire disparaître le signal interférométrique. Nous en déduisons qu'un champ dans un état de Fock ne permet pas de mesurer l'état dans lequel l'atome traverse la cavité. En vue de ce que nous venons de dire, cela est facile à expliquer. On ne

peut attribuer une phase à un état de Fock et sa représentation dans l'espace des phases est invariante par rapport à une rotation autour de l'origine. Le passage de l'atome dans la cavité ne produit précisément qu'une telle rotation si bien que l'état du champ après l'interaction avec l'atome ne peut être distingué de celui d'avant. Il est *a fortiori* impossible de connaître l'état de l'atome à l'aide d'une mesure effectuée sur le champ. Les deux chemins de l'interféromètre de Ramsey sont toujours indiscernables, les franges ne disparaissent pour aucune valeur de ϕ .

1.3.3 Résumé

Avant d'entamer l'étude de la décohérence, résumons ici les points essentiels des paragraphes précédents :

- la phase d'un champ cohérent dans un mode d'une cavité peut être corrélée à l'état interne de l'atome qui le traverse ; le champ peut alors jouer le rôle d'un appareil de mesure qui nous indique l'état atomique ;
- en utilisant un interféromètre atomique de Ramsey, nous pouvons préparer un état du champ qui est la superposition cohérente de deux états cohérents de phases différentes ; cet état non-classique du champ est l'analogie d'une aiguille qui pointe à la fois en deux directions ;
- cet état de superposition est caractérisé par la distance D entre ses deux composantes que nous pouvons contrôler expérimentalement (à l'aide du désaccord δ) ;
- nous pouvons vérifier expérimentalement que la phase du champ contient l'information complète sur l'état de l'atome ; il s'agit d'une expérience de type "which path" qui est donc en même temps une nouvelle illustration du principe de complémentarité.

Les paragraphes suivants de ce chapitre sont consacrés à l'étude de la relaxation de l'état du champ donné par l'équation (1.28). Nous commençons par introduire un outil mathématique fort commode que nous appliquons ensuite à notre cas. Cela nous permettra de décrire théoriquement la décohérence quantique de l'état (1.28). Puis, nous montrons de quelle manière observer expérimentalement cette décohérence.

1.4 Décrire la relaxation

1.4.1 Le modèle théorique

Comme nous l'avons déjà indiqué, la dissipation est dans notre cas essentiellement due à la relaxation de la cavité. (Les différentes causes des pertes de la cavité sont décrites dans le chapitre consacré au montage expérimental.) Nous la décrivons par un modèle simple qui reproduit cependant tous les effets physiques importants dans notre contexte. Nous allons considérer le champ comme étant couplé à un ensemble infini d'oscillateurs harmoniques qui constituent donc le réservoir dans le sens de la thermodynamique [85, 70, 32, 86, 31, 37, 87, 35].

Le couplage entre le champ et le réservoir est également modélisé de manière simple en ne tenant compte que des processus résonants d'échange d'énergie. Grâce à la très basse température de notre expérience (0,6 K), le champ thermique à la fréquence du mode de la cavité est négligeable (nombre moyen de photons thermiques $\approx 0,02$). Nous pouvons alors nous limiter au cas particulièrement simple d'un réservoir à température nulle. En se plaçant en représentation d'interaction, l'équation pilote qui donne l'évolution temporelle de la matrice densité ρ^{ch} du champ dans la cavité s'écrit [70, complément B_{IV}, p. 309-312]

$$\frac{d\rho^{ch}}{dt} = -\frac{\gamma}{2}[\rho^{ch}, a^\dagger a]_+ + \gamma a \rho^{ch} a^\dagger. \quad (1.34)$$

γ étant encore le taux de relaxation du champ ($\gamma = 1/t_{cav}$).

1.4.2 La fonction caractéristique

L'évolution temporelle de la matrice densité du champ n'est pas forcément simple à calculer à partir de l'équation 1.34. Il existe cependant un outil mathématique très commode pour obtenir la matrice densité $\rho^{ch}(t)$ à un instant t , la connaissant à l'instant $t = 0$. Il s'agit de la "fonction caractéristique adaptée à l'ordre normal" [88]. Elle est définie comme suit :

$$C_N(\lambda, \lambda^*, t) = \text{Tr} \left(\rho^{ch}(t) e^{\lambda a^\dagger} e^{-\lambda^* a} \right). \quad (1.35)$$

L'intérêt de C_N est que son évolution temporelle peut être établie de façon générale. Une fois $C_N(t)$ connue, il peut être possible d'en déduire la matrice densité $\rho^{ch}(t)$. En général ce n'est pas une tâche facile, mais dans notre cas le retour à la matrice densité n'est pas trop compliqué. L'évolution de C_N étant donc un résultat indispensable à la description de nos expériences nous

l'établissons ici explicitement. Soulignons qu'il ne s'agit bien évidemment pas d'un raisonnement original; nous nous permettons de reproduire la démonstration que le lecteur pourra trouver dans la référence [89] (voir également [88, 90]).

En utilisant l'équation 1.34, nous obtenons la dérivée par rapport au temps de la fonction caractéristique C_N , associée à la matrice densité du champ ρ^{ch} .

$$\begin{aligned} \frac{dC_N}{dt} &= \text{Tr} \left(\frac{d\rho^{ch}}{dt} e^{\lambda a^\dagger} e^{-\lambda^* a} \right) \\ &= \text{Tr} \left(\left[-\frac{\gamma}{2} \rho^{ch} a^\dagger a - \frac{\gamma}{2} a^\dagger a \rho^{ch} + \gamma a \rho^{ch} a^\dagger \right] e^{\lambda a^\dagger} e^{-\lambda^* a} \right) \end{aligned} \quad (1.36)$$

Désignons avec $f_c(A)$ la fonction caractéristique associée à un opérateur A autre que ρ^{ch} . En partant de l'équation 1.35 on montre directement que

$$\begin{aligned} f_c(\rho^{ch} a^\dagger) &= \frac{\partial C_N}{\partial \lambda}, \\ f_c(a \rho^{ch}) &= -\frac{\partial C_N}{\partial \lambda^*}. \end{aligned}$$

L'identité

$$e^{\lambda a^\dagger} e^{-\lambda^* a} = e^{-\lambda^* a} e^{\lambda a^\dagger} e^{|\lambda|^2}$$

permet ensuite d'établir les relations

$$\begin{aligned} f_c(a^\dagger \rho^{ch}) &= \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} - \lambda^* \right) C_N, \\ f_c(\rho^{ch} a) &= \left(\lambda - \frac{\partial}{\partial \lambda^*} \right) C_N. \end{aligned}$$

Nous pouvons maintenant réécrire les différents termes de l'équation (1.36) en fonction de C_N :

$$\begin{aligned} -\frac{\gamma}{2} \text{Tr} \left(\left[\rho^{ch} a^\dagger a + a^\dagger a \rho^{ch} \right] e^{\lambda a^\dagger} e^{-\lambda^* a} \right) &= \gamma \left(\frac{\partial^2}{\partial \lambda \partial \lambda^*} - \frac{1}{2} \left[\lambda^* \frac{\partial}{\partial \lambda^*} + \lambda \frac{\partial}{\partial \lambda} \right] \right) C_N, \\ \gamma \text{Tr} \left(a \rho^{ch} a^\dagger e^{\lambda a^\dagger} e^{-\lambda^* a} \right) &= -\gamma \frac{\partial^2}{\partial \lambda^* \partial \lambda} C_N. \end{aligned}$$

En insérant ces résultats dans l'équation 1.36 nous obtenons finalement l'équation différentielle que satisfait la fonction caractéristique associée à la matrice densité du champ.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\gamma}{2} \lambda^* \frac{\partial}{\partial \lambda^*} + \frac{\gamma}{2} \lambda \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) C_N(\lambda, \lambda^*, t) = 0$$

Cette équation différentielle peut être résolue par la méthode des caractéristiques. (Ne pas confondre ces caractéristiques que nous allons introduire de suite avec la fonction caractéristique que nous cherchons à déterminer!) Considérons pour cela une équation différentielle linéaire, aux dérivées partielles et du premier ordre d'une forme légèrement plus générale que celle que nous venons d'écrire. Soit donc f une fonction réelle de trois variables également réelles

$$f : \begin{array}{l} \mathbb{R}^3 \longrightarrow \mathbb{R} \\ (\lambda, \lambda^*, t) \longmapsto f(\lambda, \lambda^*, t) \end{array}$$

qui satisfait l'équation suivante:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + a_1(\lambda, \lambda^*, t) \frac{\partial}{\partial \lambda} + a_2(\lambda, \lambda^*, t) \frac{\partial}{\partial \lambda^*} \right) f(\lambda, \lambda^*, t) = 0. \quad (1.37)$$

En introduisant $\vec{v} = (1, a_1, a_2)$ et $\vec{\nabla} = (\partial/\partial t, \partial/\partial \lambda, \partial/\partial \lambda^*)$, l'équation (1.37) peut être mise sous la forme

$$(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) f(\lambda, \lambda^*, t) = 0,$$

qui montre que $f(\lambda, \lambda^*, t)$ ne change pas lors que l'on se déplace à partir du point (λ, λ^*, t) dans la direction donnée par $\vec{v} = (1, a_1(\lambda, \lambda^*, t), a_2(\lambda, \lambda^*, t))$. En chaque point (λ, λ^*, t) le vecteur \vec{v} est donc parallèle au vecteur tangent d'une courbe le long de laquelle la fonction f est constante. Une telle courbe est appelée une "caractéristique" et elle peut par exemple être identifiée par le point (λ_0, λ_0^*) auquel elle coupe le plan $t = 0$ ². Les caractéristiques forment donc une famille de fonctions à deux paramètres que l'on peut écrire

$$\begin{array}{l} \vec{c}_{f \lambda_0 \lambda_0^*} : \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ t \longmapsto (t, \lambda_{\lambda_0 \lambda_0^*}(t), \lambda_{\lambda_0 \lambda_0^*}^*(t)) \end{array}$$

Le vecteur tangent de \vec{c}_f , $d/dt(\vec{c}_f)$, est en tout point parallèle à \vec{v} et les premières composantes de $d/dt(\vec{c}_f)$ et de \vec{v} sont identiques. Les deux autres composantes doivent donc également être égales, ce qui conduit à deux équations différentielles couplées pour $\lambda(t)$ et $\lambda^*(t)$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \lambda(t) &= a_1(\lambda, \lambda^*, t) \\ \frac{d}{dt} \lambda^*(t) &= a_2(\lambda, \lambda^*, t) \end{aligned} \quad (1.38)$$

²Le calcul présenté n'est certes pas une démonstration mathématique rigoureuse, mais applicable si la fonction f possède toutes les propriétés commodes que présentent habituellement les fonctions qui décrivent l'évolution d'un système physique. Autrement dit, nous supposons que f est suffisamment "well behaved".

Elles permettent de déterminer ces deux fonctions en tenant compte des conditions initiales $\lambda_0 = \lambda(t = 0)$, $\lambda_0^* = \lambda^*(t = 0)$.

$$\begin{aligned}\lambda &= \lambda(t, \lambda_0, \lambda_0^*) \\ \lambda^* &= \lambda^*(t, \lambda_0, \lambda_0^*)\end{aligned}$$

Ces relations peuvent être inversées

$$\begin{aligned}\lambda_0 &= g_1(\lambda, \lambda^*, t) \\ \lambda_0^* &= g_2(\lambda, \lambda^*, t)\end{aligned}$$

et fournissent pour chaque point (λ, λ^*, t) le point $(\lambda_0, \lambda_0^*, 0)$ du plan $t = 0$ auquel la fonction f prend la même valeur qu'au point (λ, λ^*, t) .

$$f(\lambda, \lambda^*, t) = f(g_1(\lambda, \lambda^*, t), g_2(\lambda, \lambda^*, t), 0)$$

En termes plus "physiques": connaissant la fonction f à l'instant $t = 0$ pour toute valeur de (λ, λ^*) , on peut calculer explicitement la valeur de f à tout instant t grâce aux fonctions g_1 et g_2 . Cela est évidemment le cas de la fonction caractéristique C_N ! Connaissant $\rho^{ch}(t = 0)$, l'équation (1.35) nous donne $C_N(\lambda, \lambda^*, 0)$ et il ne reste donc qu'à trouver g_1 et g_2 . Dans le cas de la fonction caractéristique les deux équations (1.38) sont tout simplement

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\lambda(t) &= \frac{\gamma}{2}\lambda(t), \\ \frac{d}{dt}\lambda^*(t) &= \frac{\gamma}{2}\lambda^*(t),\end{aligned}$$

et donnent immédiatement

$$\begin{aligned}\lambda(t) &= \lambda_0 e^{\gamma t/2}, \\ \lambda^*(t) &= \lambda_0^* e^{\gamma t/2}.\end{aligned}$$

Nous en déduisons le résultat important et simple, qu'est l'équation suivante qui nous permet décrire la fonction caractéristique à tout instant t , pourvu que nous la connaissions à $t = 0$,

$$C_N(\lambda, \lambda^*, t) = C_N(\lambda e^{-\gamma t/2}, \lambda^* e^{-\gamma t/2}, 0) \quad (1.39)$$

1.4.3 La relaxation d'une superposition cohérente

Utilisons maintenant l'équation (1.39) pour calculer l'évolution de la superposition de deux champs cohérents de phases différentes³. Le passage de

³Le calcul que nous présentons ici n'est qu'une simple généralisation de celui présenté dans la référence [91]

l'atome a préparé le champ dans l'état

$$|\Psi_{(e,g)}^{ch}\rangle = \frac{1}{N_{e,g}} \left(e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i\phi}\rangle \mp |\alpha e^{-i\phi}\rangle \right)$$

où

$$N_{e,g} = \sqrt{2(1 \mp \Re[e^{i(\phi+\varphi)} \langle \alpha e^{-i\phi} | \alpha e^{i\phi} \rangle])},$$

voir les équations (1.28) et (1.27). Le signe “-” correspond à la détection de l'atome dans $|e\rangle$, le signe “+” à un atome détecté dans $|g\rangle$. Nous avons inclus un facteur 2 dans la constante de normalisation $N_{e,g} = 2C_{e,g}$.

A l'instant $t = 0$ le champ se trouve donc dans un état pur et la matrice densité du champ est simplement

$$\rho^{ch}(0) = \frac{1}{N_{e,g}^2} \left(|\alpha e^{i\phi}\rangle \langle \alpha e^{i\phi}| + |\alpha e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi}| \right. \\ \left. \mp e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i\phi}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi}| \mp e^{-i(\phi+\varphi)} |\alpha e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha e^{i\phi}| \right).$$

En insérant $\rho^{ch}(0)$ dans la définition de la fonction caractéristique (équation 1.35), on déduit la fonction caractéristique associée à l'état du champ à $t = 0$.

$$C_N(\lambda, \lambda^*, 0) = \frac{1}{N_{e,g}^2} \\ \left(\exp \left[\lambda \alpha^* e^{-i\phi} - \lambda^* \alpha e^{i\phi} \right] \right. \\ \left. + \exp \left[\lambda \alpha^* e^{i\phi} - \lambda^* \alpha e^{-i\phi} \right] \right. \\ \left. \mp e^{i(\phi+\varphi)} \exp \left[\lambda \alpha^* e^{i\phi} - \lambda^* \alpha e^{i\phi} \right] \langle \alpha e^{-i\phi} | \alpha e^{i\phi} \rangle \right. \\ \left. \mp e^{-i(\phi+\varphi)} \exp \left[\lambda \alpha^* e^{-i\phi} - \lambda^* \alpha e^{-i\phi} \right] \langle \alpha e^{i\phi} | \alpha e^{-i\phi} \rangle \right). \quad (1.40)$$

Grâce à l'équation (1.39) nous pouvons immédiatement écrire $C_N(\lambda, \lambda^*, t)$, il suffit de remplacer dans l'expression ci-dessus λ par $\lambda e^{-\gamma t/2}$ et λ^* par $\lambda^* e^{-\gamma t/2}$. On obtient

$$C_N(\lambda, \lambda^*, t) = \frac{1}{N_{e,g}^2} \\ \left(\exp \left[\lambda \alpha^* e^{-i\phi} e^{-\gamma t/2} - \lambda^* \alpha e^{i\phi} e^{-\gamma t/2} \right] \right. \\ \left. + \exp \left[\lambda \alpha^* e^{i\phi} e^{-\gamma t/2} - \lambda^* \alpha e^{-i\phi} e^{-\gamma t/2} \right] \right. \\ \left. \mp e^{i(\phi+\varphi)} \exp \left[\lambda \alpha^* e^{i\phi} e^{-\gamma t/2} - \lambda^* \alpha e^{i\phi} e^{-\gamma t/2} \right] \langle \alpha e^{-i\phi} e^{-\gamma t/2} | \alpha e^{i\phi} e^{-\gamma t/2} \rangle \right. \\ \left. \mp e^{-i(\phi+\varphi)} \exp \left[\lambda \alpha^* e^{-i\phi} e^{-\gamma t/2} - \lambda^* \alpha e^{-i\phi} e^{-\gamma t/2} \right] \langle \alpha e^{i\phi} e^{-\gamma t/2} | \alpha e^{-i\phi} e^{-\gamma t/2} \rangle \right). \quad (1.41)$$

Une simple comparaison des équations (1.41) et (1.40) conduit à écrire la matrice densité du champ à l'instant t sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} \rho^{ch}(t) = & \frac{1}{N_{e,g}^2} \\ & (|\alpha e^{i\phi} e^{-\gamma t/2}\rangle \langle \alpha e^{i\phi} e^{-\gamma t/2}| \\ & + |\alpha e^{-i\phi} e^{-\gamma t/2}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi} e^{-\gamma t/2}| \\ & \mp e^{i(\phi+\varphi)} \exp[-|\alpha|^2(1-e^{i2\phi})(1-e^{-\gamma t})] |\alpha e^{i\phi} e^{-\gamma t/2}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi} e^{-\gamma t/2}| \\ & \mp e^{-i(\phi+\varphi)} \exp[-|\alpha|^2(1-e^{-i2\phi})(1-e^{-\gamma t})] |\alpha e^{-i\phi} e^{-\gamma t/2}\rangle \langle \alpha e^{i\phi} e^{-\gamma t/2}|). \end{aligned} \quad (1.42)$$

Pour se convaincre, il suffit naturellement de calculer $C_N(\lambda, \lambda^*, t)$ explicitement à partir de 1.42.

Tout d'abord, nous pouvons constater que l'équation 1.42 reproduit bien le fait trivial que l'énergie du champ est dissipée suite au couplage à un réservoir. Pour $t \gg t_{cav}$ l'état du champ est simplement le vide.

$$\begin{aligned} \lim_{t \rightarrow \infty} \rho^{ch}(t) &= \frac{1 \mp \Re [e^{i(\phi+\varphi)} \exp(-|\alpha|^2(1-e^{i2\phi}))]}{1 \mp \Re [e^{i(\phi+\varphi)} \langle \alpha e^{-i\phi} | \alpha e^{i\phi} \rangle]} |0\rangle \langle 0| \\ &= |0\rangle \langle 0|. \end{aligned}$$

Considérons maintenant le cas qui nous intéresse ici, à savoir la matrice densité un temps τ après le passage de l'atome qui est beaucoup plus court que le temps de relaxation de la cavité

$$\tau \ll t_{cav} \Leftrightarrow \gamma\tau \ll 1.$$

Nous pouvons alors écrire

$$|\alpha e^{\pm\phi} e^{-\gamma\tau/2}\rangle \approx |\alpha e^{\pm\phi}\rangle$$

mais nous devons développer $(1 - e^{-\gamma\tau})$ qui se trouve dans l'argument d'une exponentielle à l'ordre 1. A cette approximation la matrice densité à l'instant τ s'écrit

$$\begin{aligned} \rho^{ch}(\tau) \approx & \frac{1}{N_{e,g}^2} \\ & (|\alpha e^{i\phi}\rangle \langle \alpha e^{i\phi}| + |\alpha e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi}| \\ & \mp e^{i(\phi+\varphi)} |\exp[-|\alpha|^2(1-e^{i2\phi})\gamma\tau] |\alpha e^{i\phi}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi}| \\ & \mp e^{-i(\phi+\varphi)} |\exp[-|\alpha|^2(1-e^{-i2\phi})\gamma\tau] |\alpha e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha e^{i\phi}|). \end{aligned}$$

Nous pouvons écrire

$$\exp \left[-|\alpha|^2 \left(1 - e^{\pm i 2\phi} \right) \gamma \tau \right] = \exp \left(-D^2 \gamma \tau / 2 \right) \exp \left(\pm i |\alpha|^2 \sin(2\phi) \gamma \tau \right),$$

où nous avons utilisé que $|\alpha|^2 (1 - \cos 2\phi) = D^2/2$. Introduisons alors le temps caractéristique de la décohérence, défini par

$$t_{coh} = \frac{2}{D^2 \gamma} = \frac{2t_{cav}}{D^2}. \quad (1.43)$$

En insérant cela dans l'équation pour la matrice densité du champ ci-dessus nous obtenons finalement

$$\begin{aligned} \rho^{ch}(\tau) \approx & \frac{1}{N_{e,g}^2} \\ & \left(|\alpha e^{i\phi}\rangle \langle \alpha e^{i\phi}| + |\alpha e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi}| \right. \\ & \mp e^{\tau/t_{coh}} \left[e^{i(\phi+\varphi)} \exp \left\{ i |\alpha|^2 \sin(2\phi) \gamma \tau \right\} |\alpha e^{i\phi}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi}| \right. \\ & \left. \left. + e^{-i(\phi+\varphi)} \exp \left\{ -i |\alpha|^2 \sin(2\phi) \gamma \tau \right\} |\alpha e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha e^{i\phi}| \right] \right). \end{aligned}$$

Les cohérences se dissipent donc effectivement à une échelle de temps donnée par t_{coh} . Considérons pour illustrer ceci un cas particulièrement simple. Supposons que D soit suffisamment grand pour que l'on puisse choisir le temps τ tel que $t_{coh} \ll \tau \ll t_{cav}$. La matrice densité du champ est alors simplement

$$\rho^{ch}(\tau) \approx \frac{1}{2} \left(|\alpha e^{i\phi}\rangle \langle \alpha e^{i\phi}| + |\alpha e^{-i\phi}\rangle \langle \alpha e^{-i\phi}| \right).$$

Le couplage du champ à un réservoir a transformé la superposition cohérente initiale en un mélange statistique que l'on peut parfaitement décrire en termes de probabilités classiques.

1.4.4 Résumé

Nous retrouvons grâce à notre modèle simple toutes les caractéristiques de la décohérence quantique décrite auparavant de façon qualitative. La cohérence de la superposition est détruite par la dissipation, et ceci d'autant plus rapidement que la distance entre les états superposés est grande. Remarquons que la distance D qui détermine donc le temps de décohérence, augmente aussi bien avec la taille du système, ici donnée par $\sqrt{\bar{n}}$, qu'avec la "différence" entre les états impliqués, déterminée dans notre cas par le déphasage relative 2ϕ .

On conçoit alors aisément que pour toute "aiguille" macroscopique dont les deux positions peuvent être distinguées par l'œil nu (et autrement la

mesure n'aurait guère d'intérêt) la décohérence est instantanée. Imaginons par exemple que notre champ contient non pas quelques photons mais un Joule d'énergie. A une fréquence de 51 GHz, le nombre moyen de photons serait alors de l'ordre de $3 \cdot 10^{22}$. Un déphasage d'un seul degré conduit à une distance de $D \approx 2 \cdot 10^{19}$. La cohérence d'une telle superposition serait détruite dans un temps environ 10^{38} fois plus court que le temps de relaxation de la cavité. Même une cavité avec un facteur de qualité bien plus élevé que celle que nous avons utilisée ne permettraient pas d'observer la décohérence de cette superposition. Ce petit calcul, bien qu'il semble confirmer notre résultat, ne montre en fait que la limite de notre modèle. Pour qu'un système dont le temps caractéristique d'évolution est de 10^{-42} s ($t_{cav} \approx 10^{-4}$ s) puisse être décrit en termes d'un couplage dissipatif à un réservoir, ce dernier devrait avoir une largeur spectrale supérieure à 10^{42} Hz. Un tel réservoir n'existe évidemment pas. Retenons alors que le modèle que nous venons de présenter ne peut être appliqué aussi simplement à un système macroscopique, mais qu'il confirme néanmoins que le temps de décohérence devient extrêmement court, lorsque la distance entre les états superposés augmente. Pour un système macroscopique la décohérence doit plutôt être comprise comme due à un événement individuel, comme nous l'avons déjà montré pour l'exemple de l'aiguille, dont le mouvement est amorti par des collisions avec des petites particules.

1.5 Observer la décohérence

Nous savons maintenant que la phase du champ nous indique l'état atomique et nous avons décrit théoriquement la relaxation de la superposition cohérente de deux champs de phases différentes. La question qui se pose alors est: comment observer expérimentalement la transformation de la superposition quantique en un mélange statistique? L'argumentation qui nous a permis de conclure que la disparition des franges de Ramsey démontre la corrélation entre la phase du champ et l'état de l'atome, n'utilise nulle part le fait que le champ est dans un état de superposition cohérente. Un champ possédant soit l'une, soit l'autre phase nous fournirait aussi bien l'information dans quel état l'atome a effectué le trajet entre R1 et R2. La disparition des franges est donc bien une nouvelle preuve du principe de complémentarité, mais n'implique aucunement que l'atome a effectivement laissé dans la cavité "une aiguille qui pointe la fois dans deux directions". Comment donc prouver, que l'état du champ est une superposition quantique et ensuite observer sa transformation en un mélange statistique?

D'un point de vue expérimental nous devons donc nous demander : quel

signal permet de faire la distinction entre superposition quantique et mélange statistique? Un tel signal répondrait directement à la deuxième question et l'observation de sa variation en fonction du temps serait l'observation de la décohérence quantique.

Dans ce dernier paragraphe du chapitre théorique nous montrons qu'un tel signal existe et nous le calculons dans un cas particulièrement simple.

Un seul atome étant insuffisant pour observer la décohérence, nous devons sonder le champ un certain temps après que l'atome l'a préparé dans l'état qui nous intéresse :

$$|\Psi_{e,g}^{ch}\rangle = \frac{e^{i(\phi+\varphi)}|\alpha e^{i\phi}\rangle \mp |\alpha e^{-i\phi}\rangle}{\sqrt{2(1 \mp \Re[e^{i(\phi+\varphi)}\langle\alpha e^{-i\phi}|\alpha e^{i\phi}\rangle])}} \quad (1.44)$$

voir l'équation (1.28).

Une sonde particulièrement adaptée (et expérimentalement réalisable) est un deuxième atome qui traverse la cavité un temps τ après le premier. Justifions cela déjà d'une façon qualitative. Si le premier atome a préparé l'état (1.28), le deuxième atome rencontre un champ dont l'état dépend de celui dans lequel le premier atome a été détecté. Soulignons que cette information est contenue dans la phase "quantique" entre les deux composantes du champ. "Quantique" car il ne s'agit pas de la différence de phase 2ϕ entre les deux états cohérents mais du signe \mp de la combinaison linéaire des deux kets. Au cas où la transformation de l'état (1.44) en un pur mélange statistique, décrit par la matrice densité

$$\rho^{ch} = \frac{1}{2} (|\alpha e^{i\phi}\rangle\langle\alpha e^{i\phi}| + |\alpha e^{-i\phi}\rangle\langle\alpha e^{-i\phi}|),$$

est accomplie, cette information est perdue. Elle était contenue dans la "cohérence" de l'état de superposition quantique, c'est-à-dire dans les éléments non-diagonaux de la matrice densité correspondant à (1.28). Un état de mélange statistique, en revanche, est justement caractérisé par la nullité des éléments non-diagonaux de "sa" matrice densité.

Nous allons montrer dans cette dernière partie du chapitre premier que l'information sur l'état dans lequel nous détectons le premier atome, codée dans la phase quantique entre les deux composantes du champ, conduit à des corrélations entre le premier et le deuxième atome. Nous verrons que ces corrélations constituent un "signal" expérimental sensible au processus de décohérence.

Dans un premier paragraphe nous considérons la situation en absence de relaxation et introduisons la grandeur, sensible à la cohérence de la superposition, que nous allons mesurer. Le paragraphe suivant est consacré au

calcul de l'évolution de cette grandeur lorsque la décohérence transforme l'état initial du champ en un mélange statistique.

1.5.1 Corrélations en absence de relaxation

Nous considérons ici la situation suivante: le premier atome a traversé l'interféromètre et a préparé dans la cavité l'état (1.28). Un deuxième atome traverse alors l'interféromètre, réglé de la même façon que pour le premier, et rencontre le champ exactement dans l'état préparé par le premier atome. Lorsque nous parlerons de "l'atome" dans ce qui suit, il s'agira toujours du deuxième atome. Le premier n'intervient que par le fait que l'état du champ dépend de l'état dans lequel il a été détecté. Plus précisément nous noterons les signes déterminés par le premier atome $\frac{1}{\mp}$, et comme avant le signe supérieur correspond à $|e\rangle$, le signe inférieur à $|g\rangle$. De même nous notons dorénavant la constante de normalisation de l'état (1.28) $N_{e,g}^{(1)}$ pour rappeler qu'elle dépend également du premier atome.

Le deuxième atome est donc préparé dans l'état $|e\rangle$, et avant qu'il n'entre dans R1, l'état du système atome - champ est

$$|\Psi_{\text{avant R1}}^{at2+ch}\rangle = |e\rangle \otimes \frac{1}{N_{e,g}^{(1)}} \left(e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i\phi}\rangle \frac{1}{\mp} |\alpha e^{-i\phi}\rangle \right)$$

Le passage de l'atome par R1 transforme cet état en

$$|\Psi_{\text{après R1}}^{at2+ch}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|e\rangle - |g\rangle) \otimes \frac{1}{N_{e,g}^{(1)}} \left(e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i\phi}\rangle \frac{1}{\mp} |\alpha e^{-i\phi}\rangle \right)$$

et l'interaction lors du passage de l'atome dans la cavité conduit à l'état suivant, juste avant que l'atome n'entre dans R2

$$|\Psi_{\text{avant R2}}^{at2+ch}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2} N_{e,g}^{(1)}} \left(|e\rangle \otimes \left[e^{i(2\phi+\varphi)} |\alpha e^{i2\phi}\rangle \frac{1}{\mp} e^{i\phi} |\alpha\rangle \right] - |g\rangle \otimes \left[e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha\rangle \frac{1}{\mp} |\alpha e^{-i2\phi}\rangle \right] \right).$$

Après avoir remêlé les états atomiques par l'interaction avec le champ classique en R2 nous obtenons finalement

$$|\Psi_{\text{après R2}}^{at2+ch}\rangle = \frac{1}{2 N_{e,g}^{(1)}} \left(e^{-i\varphi} |e\rangle \otimes \left[e^{i2(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i2\phi}\rangle \frac{1}{\mp} e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha\rangle - e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha\rangle \frac{1}{\pm} |\alpha e^{-i2\phi}\rangle \right] - |g\rangle \otimes \left[e^{i2(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i2\phi}\rangle \frac{1}{\mp} e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha\rangle + e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha\rangle \frac{1}{\mp} |\alpha e^{-i2\phi}\rangle \right] \right).$$

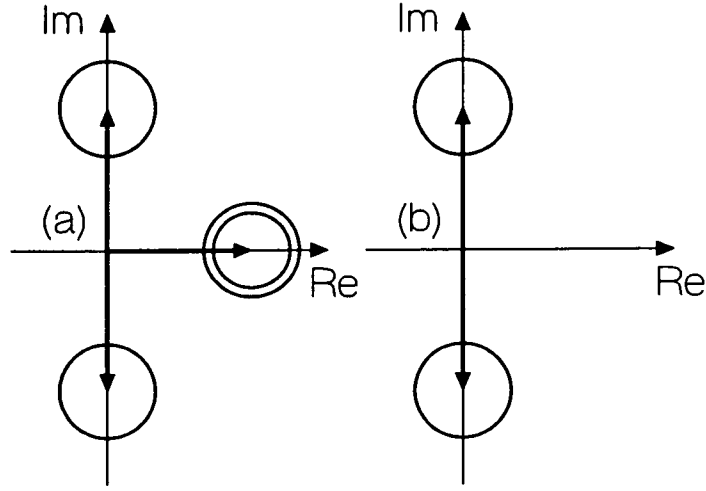


Figure 1.19: Les figures représentent les états du champ correspondant aux quatre événements de détection possible: (a) premier et deuxième atome dans $|e\rangle$ ou premier et deuxième atome dans $|g\rangle$, comme les phases quantiques entre les composantes du champ n'apparaissent pas sur ce type de représentation graphique, les deux états semblent être identique ici; (b) premier atome détecté dans $|e\rangle$ et le deuxième dans $|g\rangle$ ou *vice versa*.

Ecrivons explicitement les quatre états du champ que nous pouvons obtenir en fonctions des états dans lesquels nous détectons le premier et le deuxième atome :

$$\begin{aligned}
 |\Psi_{1e,2e}^{ch}\rangle &= \frac{1}{C_{1e,2e}} \frac{1}{2N_{e,g}^{(1)}} \left(e^{i2(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i2\phi}\rangle - 2e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha\rangle + |\alpha e^{-i2\phi}\rangle \right), \\
 |\Psi_{1g,2e}^{ch}\rangle &= \frac{1}{C_{1g,2e}} \frac{1}{2N_{e,g}^{(1)}} \left(e^{i2(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i2\phi}\rangle - |\alpha e^{-i2\phi}\rangle \right), \\
 |\Psi_{1g,2g}^{ch}\rangle &= \frac{1}{C_{1g,2g}} \frac{1}{2N_{e,g}^{(1)}} \left(e^{i2(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i2\phi}\rangle + 2e^{i(\phi+\varphi)} |\alpha\rangle + |\alpha e^{-i2\phi}\rangle \right), \\
 |\Psi_{1e,2g}^{ch}\rangle &= \frac{1}{C_{1e,2g}} \frac{1}{2N_{e,g}^{(1)}} \left(e^{i2(\phi+\varphi)} |\alpha e^{i2\phi}\rangle - |\alpha e^{-i2\phi}\rangle \right). \tag{1.45}
 \end{aligned}$$

La figure 1.19 montre leurs représentations dans l'espace des phases. On constate que le deuxième atome "défait" partiellement le déphasage produit par le premier. Sur les quatre composantes que possède le champ après le passage du deuxième atome, deux sont recombinaées, c'est-à-dire ont de nouveau la même phase.

Les probabilités conditionnelles de détecter le deuxième atome dans $|e\rangle$ ($|g\rangle$) sachant que le premier atome a été détecté dans $|e\rangle$ ($|g\rangle$) sont donnés

par le carré des constantes de normalisation $C_{1a,2b}$ ($a, b = e, g$). Nous nous limitons ici, comme dans le paragraphe suivant, au cas où la séparation entre les différentes composantes du champ est suffisamment grande pour que les différents états cohérents impliqués puissent être considérés comme étant orthogonaux :

$$\langle \alpha e^{i2\phi} | \alpha \rangle \approx \langle \alpha e^{-i2\phi} | \alpha e^{i2\phi} \rangle \approx 0.$$

Le calcul des probabilités devient alors immédiat et l'on obtient le résultat simple

$$\begin{aligned} P(2e|1e) = P(2g|1g) &= \frac{3}{4}, \\ P(2e|1g) = P(2g|1e) &= \frac{1}{4}. \end{aligned}$$

$P(2b|1a)$ désigne la probabilité conditionnelle de trouver le deuxième atome dans l'état $|b\rangle$, sachant que le premier a été détecté dans $|a\rangle$ ($a, b = e, g$).

Comme nous l'avons prédit qualitativement, la probabilité de détecter le deuxième atome dans un certain état dépend de celui dans lequel le premier a été trouvé. Il existe des corrélations entre le premier et le deuxième atome, qui se manifestent dans la différence entre les probabilités $P(2e|1e)$ et $P(2e|1g)$ (ou entre $P(2g|1g)$ et $P(2g|1e)$). Si le champ est dans un état de superposition cohérente lorsque le deuxième atome traverse la cavité ces deux probabilités ne sont pas égales. Nous introduisons donc comme signal expérimental, c'est à dire comme grandeur à la fois mesurable et sensible aux cohérences, leur différence

$$\begin{aligned} \eta &= P(2e|1e) - P(2e|1g) \\ &= P(2g|1g) - P(2g|1e). \end{aligned} \quad (1.46)$$

Dans le cas d'un champ dans état de superposition parfait, nous avons

$$\eta = \frac{1}{2}, \quad (1.47)$$

tandis que $\eta = 0$ si le premier atome prépare un mélange statistique. Comme nous l'avons déjà remarqué le deuxième atome rencontre dans ce dernier cas toujours un simple champ cohérent, indépendamment de l'état du premier atome et il ne peut y avoir de corrélations entre les deux atomes. Nous allons calculer cela explicitement dans le paragraphe suivant en tenant compte de la relaxation. Notons également que η est indépendant de φ et donc de la fréquence du champ classique dans les zones de Ramsey⁴.

⁴Ceci est une conséquence de l'hypothèse $\langle \alpha e^{-i2\phi} | \alpha e^{i2\phi} \rangle \approx 0$ comme nous allons le constater de suite

Arrêtons-nous cependant un instant sur la constatation que les corrélations entre premier et deuxième atome ne sont pas parfaites. Elle ne valent que 0,5 et non 1 comme on l'aurait attendu pour un cas aussi idéalisé que celui que nous avons considéré ($D \gg 1$).

En nous reportant à la figure 1.19, nous pouvons comprendre ce résultat par un simple argument qualitatif. Chacune des deux composantes du champ créées par le premier atome est de nouveau scindée en deux par le deuxième. Parmi les maintenant quatre composantes du champ, seules deux ($|\alpha\rangle$) se recouvrent dans l'espace des phases et apparaissent comme une seule sur la figure. Les équations (1.45) montrent que la différence entre les états $|\Psi_{1e,2e}^{ch}\rangle$ et $|\Psi_{1g,2e}^{ch}\rangle$ est effectivement seulement due aux composantes recombinaées $|\alpha\rangle$ qui interfèrent de façon parfaitement constructive ($|\Psi_{1e,2e}^{ch}\rangle$) ou parfaitement destructive ($|\Psi_{1g,2e}^{ch}\rangle$). La différence entre les probabilités qui en dérivent directement ne peut donc être produite que par les composantes recombinaées, les composantes $|\alpha e^{i2\phi}\rangle$ et $|\alpha e^{-i2\phi}\rangle$ n'y contribuent en rien.

Cette dernière phrase n'est cependant vraie que si ϕ est suffisamment différent de $\pi/2$ pour pouvoir négliger le produit scalaire $\langle \alpha e^{-i2\phi} | \alpha e^{i2\phi} \rangle$, ce que nous avons fait dans le calcul ci-dessus. Considérons alors le cas où cette hypothèse est fautive, en choisissant $\phi = \pi/2$. Nous nous limitons au cas où le deuxième atome est détecté dans $|e\rangle$, le cas " $|g\rangle$ " étant parfaitement symétrique. Les deux états du champ préparés par le deuxième atome sont:

$$|\Psi_{1e,2e}^{ch}\rangle = \frac{1}{C_{1e,2e}} \frac{1}{2N_{e,g}^{(1)}} \left(-e^{i2\phi} |-\alpha\rangle - 2e^{i(\pi/2+\phi)} |\alpha\rangle + |-\alpha\rangle \right),$$

$$|\Psi_{1g,2e}^{ch}\rangle = \frac{1}{C_{1g,2e}} \frac{1}{2N_{e,g}^{(1)}} \left(-e^{i2\phi} |-\alpha\rangle - |-\alpha\rangle \right).$$

La figure 1.20 montre ces états. Les probabilités conditionnelles correspondantes sont

$$P(1e|2e) = \frac{1}{4}(3 - \cos 2\phi), \quad (1.48)$$

$$P(1g|2e) = \frac{1}{4}(1 + \cos 2\phi). \quad (1.49)$$

Les corrélations entre les deux atomes sont donc données par

$$\eta = \frac{1}{2}(1 - \cos 2\phi).$$

Premièrement nous constatons que η n'est plus indépendant de la phase des franges de Ramsey ϕ . Cette caractéristique de notre résultat (1.47) ci-dessus est limitée au cas où l'on peut négliger le recouvrement entre $|\alpha e^{-i2\phi}\rangle$ et

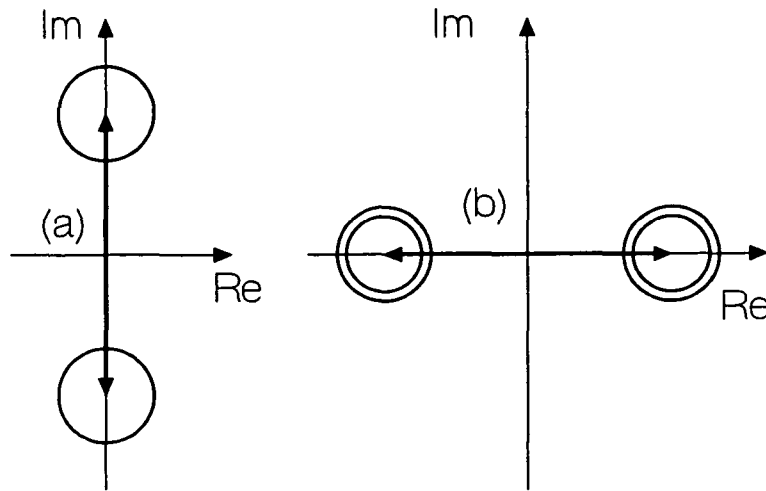


Figure 1.20: La figure montre l'effet du premier (a) et du deuxième atome (b) sur le champ. Suite au déphasage de $\pi/2$ les quatre composantes sont recombinaées deux par deux. Notons encore que la représentations graphique ne tient évidemment pas compte des phases quantiques entre les composantes.

$|\alpha e^{i2\phi}\rangle$. Deuxièmement nous trouvons des corrélations parfaites si $\varphi = \pi/2$. Dans ce cas $\eta = 1$, l'état du premier atome détermine celui du second. Les équations (1.48) nous montrent que des corrélations parfaites correspondent au cas où $(-e^{i2\varphi})|-\alpha\rangle$ et $|-\alpha\rangle$ interfèrent de façon constructive dans $|\Psi_{1e,2e}^{ch}\rangle$ et de manière destructive dans $|\Psi_{1g,2e}^{ch}\rangle$. Leur contribution s'ajoute ainsi à celle des composantes $|\alpha\rangle$. Au cas où $\varphi = 0$, les contributions des deux paires se compensent dans chacun des états et les corrélations disparaissent ($\eta = 0$).

La valeur $\eta = 1/2$ que nous avons trouvée d'abord, n'est donc que la contribution des composantes déphasées par le premier atome dans l'un et ensuite par le deuxième atome dans l'autre sens. Leur contribution est indépendante de φ et de ϕ . Lorsque la valeur de ϕ est telle que $|\alpha e^{-i2\phi}\rangle$ et $|\alpha e^{i2\phi}\rangle$ se recouvrent, il apparaît une deuxième contribution qui elle dépend aussi bien de φ que de ϕ .

Sachant que le cas qui nous intéresse en vue de notre expérience est celui que nous avons considéré en premier lieu, nous nous arrêtons ici et passons maintenant à l'observation de la décohérence à proprement parler.

(N'oublions pas sur ces remarques que tout notre raisonnement est fondé sur l'hypothèse que le premier atome sépare entièrement les deux composantes du champ; nous avons supposé que $D \gg 1$.)

1.5.2 L'effet de la relaxation

Nous allons donc maintenant tenir compte de la relaxation du champ pendant le délai τ qui sépare le premier et le deuxième atome. Pendant ce temps le champ évolue vers un mélange statistique à cause de son couplage à un réservoir. Nous devons décrire son état par une matrice densité et plus précisément par celle que donne l'équation (1.42).

Dans le but de présenter les points essentiels aussi clairement et simplement que possible, nous utilisons dans la suite l'approximation d'une interaction instantanée entre atome et champ. Nous supposons donc que le temps d'interaction entre atome et champ est beaucoup plus court que les autres temps caractéristiques du problème. Cette approximation simplifie beaucoup les raisonnements et est moins grossière que ce qu'elle ne peut paraître. Elle revient en fait à calculer d'abord l'effet de l'interaction et ensuite celui de la relaxation, et à négliger la différence entre ce calcul et celui qui traite interaction et relaxation simultanément. Nous nous plaçons également dans la situation où le temps de traversée de l'interféromètre est négligeable devant le temps de décohérence t_{coh} . Nous pouvons alors raisonner en disant que le premier atome prépare le champ à l'instant $t = 0$ et que ce dernier évolue ensuite pendant un certain temps τ , avant d'être sondé par le deuxième atome. Cela est conceptuellement simple et permet de présenter clairement les idées essentielles. Notre expérience ne correspond cependant pas à ce cas idéalisé, mais nous allons nous convaincre que la situation décrite ici et celle réalisée dans nos expériences sont de ce point de vue parfaitement équivalentes.

Comme dans le paragraphe précédent, le premier atome a été détecté dans un de ses deux états et nous parlons du deuxième atome en disant simplement "l'atome". Ce dernier entre donc dans la cavité un temps τ après la préparation du champ dans un état de superposition cohérente. L'atome a déjà subi une impulsion $\pi/2$ dans la première zone de Ramsey et la matrice densité du système atome - champ juste avant leur interaction est

$$\rho_{\text{après R1}}^{at+ch}(\tau) = \frac{1}{2}(|e\rangle - |g\rangle)(\langle e| - \langle g|) \otimes \rho^{ch}(\tau).$$

Pour décrire le déphasage du champ par l'atome dans le formalisme de la matrice densité, il est commode d'exprimer l'effet de l'atome sous forme opératoire. Nous décrivons le passage d'un atome par un opérateur de déphasage de $\pm\phi$:

$$\begin{aligned} |\alpha\rangle &\xrightarrow{|e\rangle} e^{i\phi} e^{i\phi a^\dagger a} |\alpha\rangle = e^{i\phi} |\alpha e^{i\phi}\rangle, \\ |\alpha\rangle &\xrightarrow{|g\rangle} e^{-i\phi} e^{i\phi a^\dagger a} |\alpha\rangle = |\alpha e^{-i\phi}\rangle. \end{aligned}$$

Juste avant l'entrée de l'atome dans R2 l'état du système atome - champ peut alors s'écrire

$$\begin{aligned} \rho_{\text{avant R2}}^{\text{at+ch}}(\tau) &= \frac{1}{2} \\ & \left(|e\rangle\langle e| \otimes e^{i\phi a^\dagger a} \rho^{\text{ch}}(\tau) e^{-i\phi a^\dagger a} \right. \\ & \quad + |g\rangle\langle g| \otimes e^{-i\phi a^\dagger a} \rho^{\text{ch}}(\tau) e^{i\phi a^\dagger a} \\ & \quad - |e\rangle\langle g| \otimes e^{i\phi_0 a^\dagger a} \rho^{\text{ch}}(\tau) e^{i\phi a^\dagger a} e^{i\phi} \\ & \quad \left. - |g\rangle\langle e| \otimes e^{-i\phi a^\dagger a} \rho^{\text{ch}}(\tau) e^{-i\phi a^\dagger a} e^{-i\phi} \right). \end{aligned}$$

La traversée de R2 transforme cette matrice densité d'une façon que nous avons déjà explicitée à plusieurs reprises :

$$\begin{aligned} \rho_{\text{après R2}}^{\text{at+ch}}(\tau) &= \frac{1}{4} \\ & \left((|e\rangle - e^{i\phi}|g\rangle)(\langle e| - e^{-i\phi}\langle g|) e^{i\phi a^\dagger a} \rho^{\text{ch}}(\tau) e^{-i\phi a^\dagger a} \right. \\ & \quad + (e^{-i\phi}|e\rangle + |g\rangle)(e^{i\phi}\langle e| + \langle g|) e^{-i\phi a^\dagger a} \rho^{\text{ch}}(\tau) e^{i\phi a^\dagger a} \\ & \quad - (|e\rangle - e^{i\phi}|g\rangle)(e^{i\phi}\langle e| + \langle g|) e^{i\phi_0 a^\dagger a} \rho^{\text{ch}}(\tau) e^{i\phi a^\dagger a} e^{i\phi} \\ & \quad \left. - (e^{-i\phi}|e\rangle + |g\rangle)(\langle e| - e^{-i\phi}\langle g|) e^{-i\phi a^\dagger a} \rho^{\text{ch}}(\tau) e^{-i\phi a^\dagger a} e^{-i\phi} \right). \end{aligned}$$

A partir de cette expression nous pouvons calculer directement les probabilités conditionnelles $P(2b|1a)$ de trouver le deuxième atome dans l'état $|b\rangle$, sachant que le premier a été trouvé dans $|a\rangle$ ($a, b = e, g$). L'information sur l'état du premier atome étant contenue dans la matrice densité du champ, il s'agit simplement des probabilités de trouver le deuxième atome dans l'état $|e\rangle$ où $|g\rangle$ que donne la relation

$$P_{e,g}^{\text{atome 2}} = \text{Tr}_{\text{at}} \left[\mathcal{P}_{e,g} \text{Tr}_{\text{ch}} \left(\rho^{\text{at2+ch}}(\tau) \right) \right].$$

$\mathcal{P}_{e,g}$ dénote le projecteur sur $|e\rangle$ ou $|g\rangle$ respectivement,

$$\mathcal{P}_e = |e\rangle\langle e| \quad \text{et} \quad \mathcal{P}_g = |g\rangle\langle g|$$

La trace sur l'atome peut être effectuée immédiatement et l'on obtient

$$P_{e,g}^{\text{atome 2}} = \frac{1}{2} \left[1 \mp \Re \left\{ e^{i(\phi+\varphi)} \text{Tr}_{\text{ch}} \left(e^{i\phi a^\dagger a} \rho^{\text{ch}}(\tau) e^{i\phi a^\dagger a} \right) \right\} \right]. \quad (1.50)$$

\mp signifie que ce signe dépend du deuxième atome: “-” s'il est détecté dans $|e\rangle$, “+” s'il est détecté dans $|g\rangle$. Afin d'évaluer cette expression nous devons prendre la trace de plusieurs termes, tous de la forme $|\alpha\rangle\langle\beta|$ et l'on a

$$\text{Tr}(|\alpha\rangle\langle\beta|) = \langle\beta|\alpha\rangle.$$

Nous sommes donc de nouveau amenés à calculer des produits scalaires entre états cohérents de phases différentes. $\rho^{ch}(\tau)$ est donné par l'équation (1.42) qui nous montre que la trace est la somme de quatre termes. Parmi ces derniers, seul le dernier contient un produit scalaire entre deux états cohérents identiques lorsque l'on tient compte de l'effet des opérateurs de déphasage. Les deux premiers termes impliquent deux états déphasés l'un par rapport à l'autre de 2ϕ et le troisième contient un produit scalaire de deux états cohérents dont la phase relative est de 4ϕ . Considérons alors de nouveau uniquement le cas simple où la séparation entre les différentes composantes du champ est suffisamment grande pour pouvoir négliger ces trois derniers termes. (Cela implique comme avant que ϕ ne doit pas être trop grand, pour éviter que les deux composantes déphasées de 4ϕ ne se recouvrent, voir la discussion du cas $\phi = \pi/2$ dans le paragraphe précédent.) A cette approximation nous pouvons donc écrire

$$\begin{aligned} \text{Tr}_{ch} \left(e^{i\phi a^\dagger a} \rho^{ch}(\tau) e^{i\phi a^\dagger a} \right) = \\ \mp \frac{1}{2} \exp[-i(\phi + \varphi)] \exp \left[-|\alpha|^2 (1 - e^{-i2\phi}) (1 - e^{-\gamma\tau}) \right]. \end{aligned}$$

Le signe \mp dépend comme dans le paragraphe précédent de l'état dans lequel le premier atome a été détecté (“−” = $|e\rangle$, “+” = $|g\rangle$). Le facteur $1/2$ est simplement la constante de normalisation $N_{e,g}^{(1)}$ qui est indépendante de l'état du premier atome lorsque $D \gg 1$. En insérant cela dans l'équation (1.50) nous obtenons finalement

$$\begin{aligned} P_{e,g}^{\text{atome 2}} = \\ \frac{1}{2} \left\{ 1 \mp \left(\frac{1}{\mp} \frac{1}{2} \right) \exp \left[-\frac{D^2}{2} (1 - e^{-\gamma\tau}) \right] \cos \left[|\alpha|^2 \sin(2\phi) (1 - e^{-\gamma\tau}) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (1.51)$$

Nous y avons de nouveau introduit la distance D entre les deux composantes du champ en utilisant la relation (1.31).

Il importe de noter que le domaine de validité temporelle de l'équation (1.51) est limité suite à notre hypothèse $D \gg 1$. Pour des temps de l'ordre de, ou plus grand que le temps de relaxation de la cavité t_{cav} la dissipation de l'énergie rapproche les différentes composantes du champ. Chaque composante relaxe vers l'état du vide, ce qui implique que les cercles qui représentent les différentes composantes dans le plan complexe se rapprochent de l'origine. Quelque soit alors la distance initiale entre les composantes du champ, elles vont forcément se recouvrir aux temps longs. Il convient alors de n'utiliser le résultat ci-dessus que pour des temps plus courts que t_{cav} , qui sont

précisément ceux qui nous intéressent dans le contexte de la décohérence. Faisons de nouveau l'approximation $\tau \ll t_{cav}$ ($\gamma\tau \ll 1$) qui est donc le complément logique de notre première approximation $D \gg 1$. Elle nous conduit à

$$P_{e,g}^{\text{atome 2}} = \frac{1}{2} \left\{ 1 \mp \left(\mp \frac{1}{2} \right) \exp\left(-\frac{\tau}{t_{coh}}\right) \cos\left(|\alpha|^2 \sin(2\phi)\gamma\tau\right) \right\},$$

où t_{coh} est le temps de relaxation des cohérences $t_{coh} = 2t_{cav}/D^2$ (voir équation (1.43)). Nous en déduisons immédiatement que (pour $\tau \ll t_{cav}$)

$$\eta = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\tau}{t_{coh}}\right) \cos\left(|\alpha|^2 \sin(2\phi)\gamma\tau\right). \quad (1.52)$$

D'une part, nous retrouvons bien pour $\tau = 0$ le résultat obtenu dans le paragraphe précédent en absence de relaxation:

$$\eta(\tau = 0) = \frac{1}{2}.$$

D'autre part, nous vérifions explicitement que les corrélations entre le premier et le deuxième atome disparaissent lorsque l'état du champ est transformé en un pur mélange statistique. Considérons une distance D suffisamment grande pour que l'on puisse choisir un délai τ tel que $t_{coh} \ll \tau \ll t_{cav}$. On obtient immédiatement

$$\eta(\tau \gg t_{coh}) = 0.$$

La grandeur $\eta(\tau)$ est donc bien un "témoin mesurable" du processus de décohérence. En observant la disparition des corrélations entre le premier et le deuxième atome, nous pouvons observer la décohérence. Nous ne sommes plus limités à constater son effet, à savoir l'absence de cohérences, mais la mesure de η pour différentes valeurs de τ revient à voir "œuvrer" la décohérence.

Notre calcul confirme de plus l'argument qualitatif que nous avons donné au début de cette partie pour expliquer le fait que les corrélations entre deux atomes peuvent être sensibles à la cohérence de la superposition. L'information sur l'état dans lequel le premier atome a été détecté est contenue dans les éléments non-diagonaux de la matrice densité du champ. La décohérence n'est autre chose que la disparition de ces éléments de matrice, souvent appelés cohérences, et détruit donc cette information. Le deuxième atome ne peut "savoir" dans quel état a été trouvé le premier et nous n'observons plus de corrélations entre les deux atomes. La figure (1.21) illustre les deux situations avant et après relaxation. Notons que la phase du champ ($\pm\phi$) qui nous permet en principe de connaître l'état du premier atome dans la cavité et conduit à la disparition des franges de Ramsey ne contient pas

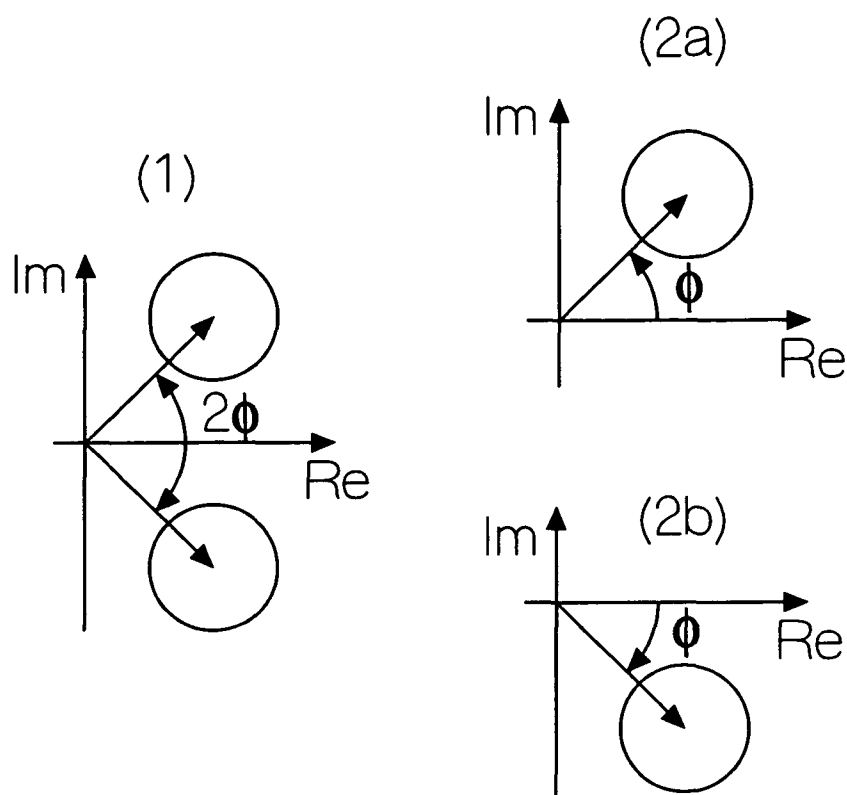


Figure 1.21: (1) Si le délai τ entre les deux atomes est court comparé aux temps de relaxation des cohérences t_{coh} , le deuxième atome rencontre la superposition cohérente de deux champs. (2) Après la destruction des cohérences le deuxième atome rencontre un champ cohérent dont la phase est (a) soit $+\phi$, (b) soit $-\phi$.

d'information sur l'état dans lequel le premier atome a ensuite été détecté. Après le passage dans la cavité la deuxième zone de Ramsey remélange les états atomiques, si bien que seule les cohérences entre les composantes du champ contiennent l'information sur l'état détecté.

Revenons maintenant sur notre hypothèse que le temps de vol à travers l'interféromètre est beaucoup plus court que le temps de décohérence. Nos résultats ci-dessus montrent qu'avec cette hypothèse la probabilité de détecter le deuxième atome dans un de ses états ne dépend que du délai τ entre les atomes. Une fois le deuxième atome sorti de la cavité, les corrélations ne dépendent plus de l'évolution du champ. Nous aurions pu effectuer la trace partielle sur le champ aussi bien avant de considérer l'évolution du

deuxième atome dans R2 et sa détection. Considérons alors le cas opposé: les deux atomes interagissent d'abord tous les deux avec le champ, passent ensuite par R2 et sont détectés, le deuxième atome chaque fois un temps τ après le premier. De nouveau, nous pouvons effectuer la trace partielle sur le champ dès que le deuxième atome est sortie de la cavité, et la linéarité de l'équation de Schrödinger nous garantit que nous obtenons le même résultat pour $P_{a,b}$. La seule différence est un calcul plus lourd, les équations contenant seize et non pas quatre termes. D'un point de vue plus "physique", on peut remarquer que le deuxième atome sonde la cohérence de la superposition que prépare l'interaction entre le premier atome et le champ et que les corrélations entre atomes sont la trace mesurable de cette cohérence. Pour cela il est sans importance si la cohérence "se trouve" dans l'état du système premier atome - champ où est entièrement transférée sur le champ, suite à la détection de l'atome. Dans le premier cas le deuxième atome sonde la cohérence de l'état de superposition

$$|\Psi^{at1+ch}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\phi} |e, \alpha e^{i\phi}\rangle + |g, \alpha e^{-i\phi}\rangle \right)$$

dans le deuxième cas celle de

$$|\Psi^{ch}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\phi} |\alpha e^{i\phi}\rangle \mp |\alpha e^{-i\phi}\rangle.$$

Notre description simplifie donc nos raisonnements sans pour autant impliquer une approximation. Les résultats obtenus sont directement applicable au cas de figure de nos expériences. Soulignons cependant que l'hypothèse d'une interaction quasi-instantanée ($t_{int} \ll t_{coh}$) demeure une approximation importante en vue de notre système expérimental.

1.6 Résumé

Nous avons montré dans ce chapitre qu'un champ cohérent piégé dans une cavité peut jouer le rôle d'un appareil de mesure pour l'état d'un atome qui traverse la cavité. La phase du champ correspond à la position de l'aiguille d'un appareil plus conventionnel et quand l'atome traverse la cavité dans la superposition de deux états, "l'aiguille" qu'est le champ pointe à la fois dans deux directions.

La cohérence d'un tel état de superposition se manifeste dans les corrélations entre deux atomes qui traversent la cavité séparés d'un délai τ .

Un modèle simple de relaxation nous a permis de calculer explicitement la relaxation des cohérences. Elle est d'autant plus rapide que la distance

entre les composantes du champ est grande. Cette décohérence entraîne la disparition des corrélations entre les deux atomes.

Nous avons également montré comment nous pouvons observer expérimentalement la décohérence.

En un premier lieu nous pouvons vérifier que le champ est bien un appareil de mesure pour l'état atomique. En enregistrant les franges de Ramsey pour des valeurs du déphasage ϕ de plus en plus grand, nous devons observer la disparition complète des franges. Cette expérience du type "which path" est également une nouvelle illustration du principe de complémentarité.

Les corrélations entre deux atomes peuvent être observées en mesurant les probabilités conditionnelles de trouver le deuxième atome dans l'état $|e\rangle$, sachant que le premier a été détecté dans $|e\rangle$ ou $|g\rangle$ respectivement. Si le champ est dans un état de superposition cohérente parfaite la différence η entre ces deux probabilités vaut 0,5, elle s'annule pour un mélange purement statistique.

Avant de clore ce chapitre théorique, soulignons encore que nous nous sommes limités dans notre description théorique à des cas particulièrement simples. La théorie que nous avons développée permet d'interpréter les résultats expérimentaux directement en termes des postulats de la mécanique quantique. Elle dégage sans faire appel à des calculs compliqués les points essentiels de cette première mise en évidence de la décohérence quantique. Bien que l'expérience fût conçue dans le but de pouvoir être interprétée par un modèle simple, la description théorique donnée ci-dessous ne peut cependant être satisfaisante de tout point de vue. En décrivant l'expérience, nous préciserons au fur et à mesure les limites des approximations et hypothèses simplificatrices sur lesquelles repose la théorie. Il deviendra alors clair que la réalité expérimentale est beaucoup plus complexe que sa description théorique. Une étude expérimentale approfondie de la décohérence nécessitera une théorie bien plus élaborée que celle contenue dans ce chapitre. L'une et l'autre sont les sujets des travaux actuellement en cours et les résultats obtenus seront présentés dans le mémoire de thèse de Xavier Maître.

Tout en étant conscients des limitations du modèle théorique utilisé ici, nous nous en contenterons pour l'interprétation de ces premiers résultats expérimentaux.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental que nous avons utilisé pour réaliser les expériences dont nous avons décrit le principe dans le chapitre précédent.

Nous la commençons par la présentation des deux acteurs principaux : les atomes de Rydberg circulaires (paragraphe 2.1) et la cavité supraconductrice (paragraphe 2.2) que nous avons déjà mentionnés dans l'introduction. Après avoir décrit leurs propriétés et réalisations expérimentales¹, nous en déduisons les paramètres qui caractérisent leur interaction (paragraphe 2.3). Nous pourrons alors comparer le système réel formé par un atome de Rydberg circulaire et le champ dans une cavité micro-onde à notre modèle théorique et vérifier dans quelle mesure le premier peut être décrit en termes du second.

Les paragraphes suivants sont consacrés à la sélection en vitesse des atomes (paragraphe 2.4), à l'interféromètre atomique (paragraphe 2.5), au système d'acquisition des données (2.6) et enfin au cryostat (2.7) qui permet de maintenir une température en dessous du Kelvin. Finalement nous présentons une vue d'ensemble réaliste du dispositif.

Avant d'entamer cette description, nous présentons comme point de départ un schéma simplifié de l'expérience (figure 2.1) auquel le lecteur pourra se référer en suivant la description des différents éléments pour disposer d'une vue sur leur ensemble. Des atomes sélectionnés en vitesse par un système non-représenté nous permettent de contrôler le temps d'interaction entre champ et atome. Dans la zone de circularisation ils sont transférés dans un état de Rydberg circulaire ; ce processus est contrôlé par ordinateur. Celui-ci balaye également la fréquence du champ injecté dans les zones de Ramsey (R1, R2) où l'atome subit des impulsions $\pi/2$. La cavité ouverte de type Fabry-Pérot est alimentée par une source à fréquence fixe, le couplage entre les deux est

¹y compris la détection des atomes circulaires

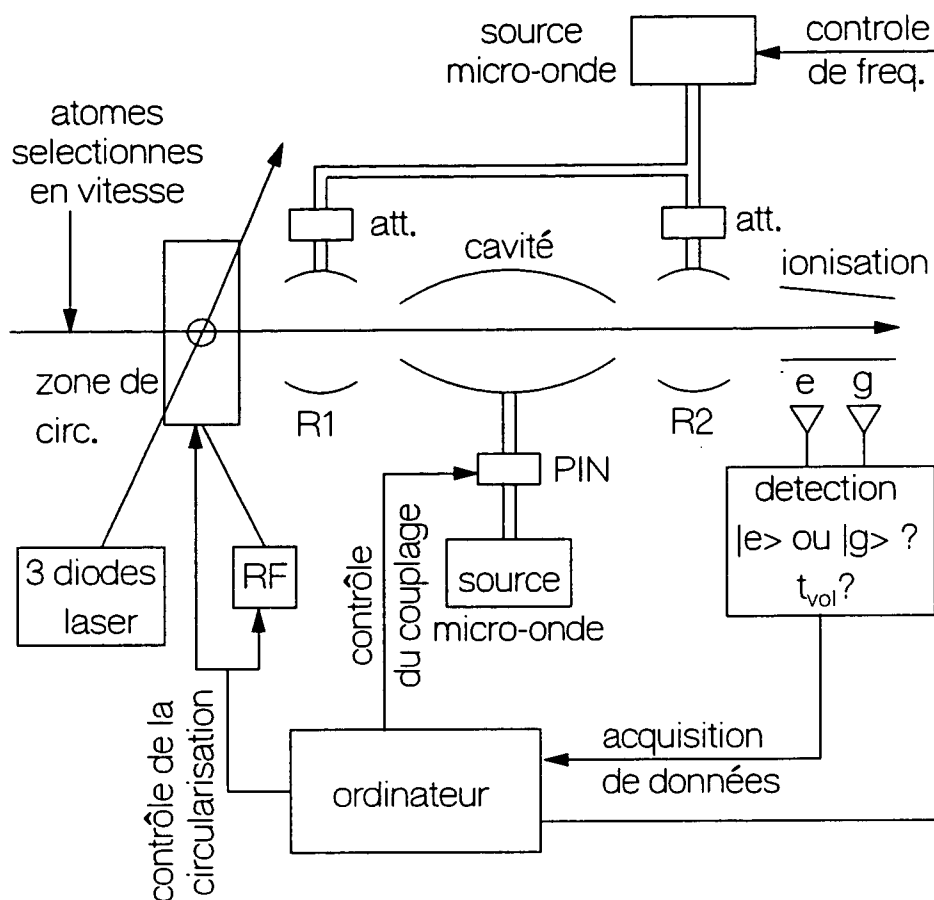


Figure 2.1: Le schéma complet du montage expérimental dont les différents sont décrits en détail dans les paragraphes suivants.

contrôlé par l'ordinateur à l'aide d'une diode PIN. Les atomes sont finalement ionisés et le système de détection fournit à l'ordinateur un signal logique pour chaque atome détecté. Ce dernier enregistre les nombres d'atomes détectés dans $|e\rangle$ et $|g\rangle$ en fonction de la fréquence du champ dans R1 et R2. La zone de circularisation, l'interféromètre, la cavité et le condensateur de détection sont refroidis dans un cryostat à une température de 0,6 K. Cela assure d'une part la supraconductivité des miroirs de la cavité, et rend d'autre part les effets du rayonnement thermique négligeable.

2.1 Les atomes circulaires

Dans cette première partie nous présentons les niveaux de Rydberg circulaires [40, 92, 41, 56, 59] qui sont avec la cavité supraconductrice la base de notre dispositif expérimental. Les atomes circulaires et leurs préparation ayant été décrits de manière très détaillée dans les thèses de Paulo Nussenzveig [56] et d'Abdelhamid Maali [59], nous nous limitons ici aux points essentiels.

En un premier lieu, nous présentons les propriétés les plus importantes de ces états atomiques et décrivons ensuite le principe de leur préparation. Puis nous donnons une brève description du montage expérimental et présentons quelques résultats expérimentaux.

2.1.1 Les propriétés des états de Rydberg circulaires

Dans notre expérience nous utilisons des atomes de ⁸⁵Rubidium. Le Rubidium étant un alcalin avec un seul électron de valence, il présente l'avantage que l'on peut le décrire de façon simple comme un atome hydrogénoïde. Pour les états de moment angulaire élevé ($l > 5$), l'effet de l'interaction entre l'électron de valence et le cœur devient entièrement négligeable [56, p.77-78].

Les atomes de Rubidium possèdent en plus des transitions qui permettent de les exciter dans des états de Rydberg en n'utilisant que des diodes laser.

Ils sont préparés dans un état dit de Rydberg circulaire, de nombre quantique principal n élevé², et de nombres quantiques orbital l et magnétique m maximaux. Plus précisément, les deux niveaux qui interviennent dans nos expériences sont $|n = 51, l = m = 50\rangle$ et $|n = 50, l = m = 49\rangle$.

Les valeurs très élevées des nombres quantiques qui caractérisent un état de Rydberg circulaire, nous indiquent qu'une description purement classique peut nous donner une bonne image qualitative d'un tel état atomique. Commençons donc par une description en termes de la physique classique. Dans l'image classique les niveaux de Rydberg circulaires peuvent être vus comme un électron sur une orbite circulaire autour d'une charge positive (voir la figure (2.2)). Le rayon de l'orbite est donné par [93, p. 145]

$$\langle r \rangle = \frac{1}{2} [3n^2 - l(l+1)] a_0^2 \simeq n^2 a_0^2$$

où a_0 est le rayon de Bohr et où nous avons utilisé que $l = n - 1$. Dans notre cas $n^2 \simeq 2500$, ce qui conduit à un moment dipolaire électrique $d = e\langle r \rangle/2$

²Les habitudes de notation nous conduisent à utiliser le même symbole pour ce nombre et le nombre de photons dans la cavité. Les deux sens étant liés à des contextes très différents, la signification "locale" de n sera cependant toujours sans ambiguïté.

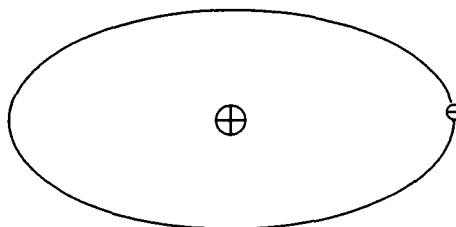


Figure 2.2: Dans l'image classique de l'atome circulaire, l'électron de valence tourne sur une orbite circulaire autour d'une charge unité positive, qui représente le cœur de l'atome.

plus grand de trois ordres de grandeur que les moments dipolaires habituels en physique atomique. A l'échelle atomique un atome de Rydberg est une gigantesque antenne ; son couplage au rayonnement est extrêmement fort.

L'image classique nous permet également de comprendre de façon qualitative la longue durée de vie de ces états atomiques. L'orbite circulaire est en effet celle qui implique une accélération minimale de l'électron de valence et par conséquent un minimum d'énergie rayonnée par cette charge accélérée.

On peut également déduire approximativement la fréquence de transition entre deux états circulaires voisins de l'image classique. Selon l'électrodynamique classique l'électron devrait émettre un rayonnement dont la fréquence est simplement donnée par la période de son mouvement autour du cœur de l'atome. Un simple calcul classique pour un rayon de l'orbite de $2500 a_0$ nous donne l'estimation :

$$\nu_{\text{classique}} \approx \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{\mu(na_0)^3}} \approx \begin{cases} 52,6 \text{ GHz pour } n = 50 \\ 49,6 \text{ GHz pour } n = 51 \end{cases} ,$$

où μ désigne la masse réduite de l'électron et e la charge élémentaire. La fréquence de transition entre les deux états circulaires de nombres quantiques principaux $n = 51$ et $n = 50$ devrait donc être dans le domaine des micro-onde autour de 50 GHz.

Précisons maintenant cette description qualitative en revenant à la théorie quantique. La fréquence de transition s'obtient à partir des niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène [93, p. 133]

$$h\nu_0 = -\frac{1}{2}\mu c^2 \alpha^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right).$$

Dans notre cas $n_1 = 51$ et $n_2 = 50$ et nous trouvons

$$\nu_0 = 51,0990983 \text{ GHz.}$$

À l'approximation dipolaire électrique, la désexcitation d'un niveau circulaire n'est possible que par une transition vers le niveau circulaire immédiatement inférieur. La fréquence de cette transition que nous venons de calculer est beaucoup plus faible que celles des transitions entre les premiers états excités. La durée de vie d'un état circulaire est par conséquent très longue comparée à l'échelle habituelle. Le taux d'émission spontanée vers l'état circulaire inférieur est donnée par [94]

$$\gamma_{e \rightarrow g} = \frac{\omega_0^3 |\vec{d}_{eg}|^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}.$$

Le dipôle de la transition 51 circulaire - 50 circulaire peut être évalué analytiquement [55, p.120] :

$$|\vec{d}_{eg}| = 1256ea_0. \quad (2.1)$$

On en déduit une durée de vie de $t_{at} \approx 30$ ms. À la vitesse de 400 m/s, utilisée dans toutes les expériences décrites dans ce mémoire, les atomes circulaires parcourent donc en moyenne une distance de 12 m avant de se désexciter, tandis que la distance entre zone de préparation et détection n'est que de 20 cm, parcourus en environ 500 μ s. Nous pouvons effectivement négliger la relaxation des niveaux circulaires. Elle conduit à un transfert du niveau 51 circulaire vers le niveau 50 circulaire de $1 - \exp(-0,5/30) \simeq 1,6$ %.

Un atome circulaire est donc fortement couplé au rayonnement et possède une très longue durée de vie. Celle-ci n'est cependant pas suffisante pour assurer la stabilité d'un atome circulaire lorsqu'ils traversent le montage expérimental. L'atome se trouve dans un état de nombre quantique m bien défini et la projection de son moment cinétique orbital sur l'axe de quantification est une constante du mouvement. Tant que cet axe de quantification n'a pas de réalité physique le niveau circulaire est dégénéré avec tous les autres sous niveaux de la multiplicité n , qui ne s'en distinguent que par l'orientation de leur moment cinétique dans l'espace. Cela n'empêche pas que le niveau circulaire est théoriquement un état stationnaire, mais l'environnement réel dans lequel se trouve l'atome contient inévitablement des champs parasites qui mélangent tous ces sous-niveaux. Malgré sa longue durée de vie, un état circulaire n'est stable d'un point de vue expérimental que lorsque un champ directeur, plus fort que tout champ parasite, fixe l'axe de quantification et brise l'isotropie de l'espace. Dans notre cas, le champ directeur est un champ électrique statique, maintenu tout le long du trajet des atomes. Cette instabilité en absence de champ directeur est l'inconvénient majeur des niveaux de Rydberg circulaires. Le champ devant être présent même dans la cavité,

l'utilisation de cavités cylindriques fermées est exclue. Seul une cavité ouverte admet un champ dans son intérieur, mais contrairement à une cavité fermée elle est sujette aux pertes par diffraction. Nous y reviendrons dans le paragraphe 2.2 consacré à la cavité.

En levant la dégénérescence entre les sous-niveaux Stark de la multiplicité n , le champ électrique directeur assure également que nous pouvons décrire les niveaux de Rydberg circulaires comme des systèmes à deux niveaux. En sa présence une seule transition permise à l'approximation dipolaire électrique et reliant le niveau 50 circulaire à la multiplicité $n = 51$ demeure dégénérée avec la transition entre niveaux circulaires. La figure 2.3 montre une partie des multiplicités Stark des deux niveaux $n = 51$ et $n = 50$. La transition entre niveaux circulaires est indiquée en trait plein, la transition "parasite" en tirets. L'effet de cette dernière peut être négligé car l'élément de matrice de cette transition est environ 70 fois plus faible que celui de la transition circulaire-circulaire [92]. Deux états circulaires forment donc à une très bonne approximation un système à deux niveaux, pourvu qu'on les place dans un champ électrique statique.

Sur la figure 2.3 les sous-niveaux des multiplicités Stark sont identifiés par les nombres quantiques magnétique m et parabolique n_1 . En effet, en présence d'un champ électrique statique le moment cinétique n'est plus conservé et l n'est plus un bon nombre quantique. On montre alors que le nombre quantique parabolique n_1 [92] permet de caractériser les états de l'atome grâce à la conservation du vecteur de Lenz.

Notons que les niveaux circulaires ne possèdent pas de dipôle électrique permanent. La transition circulaire - circulaire ne subit par conséquent qu'un effet Stark différentiel quadratique; pour la transition $n = 51$, circulaire \rightarrow $n = 50$, circulaire il est de [41]:

$$\Delta\nu_{\text{Stark}} = -255 \frac{\text{kHz}}{(\text{V/cm})^2}$$

C'est grâce à cette relative insensibilité des états circulaires aux champs électriques statiques combinée à leur grande sensibilité au rayonnement qu'il est possible d'observer le déphasage de la cohérence atomique créé par un seul photon dans la cavité³.

Malgré leur instabilité en absence d'un champ directeur, des atomes de Rydberg circulaires possèdent des propriétés qui en font un outil de choix pour étudier l'interaction entre matière et rayonnement à un niveau très

³Rappelons que nous ne pouvons mesurer la phase du champ directement, et que nous observons l'effet de l'interaction atome - champ en mesurant le déphasage de la fonction d'onde atomique.

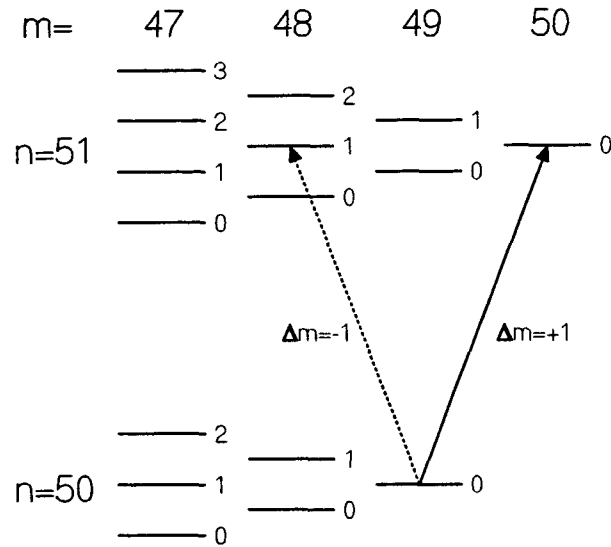


Figure 2.3: La figure montre une partie des multiplicités Stark $n = 51$ et $n = 50$ en présence d'un champ électrique. En trait plein la transition entre niveaux circulaires, en tirets la seule transition dégénérée.

fondamental, dans le cadre de l'électrodynamique quantique en cavité [61, 62, 58, 60, 55, 56, 59]. Nous aurons l'occasion de nous en convaincre davantage dans la suite de ce chapitre.

2.1.2 La préparation des états circulaires

Nous résumons dans ce paragraphe la procédure qui nous permet de transférer un atome de $^{85}\text{Rubidium}$ à partir de son état fondamental dans le niveau circulaire de nombre quantique principal $n = 51$, qui correspond au niveau $|e\rangle$ de la description théorique.

Notre but est donc de préparer les atomes dans l'état $|n = 51, m = l = 50\rangle$ et cela avec une grande pureté. Cette dernière est importante afin d'éviter l'interaction du champ avec des atomes dans des états de plus faible moment angulaire (dits "elliptiques"). Il serait très difficile d'observer les effets recherchés et d'interpréter les résultats expérimentaux si des atomes dans des états différents "participaient" à l'expérience.

Le principe de la procédure de préparation que nous utilisons fut mis en œuvre pour la première fois par Hulet et Kleppner [40] et a été adapté ensuite à des nombres quantiques principaux plus élevés [41]. L'idée de base est de transférer d'abord l'énergie aux atomes, moyennant quelques photons optiques, et ensuite le moment angulaire est apporté par un grand nombre

de photons radiofréquence. La figure (2.4) montre le schéma de la procédure. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure (2.5). Nous décrirons les différents éléments au fur et à mesure que nous suivons les atomes pendant leur “voyage” du fondamental vers le niveau circulaire.

D’abord nous préparons en champ électrique nul l’état $52f$. Pour cela l’atome absorbe trois photons laser dont les longueurs d’onde et polarisation sont

$$\begin{aligned} 5S_{1/2} &\rightarrow 5P_{3/2} : & \lambda = 780,2 \text{ nm}, \sigma ; \\ 5P_{3/2} &\rightarrow 5D_{5/2} : & \lambda = 775,9 \text{ nm}, \sigma ; \\ 5D_{5/2} &\rightarrow 52f : & \lambda = 1.258 \text{ } \mu\text{m}, \pi. \end{aligned}$$

Pour cela les atomes interagissent avec trois faisceaux laser superposés lorsqu’ils se trouvent entre les deux plaques en cuivre, que montre la figure (2.5). Ces dernières forment un condensateur plan et permettent de contrôler le champ électrique statique dans lequel se trouvent les atomes, qui joue un rôle important dans le processus de circularisation. Le diamètre des faisceaux laser est de l’ordre de 1 mm et le champ électrique n’est nul que pendant $2\mu\text{s}$. Ce n’est que pendant ce bref intervalle de temps que les lasers sont résonants avec la transition atomique. Seuls les atomes en interaction avec les laser à ce moment sont circularisés. Nous connaissons donc précisément l’instant auquel les atomes ont été excités par laser. Le temps de vol jusqu’à la détection peut alors être mesuré afin d’en déduire la vitesse des atomes (voir aussi le paragraphe 2.1.3).

Soulignons que nous résolvons la structure hyperfine [95] de la première transition. La figure (2.6) montre les différents sous-niveaux des états $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ ainsi que la transition excitée : $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 4$. Seuls les atomes se trouvant dans le sous-niveau $F = 3$ du fondamental sont préparés dans l’état circulaire. Ceux qui arrivent dans la zone de circularisation dans le sous-niveau $F = 2$ y demeurent et traversent le montage sans interagir avec le champ dans la cavité et sans être détectés.

Les trois transitions atomiques qui interviennent lors de cette première étape de la préparation du niveau circulaire peuvent être excitées à l’aide de diodes lasers. Afin de ne pas interrompre le fil de l’exposé par une partie de nature fort technique, nous avons choisi de présenter ces sources laser ainsi que leur stabilisation dans l’appendice A.

Après l’excitation par lasers, on branche de façon adiabatique le champ électrique qui accompagnera l’atome jusqu’à la détection. Celui-ci est alors transféré de l’état $52f$ vers l’état $|n = 52, m = 2, n_1 = 1\rangle$ (“Stark switching”), comme indiqué sur la figure 2.4. La préparation directe de l’état $|n = 52, m = 2, n_1 = 1\rangle$ par excitation laser en présence d’un champ électrique serait très

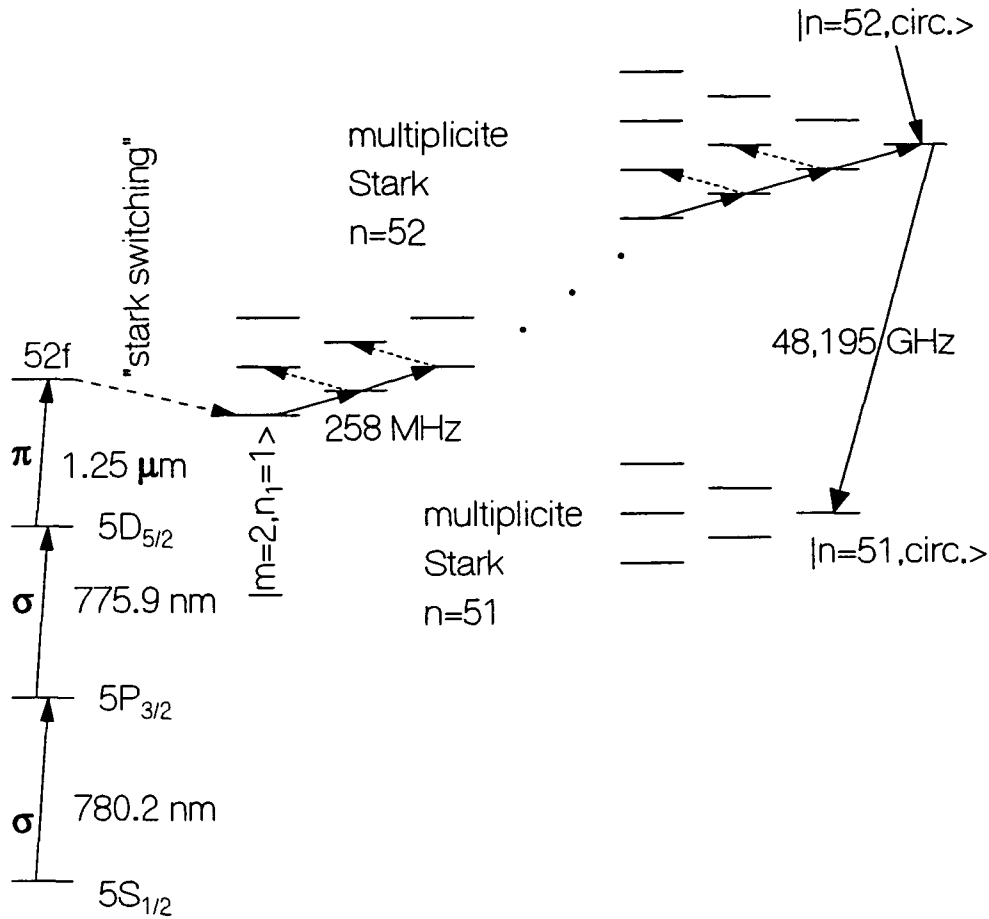


Figure 2.4: La figure montre les différentes étapes de la préparation des atomes circulaires. D'abord le transfert par trois photons laser vers l'état $52f$, ensuite branchement du champ électrique et "Stark switching" vers le niveau $|n = 52, m = 2, n_1 = 1\rangle$. Puis absorption de 49 photons radiofréquence par passage adiabatique. En tirets sont indiquées les transitions radiofréquence de $\Delta m = -1$ qui seraient dégénérées avec les transitions en trait plein en absence du champ magnétique de 18 G. Enfin le transfert vers le niveau 51 circulaire par une transition micro-onde, également en passage adiabatique.

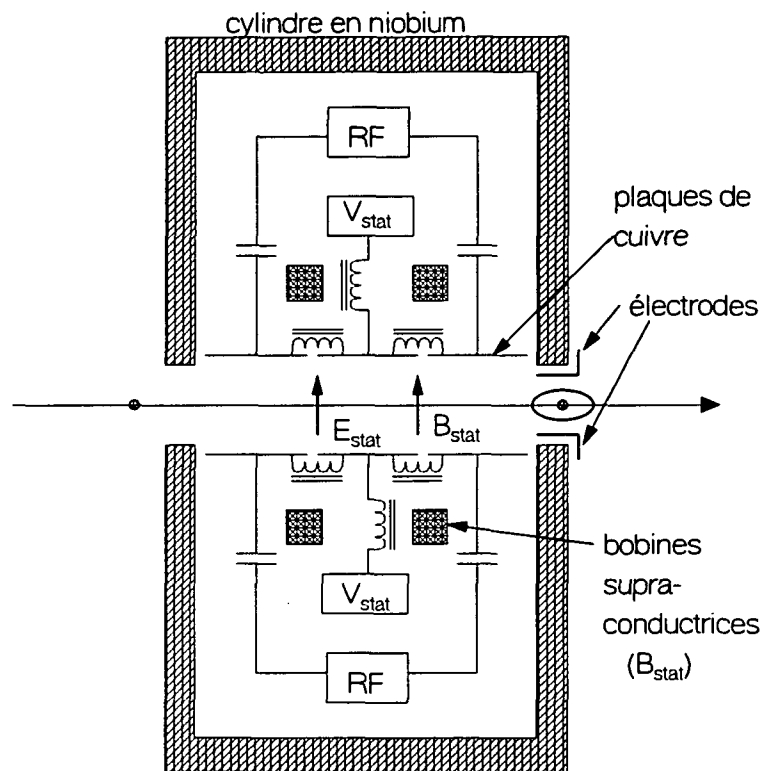


Figure 2.5: Le dispositif expérimental que nous utilisons pour transférer les atomes de l'état fondamental vers le niveau circulaire. Le rôle des différents éléments indiqués sur la figure est expliqué dans le texte.

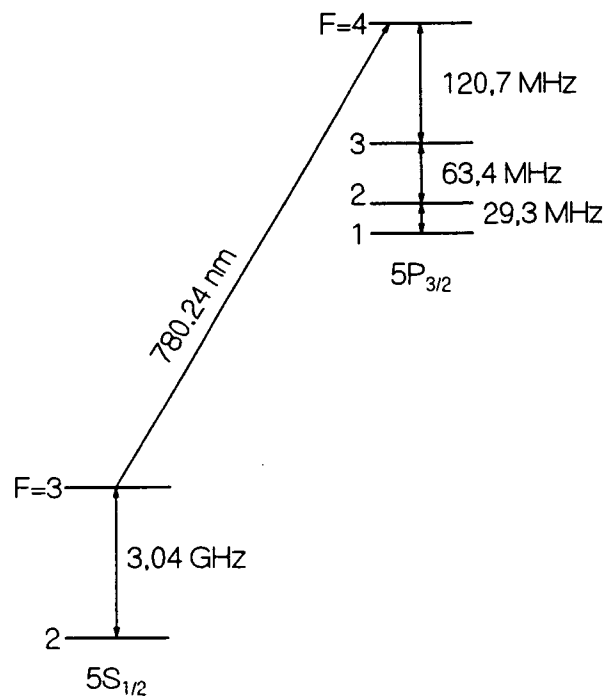


Figure 2.6: La structure hyperfine [95] de la transition $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3$. Le laser est accordé sur la transition $F = 3 \rightarrow F = 4$ et n'interagit par conséquent pas avec les atomes se trouvant dans le sous-niveau $F = 2$ du fondamental.

peu efficace à cause de la faible valeur de l'élément de matrice qui relie cet état à l'état $5D_{5/2}$ [56, p.96].

Il s'agit maintenant de transférer la population du niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ vers le niveau circulaire $|m = 51, n_1 = 0\rangle$ moyennant 49 transitions radiofréquences, indiquées en trait plein sur la figure. Les fréquences de ces transitions sont quasi-dégénérées dans un intervalle d'environ 1 MHz autour de 258 MHz. Elles peuvent être excitées simultanément par une seule source. Un premier obstacle que l'on rencontre est l'existence de transitions dégénérées en fréquence mais de $\Delta m = -1$ qui transfèrent les atomes vers des sous-niveaux de plus faible moment angulaire (indiquée en tirets sur la figure (2.4)). Un champ magnétique statique d'environ 18 Gauss s'est avéré un moyen efficace de lever la dégénérescence et d'exciter de façon sélective les bonnes transitions. Ce champ magnétique est présent en permanence et ne doit en aucun cas se répandre dans tout le montage où il perturberait fortement le fonctionnement de l'interféromètre et l'interaction entre atome et champ. Nous sommes par conséquent obligés d'enfermer la zone de circularisation dans un cylindre supraconducteur en Niobium, comme indiqué sur la figure 2.5. Reste le problème de transférer autant d'atomes que possible dans l'état circulaire. Saturer chacune des transitions n'est clairement pas une solution adaptée, mais un passage adiabatique [40, 41, 92] permet de transférer plus de 70 % des atomes dans le niveau circulaire. Pour expliquer l'idée de base de ce transfert de population, considérons un atome dans le niveau $|m = 2, n_1 = 1\rangle$ (toujours dans la multiplicité $n = 52$) habillé par un champ de radiofréquence contenant un grand nombre N de photons. Initialement la valeur du champ électrique est choisie telle que la fréquence des transitions vers les niveaux circulaires soit supérieure à celle du champ (ν_{RF}). L'état de plus basse énergie est alors l'état habillé $|m = 2, n_1 = 1, N\rangle$. Le champ électrique est alors diminué jusqu'à ce que la fréquence des transitions atomiques soit inférieure à ν_{RF} . L'état habillé de plus basse énergie est alors $|m = 51, n_1 = 0, N - 49\rangle$. A résonance exacte entre le champ radiofréquence et les 49 transitions atomiques le couplage entre les différents niveaux habillés conduit à un anticroisement des 50 niveaux comme le montre la figure (2.7). À condition que la variation du champ électrique soit suffisamment lente l'atome suit adiabatement son état initial et est transféré directement dans le niveau circulaire.

Le champ radiofréquence est produit par un oscillateur VCO. Il est ensuite rayonné par les plaques de cuivre qui servent déjà à appliquer le champ électrique. Elles sont pour cela découpées en trois bandes parallèles entre elles et perpendiculaires au jet atomique. Le champ radiofréquence est ensuite appliqué par couplage capacitif entre les deux bandes extérieures comme le montre le schéma (2.5). On produit ainsi entre les plaques un champ dont

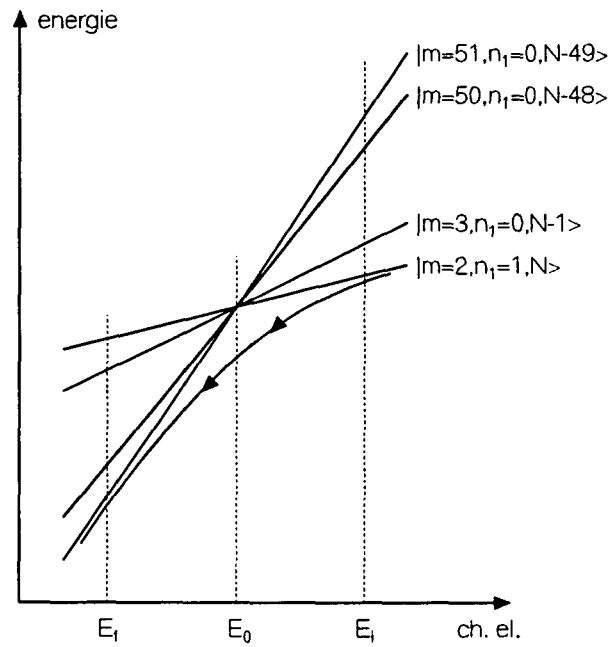


Figure 2.7: Le principe du passage adiabatique vers le niveau 52 circulaire. E_i et E_f sont les valeurs initiale et finale du champ électrique respectivement. Lorsque ce dernier prend la valeur E_0 , les 49 transitions vers le niveau circulaire sont simultanément à résonance avec le champ radiofréquence et les 50 états habillés "s'anticroisent".

la polarisation est approximativement horizontale. Le champ magnétique quant à lui est produit par deux bobines supraconductrices.

Ce passage adiabatique et sa réalisation expérimentale sont décrits d'une manière bien plus détaillée dans les références [41, 56, 59] et nous nous contentons ici du bref résumé ci-dessus.

Malgré la bonne efficacité de cette procédure qui permet de préparer à peu près 100 atomes circulaires par cycle, la pureté de ces derniers est insuffisante. Nous mesurons que la contamination par des niveaux elliptiques est de l'ordre de 10 à 20 %. Un dernier pas est alors nécessaire et c'est pour cela que nous commençons par préparer le niveau 52 circulaire. Nous pouvons maintenant atteindre le niveau 51 circulaire par une transition micro-onde. Les transitions entre états elliptiques subissent un effet Stark différentiel linéaire et en augmentant temporairement le champ électrique dans la zone de circularisation nous rendons leurs fréquences suffisamment différentes de celle de la transition entre niveaux circulaires pour ne transférer que les atomes qui se trouvent dans l'état circulaire vers la multiplicité $n = 51$. Celle-ci n'est par conséquent peuplée qu'avec des atomes circulaires, les atomes elliptiques demeurent dans la multiplicité $n = 52$. Ce transfert de population est de nouveau un passage adiabatique pour lequel on tire profit de la variation spatiale du champ magnétique introduit plus haut pour lever la dégénérescence entre les transition radiofréquence de $\Delta m = +1$ et $\Delta m = -1$. En effet, le champ magnétique doit s'annuler sur les parois du cylindre et nous utilisons sa variation entre le centre et la parois. Elle "balaye" la fréquence de la transition atomique à travers la résonance avec le champ micro-onde de fréquence 48,195 GHz. A résonance les niveaux habillés $|n = 52, circ., N\rangle$ et $|n = 51, circ., N - 1\rangle$ s'anticroisent et la population du premier état est transféré vers le second (N désigne ici le nombre de photons micro-onde). Le champ micro-onde est produit par une source YIG qui est stabilisée en fréquence par un compteur EIP à un quart de la fréquence finale ($\nu_{YIG} = 12,04875$ GHz). Un mélangeur optimisé sur la quatrième harmonique produit ensuite la fréquence de 48,195 GHz. Le champ est ensuite amené dans le montage par un guide d'onde qui débouche dans le cylindre en niobium à mi-hauteur entre les deux plaques de cuivre.⁴

La figure (2.8) montre la séquence temporelle d'un processus de circularisation complet. L'origine des temps est fixée par la courte période ($2\mu s$) d'interaction avec les lasers. Le "paquet" d'atomes préparés dans l'état $52f$ est ensuite transféré vers l'état $|m = 2, n_1 = 1\rangle$, puis "circularisé" et finalement transféré vers le niveau $|n = 51, m = 50, n_1 = 0\rangle$ qui est le niveau $|e\rangle$

⁴De nouveau nous nous limitons à une présentation succincte et prions le lecteur de se référer à la thèse d'A. MAALI pour une description détaillée.

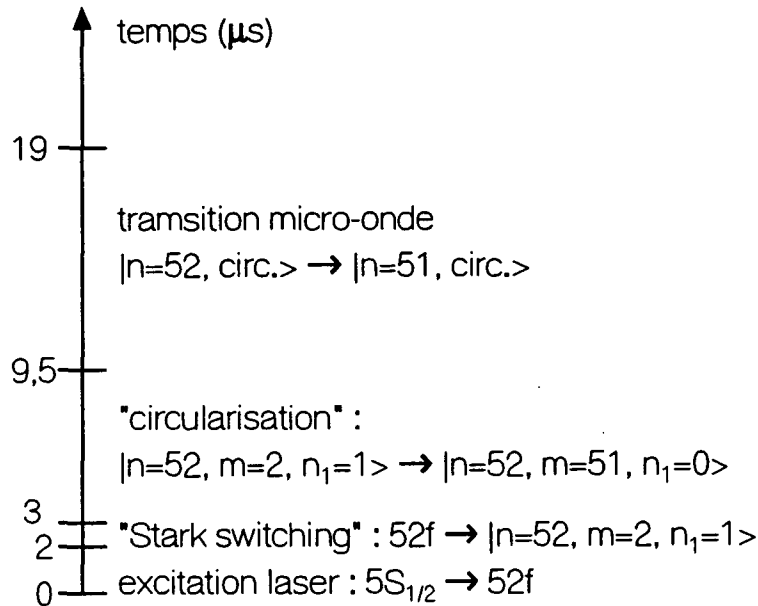


Figure 2.8: La séquence temporelle d'un cycle de préparation d'atomes circulaires. Connaissant précisément l'instant d'interaction avec les lasers nous pouvons ensuite mesurer la vitesse des atomes en mesurant leur temps de vol jusqu'à la détection.

de notre modèle théorique. Le champ électrique dans la zone de circularisation reste ensuite à une valeur élevée pendant $1600 \mu\text{s}$, ce qui laisse le temps aux atomes de traverser l'interféromètre atomique. Ce n'est qu'ensuite que commence le cycle de préparation suivante, qui prépare un prochain paquet d'atomes circulaires. Le nombre d'atomes préparés lors d'un cycle se contrôle facilement à l'aide de la puissance des premiers lasers.

La procédure de circularisation est entièrement contrôlée par un ordinateur. Il commande le champ électrique, le champ radiofréquence et l'injection du champ micro-onde grâce à une diode PIN commandée par un signal logique TTL. La figure (2.9) montre un schéma du système (voir aussi le paragraphe 2.6).

2.1.3 La détection des atomes circulaires

L'information que nous cherchons à obtenir grâce à notre système de détection consiste en les nombres d'atomes détectés dans chacun des deux états $|e\rangle$ (51 circulaire) et $|g\rangle$ (50 circulaire). Notre système de détection repose sur le fait qu'il est facile d'ioniser des atomes de Rydberg dans un champ électrique

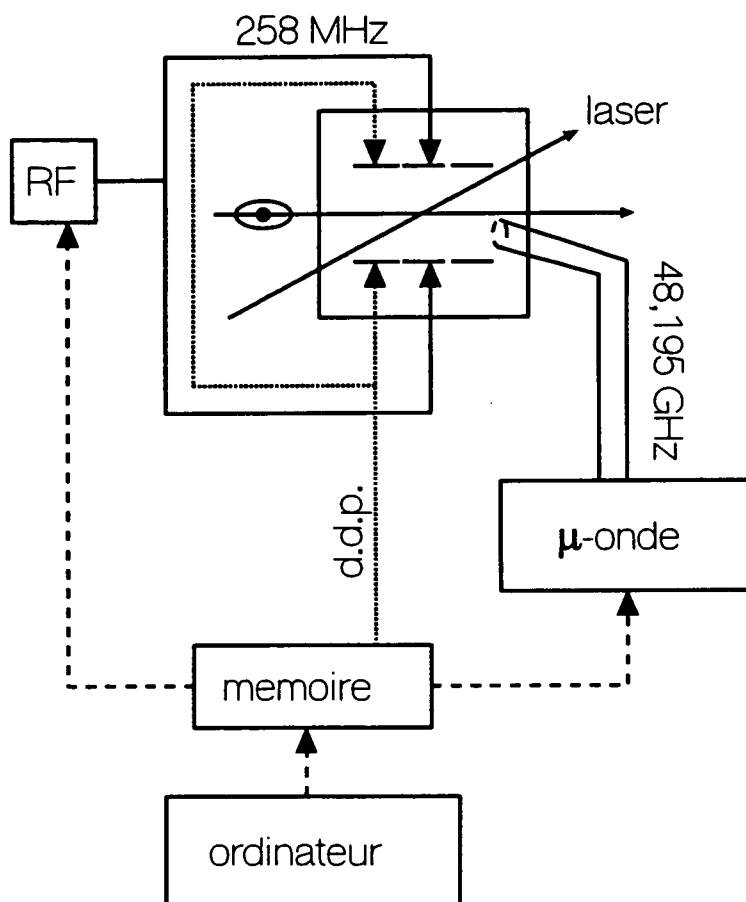


Figure 2.9: L'ordinateur contrôle le champ électrique et le champ radiofréquence à l'aide d'une mémoire auxiliaire. Un signal logique commande via une diode PIN l'injection du champ micro-onde.

statique et qu'il est également simple de distinguer les deux états $|e\rangle$ et $|g\rangle$. L'électron de valence est plus éloigné du cœur et donc plus faiblement lié dans l'état $|e\rangle$ que dans l'état $|g\rangle$ et ce dernier s'ionise par conséquent dans un champ plus élevé. La différence entre les champs d'ionisation des deux états est suffisante pour que quasiment⁵ tous les atomes dans l'état $|e\rangle$ soient ionisés dans un champ que presque⁵ tous les atomes dans $|g\rangle$ traversent sans être détruits. Il suffit alors d'augmenter le champ ionisants le long de la trajectoire atomique de telle sorte que le niveau 51 circulaire soit ionisé en face de l'entrée d'un premier multiplicateur⁶ et le niveau 50 circulaire ensuite en face de l'entrée du deuxième⁶. Chaque atome détecté produit un "click" du détecteur correspondant à son état qui est ensuite transformé en un signal logique, enregistré par l'ordinateur de contrôle.

Le dispositif utilisé pour détecter les atomes circulaires, immédiatement après leur passage dans la deuxième zone de Ramsey, est esquissé sur la figure 2.10. De nouveau nous allons présenter les différents éléments en décrivant le fonctionnement du système.

À la sortie de R2, les atomes entrent donc dans un condensateur formé par deux zones sous forme de toit et une zone intermédiaire plane comme le montre la figure 2.10. Dans la première zone le champ électrique augmente jusqu'à ioniser le niveau 51 circulaire ($|e\rangle$). Ensuite il est maintenu à une valeur plus faible dans la zone intermédiaire afin d'assurer la propagation des atomes dans le niveau 50 circulaire ($|g\rangle$). Ceux-ci sont finalement ionisés lorsque le champ augmente de nouveau dans la troisième zone.

Les tensions appliquées au condensateur d'ionisation sont optimisées sur le signal expérimental (le flux d'atomes circulaires détectés). La valeur optimale correspond à l'ionisation des atomes en face des trous de diamètre 2 mm qui permettent aux électrons de quitter la zone de détection. Les électrons arrivent ensuite dans des lentilles électrostatiques qui les focalisent sur les entrées des multiplicateurs (PHILIPS XP 1600, gain = 10^7 à une tension de 2400 V).

La haute tension alimentant les pont diviseurs des multiplicateurs conduit à une puissance dissipée dans ces derniers d'environ 1 W. La puissance frigorifique à 0,6 K n'étant que de quelques milliwatts, nous ne pouvons installer les multiplicateurs à l'intérieur du cœur du cryostat. Ils sont donc montés en contact thermique avec l'écran à 77 K du cryostat (azote liquide). Pour assurer que les ponts diviseurs sont bien refroidis à cette température, leurs résistances sont collées dans un bloc de cuivre solidement vissé sur l'écran

⁵La distinction entre les deux états lors de la détection n'est pas parfaite comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant (figure 2.14)

⁶Plus précisément, en face de l'entrée de la lentille électrostatique qui focalise les électrons sur l'entrée du multiplicateur, voir plus loin.

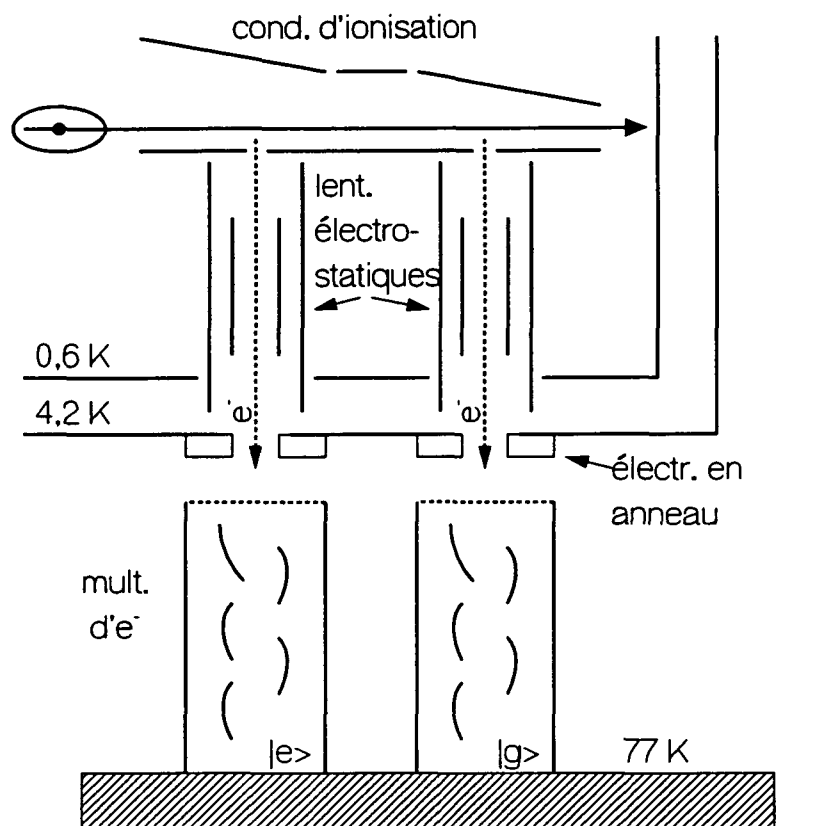


Figure 2.10: Les différents éléments du système de détection que montre cette figure sont décrits dans le texte. Les écrans à 0,6 K, 4,2 K et 77 K sont en réalité des “boîtes” cylindriques qui enferment complètement leur contenu respectif. Pour une description plus détaillée voir le paragraphe 2.7.

thermique. Nous avons vérifié que la température du point le plus éloigné de l'écran est effectivement de 77 K. Tels qu'ils sont installés sur le multiplicateur même par le fabricant, les ponts diviseurs resteraient à une température beaucoup plus élevée et deviendraient une source importante de rayonnement thermique. Chacun des deux multiplicateurs est enfermé dans un boîtier en cuivre afin de limiter au maximum la probabilité qu'un signal sur un des multiplicateurs déclenche également le deuxième. Nous avons vérifié que le fonctionnement d'un multiplicateur ne se manifeste effectivement pas sur l'autre. Lorsque un multiplicateur détecte des électrons et l'autre n'est pas alimenté en haute tension, nous n'observons en effet aucune trace du signal du premier multiplicateur sur le deuxième. La probabilité pour que la détection d'un électron déclenche aussi le deuxième multiplicateur est donc très faible.

Les électrons, obtenus par ionisation, doivent sur leur chemin vers les multiplicateurs traverser les écrans thermique à 0,6 K et 4,2 K. Comme le montre la figure (2.10) les lentilles électrostatiques les conduisent déjà au delà du premier écran et ils sont ensuite guidés par des électrodes en forme d'anneau, fixés sur l'écran à 4,2 K. La grille d'entrée des multiplicateurs est portée à une tension d'environ 440 V. Premièrement, nous accélérons ainsi les électrons jusqu'à une énergie correspondante de 440 eV, pour laquelle l'efficacité quantique des multiplicateurs est maximale. Deuxièmement, ce gradient potentiel améliore la focalisation des électrons sur la fenêtre d'entrée des multiplicateurs.

Les deux ouvertures dans l'écran 4,2 K sont fermées par des grilles métalliques pour une meilleure protection contre le rayonnement thermique.

Les multiplicateurs ont été alignés sur ces trous, et les positions des écrans 77 K et 4,2 K sont déterminées de manière précise par des "pions".

Le signal brut fourni par les multiplicateurs est amplifié par un amplificateur rapide (SL 560 C) et entre ensuite dans un discriminateur (LECROY QUAD discriminator 821). Un comparateur ECL transforme finalement le signal du discriminateur en un signal TTL transmis à l'ordinateur d'acquisition. Il s'agit du même ordinateur qui contrôle également la préparation des atomes circulaires. Il peut donc enregistrer les signaux sur les deux canaux qui correspondent aux états $|e\rangle$ et $|g\rangle$ en fonction du temps qui s'est écoulé depuis l'interaction avec les lasers.

Des mesures préliminaires conduisent à une estimation de l'efficacité de ce système de détection de $35 \pm 5\%$.

Connaissant maintenant la détection, revenons sur la mesure de la vitesse des atomes. Nous connaissons l'endroit et l'instant de l'interaction avec les lasers avec une précision de $\pm 0,5$ mm et de ± 1 μ s respectivement. La petite taille des trous par lesquels les électrons entrent dans les lentilles électrostatique fixe l'endroit de détection également avec une précision de

± 1 mm. Finalement, l'ordinateur enregistre l'instant de détection avec une résolution de $0.1 \mu\text{s}$. Pour des atomes d'une vitesse de 400 m/s l'incertitude sur le temps de vol est par conséquent d'environ $\pm 5 \mu\text{s}$. Cette incertitude est à comparer au temps de vol qui est d'environ $500 \mu\text{s}$ pour cette vitesse, ce qui nous montre que nous mesurons ainsi la vitesse des atomes avec une précision de 1 %. Cette mesure de la vitesse atomique permet d'une part de vérifier le fonctionnement du système de sélection de vitesse que nous décrivons dans le paragraphe 2.4. D'autre part, la mesure du temps de vol des atomes peut être utilisée pour une sélection de vitesse passive, c'est-à-dire que l'on ne tient compte que des événements de détection correspondant à des atomes ayant une certaine vitesse. Une telle sélection passive a servi dans des expériences précédentes [58] et sera également utilisée pour l'observation de la décohérence.

2.1.4 Spectres d'ionisation

Dans ce paragraphe, nous présentons les différents spectres d'ionisation qui nous permettent de vérifier le bon fonctionnement et l'optimisation des différentes étapes de la procédure de circularisation. Ces spectres sont obtenus en utilisant seulement le premier multiplicateur d'électrons et en balayant la tension appliquée au premier condensateur d'ionisation. L'ordinateur de contrôle enregistre alors le nombre d'électrons détectés en fonction de la valeur du champ ionisant. Pour ces mesures les atomes ne sont pas sélectionnés en vitesse et la détection enregistre par conséquent un signal moyenné sur la distribution des vitesses atomiques (voir aussi le paragraphe 2.4).

La figure 2.11 montre le spectre d'ionisation lorsque les atomes n'interagissent qu'avec les trois lasers. Ils sont alors préparés dans l'état $52f$. Le processus d'ionisation de cet état de faible moment angulaire est complexe et n'est pas entièrement compris. Nous observons un pic fin aux faibles valeurs du champ ionisant, caractéristique pour l'état $52f$. La structure extrêmement large aux valeurs plus élevées du champ électrique n'est présente que lorsque les lasers sont à résonance en continu. Le nombre d'atomes préparés dans le niveau $52f$ est alors très élevé et il paraît probable que ce spectre d'ionisation soit en grande partie la conséquence de collisions entre atomes de vitesses différentes. Soulignons que le niveau dans lequel les atomes sont préparés par l'excitation laser a été identifié de manière précise par une étude spectroscopique [56, p.96]. Une fois la procédure de circularisation mise au point, le signal que montre la figure 2.11 est cependant très utile pour l'optimisation des différents réglages.

En transférant les atomes vers l'état 52 circulaire à l'aide du champ radiofréquence, on obtient le spectre que montre la figure 2.12. Pour une valeur

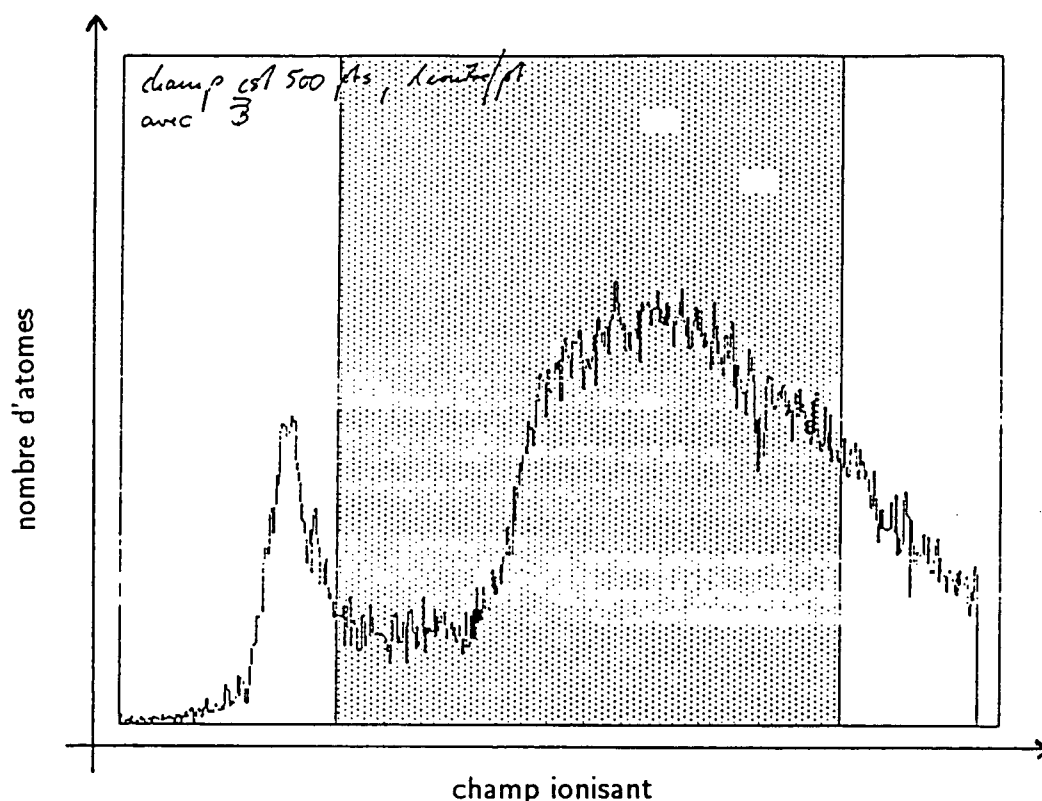


Figure 2.11: La courbe donne le nombre d'atomes détectés en fonction du champ ionisant lorsque l'on prépare le niveau $52f$. La structure très large peut probablement être attribuée aux collisions entre atomes.

de 125 V/cm du champ ionisant, on observe un pic important qui correspond aux atomes préparés dans l'état 52 circulaire. Aux faibles valeurs du champ, il persiste un petit pic dû aux atomes restés dans le niveau $52f$. En comparant ces deux pics, il faut tenir compte de la durée de vie du niveau de faible moment angulaire qui est bien plus courte que celle du niveau circulaire. On peut alors estimer qu'environ 70% des atomes initialement préparés dans l'état $52f$ sont transférés dans l'état circulaire. On constate que l'état $52f$ est ionisé dans un champ plus faible que les états circulaires, ce qui peut encore être attribué au moment dipolaire électrique permanent de ce niveau.

Le spectre présenté sur la figure 2.13 est obtenu en appliquant le champ micro-onde qui transfère les atomes vers le niveau 51 circulaire. L'état 50 circulaire peut finalement être peuplé en accordant la cavité supraconductrice sur la transition atomique. Les atomes effectuent alors une oscillation de

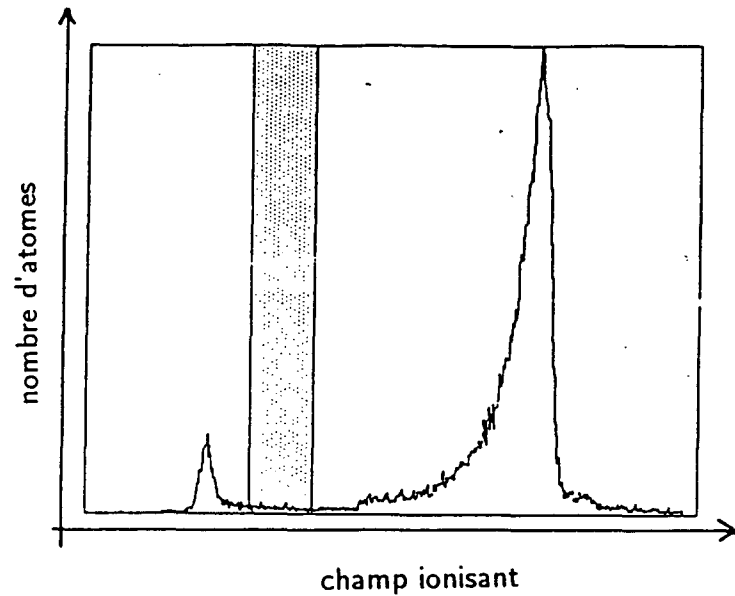


Figure 2.12: Le spectre d'ionisation quand on applique le champ radiofréquence afin de préparer le niveau 52 circulaire. Environ 70 % des atomes sont transférés de l'état 52*f* vers le niveau circulaire. Le balayage du champ ionisant est ici plus large pour que les pics dus aux états 52*f* et 52 circulaire soit visibles en même temps. La structure large du signal d'ionisation du niveau 52*f* a disparu comme les lasers ne sont résonants que pendant un temps très court. Nous créons un flux d'atomes de Rydberg bien plus faible que celui qui conduit au signal d'ionisation de la figure 2.11.

Rabi dans le champ maser créé dans la cavité (voir la section 3.1.4 pour une description de cet effet). Dans ce cas, on obtient finalement le spectre 2.14. Les atomes dans les niveaux 51 circulaire et 50 circulaire sont ionisés dans des champs de 136 V/cm et 148 V/cm respectivement (en bon accord avec les valeurs prédites théoriquement [96]). Ces deux derniers spectres ont été enregistrés en balayant la tension d'ionisation de manière plus locale, afin de mieux résoudre les pics des atomes circulaires. Le pic du niveau $52f$ n'est par conséquent plus visible.

Remarquons en particulier la forme asymétrique des pics d'ionisation qui sont élargis vers les faibles valeurs du champ ionisants. Il est donc possible qu'un atome dans l'état 50 circulaire soit détecté comme étant dans le niveau 51 circulaire. La probabilité d'enregistrer ainsi un atome dans l'état $|g\rangle$ dans le canal " $|e\rangle$ " peut être estimé à 10 %. En revanche, nous pouvons négliger la probabilité pour qu'un atome dans l'état $|e\rangle$ soit détecté dans le canal " $|g\rangle$ ". Notons également que le taux de transfert $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ n'est pas rigoureusement nul, même si le mode de la cavité est très désaccordé de la transition atomique. Il persiste un taux de transfert résiduel de 4 % que l'on peut attribuer à la présence d'un champ thermique en dehors de la cavité. La durée de vie des niveaux circulaires dans le vide de rayonnement ($t_{at} \approx 30$ ms) expliquerait, compte tenu du temps de vol d'environ $500\mu\text{s}$, de trouver environ 1,6 % des atomes dans l'état $|g\rangle$ lorsqu'ils arrivent à la détection. Le nombre moyen de photons thermiques n_{th} dans la cavité a été mesuré et nous l'avons trouvé inférieur à 0,06. Bien que la prédiction théorique soit de $n_{th} \approx 0,02$, ce champ thermique ne peut être responsable du taux de transfert résiduel. Nous arrivons par conséquent à la conclusion qu'un champ thermique plus important doit être présent sur la partie du trajet des atomes en dehors de la cavité supraconductrice. Ce champ peut induire l'émission d'un photon par l'atome et conduit ainsi au taux de transfert résiduel plus élevé qu'attendu.

La pureté des atomes circulaires préparés dans le niveau 51 circulaire peut être vérifiée en excitant la transition 51 circulaire \rightarrow 50 circulaire entre la zone de préparation et la première zone de Ramsey. Le champ électrique qui assure la stabilité des niveaux circulaires permet de distinguer la transition ci-dessus de celle entre les niveaux elliptiques les plus proches (voir figure 2.15) qui ont la plus grande probabilité d'être peuplés au cours du processus de circularisation. Contrairement à la transition circulaire - circulaire, les transitions entre les niveaux $|n = 51, m = 49\rangle$ et $|n = 50, m = 48\rangle$ subissent un effet Stark différentiel linéaire, ce qui nous permet de résoudre les transitions à l'aide d'un champ électrique suffisamment fort. Nous appliquons alors une impulsion micro-onde au moment où les atomes viennent de sortir du cylindre en niobium et se trouvent dans un champ électrique de 0,5 V/cm. La

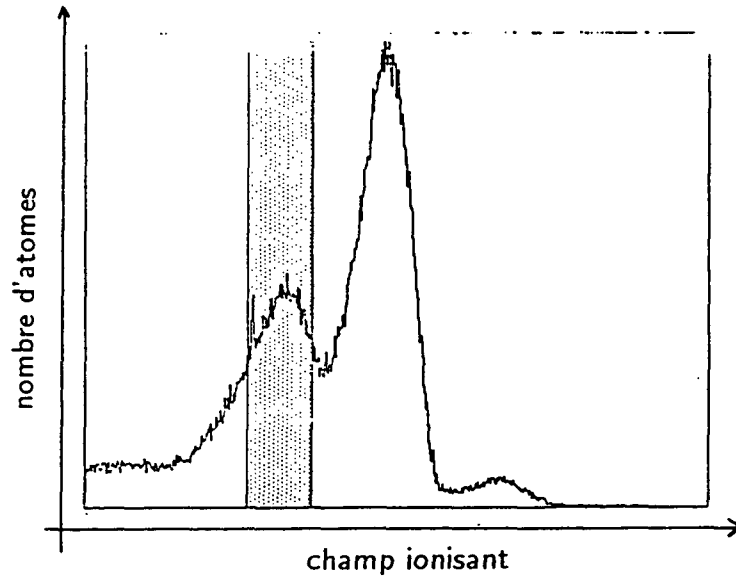


Figure 2.13: Le spectre d'ionisation lorsque l'on prépare l'état 51 circulaire en appliquant le champ micro-onde qui induit la transition $|52, \text{circ.}\rangle \rightarrow |51, \text{circ.}\rangle$. Seuls les deux tiers environ des atomes préparés dans l'état 52 circulaire sont transférés vers le niveau 51 circulaire. A droite du pic correspondant au niveau 51 circulaire on peut remarquer un très faible pic produit par des atomes dont la transition vers le niveau 50 circulaire a été induite par la présence de photons thermiques d'une fréquence de 51 GHz et l'émission spontanée. Noter que le balayage du champ ionisant n'est plus assez large pour pouvoir détecter les atomes dans l'état 52*f*.

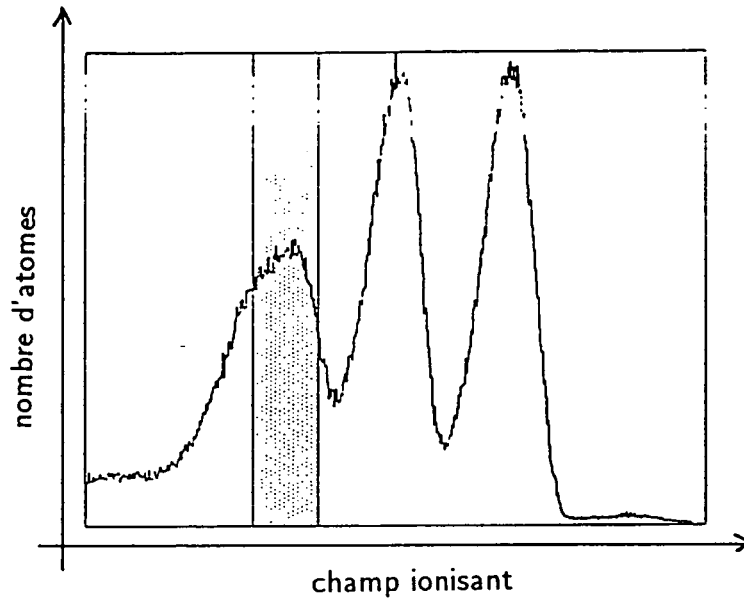


Figure 2.14: En accordant la cavité sur la transition $|e\rangle = |51 \text{ circulaire}\rangle \rightarrow |g\rangle = |50 \text{ circulaire}\rangle$ on induit le transfert d'atomes vers le niveau inférieur. Le spectre d'ionisation montre alors (de nouveau en balayage "local") trois pics d'atomes circulaires. À gauche persiste le pic du niveau 52 circulaire qui n'est pas entièrement "vidé" (voir légende de la figure (2.13)), et ensuite les pics des niveaux 51 et 50 circulaires.

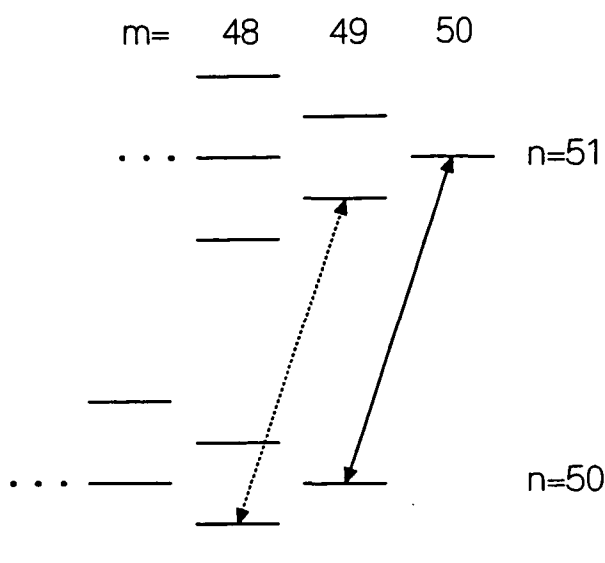


Figure 2.15: La transition entre deux niveaux circulaires et les transitions entre niveaux “elliptiques” voisins. La dégénérescence entre la première et les dernières est levée grâce à l’effet Stark linéaire des transition entre niveaux elliptiques. La transition circulaire - circulaire ne subit qu’un effet Stark différentiel quadratique.

transition entre niveaux circulaires est alors déplacée de ≈ 64 kHz, tandis que celle entre les niveaux non-circulaires l’est de ≈ 1 MHz [59]. La transition entre niveaux elliptiques étant à peine détectable, nous estimons la pureté des atomes circulaires ($n = 51$) à 98 %.

Nous n’avons pas tenté d’obtenir un flux maximal d’atomes circulaires sachant que les expériences envisagées nous contraignent à un flux de l’ordre d’un atome par cycle de préparation, afin d’éviter que plusieurs atomes n’interagissent à la fois avec le champ dans la cavité. Dans la configuration actuelle nous pouvons préparer entre 20 et 30 atomes circulaires par séquence de circularisation avec un temps d’excitation laser de $2 \mu\text{s}$.

Remarquons donc seulement qu’une très forte atténuation des lasers excitant les transitions $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ et $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ est nécessaire pour obtenir un flux aussi faible.

2.2 La cavité

Comme nous l’avons déjà remarqué plus haut en décrivant les niveaux circulaires, le choix d’une cavité ouverte de type Fabry - Pérot est conditionné

par la nécessité de maintenir un champ électrique tout le long du trajet des atomes circulaires. Seul une cavité ouverte le permet et cela a conduit l'équipe à consacrer un effort très important à leur développement [59].

Contrairement aux cavités cylindriques fermées, utilisées également dans le domaine de l'électrodynamique quantique en cavité, par exemple dans les expériences sur le micro-maser [63, 66, 64, 65, 97], et qui ont déjà permis d'atteindre des facteurs de qualité de $3 \cdot 10^{10}$ [97], une cavité ouverte est sujette aux pertes par diffraction. Tout d'abord, la taille finie des miroirs entraîne inévitablement qu'une faible partie du mode gaussien se trouve "en dehors" de la cavité. Ensuite se sont les imperfections de la surface des miroirs qui peuvent diffracter le champ dans un mode non-soutenu par la cavité. Ces imperfections proviennent d'une part de la rugosité résiduelle de la surface. D'autre part, les trous de couplage, nécessaires pour injecter un champ et mesurer la fréquence de la cavité, provoquent également des pertes par diffraction. Finalement, la forme sphérique des miroirs n'est pas celle qui réalise le mieux le confinement du champ dans un mode gaussien. Ceci n'est le cas que dans la mesure où l'approximation paraxiale est applicable. Lorsque l'on cherche à obtenir des facteurs de qualités de l'ordre de 10^9 , on doit cependant tenir compte du fait qu'une longueur d'onde de l'ordre de 6 mm n'est pas négligeable comparée au "waist" du mode qui est d'environ 6 mm.

Dans le cas de notre cavité, on peut estimer que ce sont les pertes par diffraction qui limitent le facteur de qualité de la cavité [59]. Les pertes dues à la résistivité résiduelle du niobium à une fréquence de 51 GHz limitent le facteur de qualité que l'on peut espérer atteindre à environ 10^{10} [59], ce qui serait plus que largement suffisant, même en vue de futures expériences.

Les cavités ouvertes présentent néanmoins aussi des avantages comparées à leurs concurrentes fermées. Comme nous l'avons vu dans la section (1.1.4), la forme (approximativement) gaussienne du mode, entraîne un branchement adiabatique du couplage atome - champ. L'interaction entre atome et champ demeure non-résonante, même pour des nombres de photons relativement élevés, faute de quoi les expériences qui sont le sujet de ce mémoire n'aurait pas été réalisables. Il n'en va pas de même pour une cavité cylindrique dont la forme du mode est sinusoïdale (voir figures (1.6) et (1.8)). Mentionnons aussi la possibilité de contrôler l'interaction atome - champ à l'aide du champ électrique dans la cavité. En changeant la différence de potentiel appliquée aux miroirs, on peut accorder ou désaccorder atome et champ pendant que les atomes traversent la cavité. Cette technique n'est pas utilisée dans les expériences présentées ici, mais fut précieuse pour l'observation de l'oscillation de Rabi quantique [59, 60].

Après ces remarques de nature plus générales, venons maintenant à la

description de la cavité que nous avons utilisée.

2.2.1 Préparation et montage

La cavité est donc constituée de deux miroirs usinés en niobium très pur dont la température critique est de $T_C = 9,2$ K. Après usinage les miroirs sont polis mécaniquement, ce qui améliore l'état de surface mais détruit les cristaux qu'elle contient. Ceci nuit à la qualité supraconductrice du niobium et nécessite d'enlever la couche de surface dans un bain d'acide. La procédure est décrite en détail dans la thèse de A. MAALI. Immédiatement avant le montage dans le cryostat, la cavité est nettoyée dans un bain à ultrasons, d'abord dans de l'eau chaude contenant un détergeant (RBS), et ensuite dans de l'eau ultrapure. Les miroirs sont enfin séchés sous un flux d'argon dépoussiéré et montés dans le cryostat qui se trouve pour cela installé devant une hotte à flux laminaire. Une difficulté importante est d'assurer l'absence de toute poussière métallique, aussi fine qu'elle soit, dans le dernier stade du montage. Le cœur de l'expérience étant quasi-exclusivement usiné en cuivre, les très nombreuses vis à enlever et à remettre en produisent inévitablement. Notons que le facteur de qualité de la cavité est également dégradé par l'absorption d'hydrogène dans la couche de surface des miroirs [98, 99, 59] essentiellement pendant le traitement chimique. Cet hydrogène peut être enlevé par recuit dans un four à ultravide, mais il semble néanmoins qu'une lente dégradation du facteur de qualité ne peut être évitée.

Le montage des miroirs est présenté sur la figure (2.16), qui montre de même les moyens d'accord que nous décrivons un peu plus loin dans ce paragraphe.

Les deux miroirs sont sphériques de diamètre 50 mm et de rayon de courbure 40 mm. Ils se font face à une distance de 27,5 mm et l'axe de symétrie de la cavité est orthogonal au jet atomique. Le mode TEM_{900} est alors à résonance avec la transition atomique, au désaccord δ près ; sa fréquence est donc très proche de 51,099 GHz. Le "waist" du mode est de $w = 5,96$ mm et son volume effectif (voir équation (1.2)) est de $0,77$ cm³ [56, p. 114-117]. Ce que nous venons juste d'appeler *le* mode, correspond en réalité bien sûr à deux modes de polarisations orthogonales. Pour une cavités de parfaite symétrie cylindrique, ces modes seraient dégénérés en fréquence, mais dans le cas d'une cavité réelle, leurs fréquences sont au moins légèrement différentes. Notre but étant l'interaction de l'atome avec un seul mode du champ électromagnétique, nous levons cette dégénérescence davantage en déformant un des miroirs légèrement. Pour cela nous plaçons une feuille de "MYLAR" d'une épaisseur de 50 μ m et d'une largeur d'environ 8 mm entre le miroir du bas et le couvercle sur lequel il est fixé. Nous obtenons ainsi une

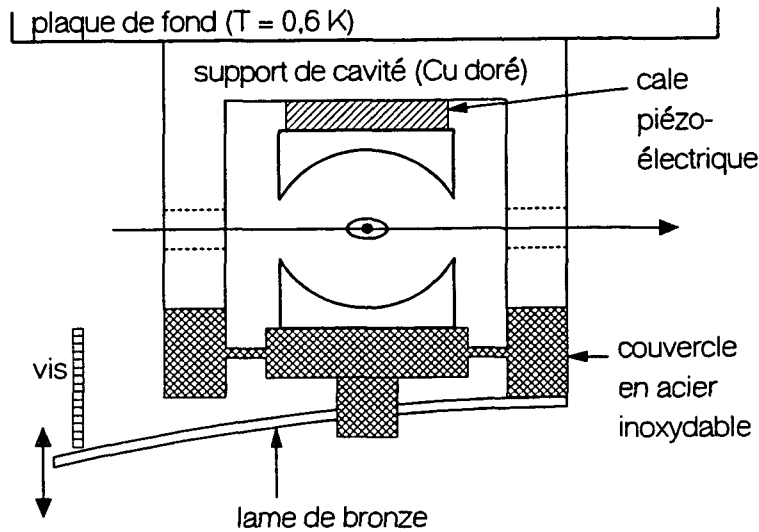


Figure 2.16: La cavité est contenue dans un cylindre en cuivre doré. Le miroir du haut peut être déplacé à l'aide de deux cales piézoélectriques, tandis que le miroir du bas est fixé sur le couvercle du cylindre, usiné en acier inoxydable et déformable pour un accord mécanique.

levée de la dégénérescence des deux modes de 74 kHz.

Au centre des deux miroirs se trouvent les trous de couplage qui nous permettent d'injecter un champ dans la cavité et de mesurer sa fréquence. La figure (2.17) montre leur géométrie. Pour limiter les pertes par diffraction causées par ces trous leur diamètre est très faible, de 0,2 mm environ. Un couplage suffisant pour la mesure de la transmission est assuré par une épaisseur très faible des trous ($\approx 0,2 \text{ mm}$), à travers lesquels le champ n'est transmis que par effet tunnel. Soulignons que les pertes de la cavité dues à la transmission des trous de couplage sont bien inférieures à celle dues à la diffraction causée par les trous en tant qu'imperfection de surface.

Un anneau de cuivre, fermant autant que possible la cavité (figure 2.18), contribue de façon importante au facteur de qualité de notre cavité. Cet anneau limite considérablement les pertes par diffraction, à condition que ses cotes soient finement ajustées. Le diamètre de l'anneau s'est avéré être un paramètre critique et l'interstice entre la partie centrale de l'anneau et les deux miroirs doit être minimal. Dans le montage actuel il n'est que d'un dixième de millimètre, ce qui nécessite quelques précautions au moment du montage pour éviter un contact électrique entre les deux miroirs. Les quatre parties de l'anneau (voir la figure (2.18)) sont isolées électriquement et servent également comme électrodes afin de créer un champ directeur

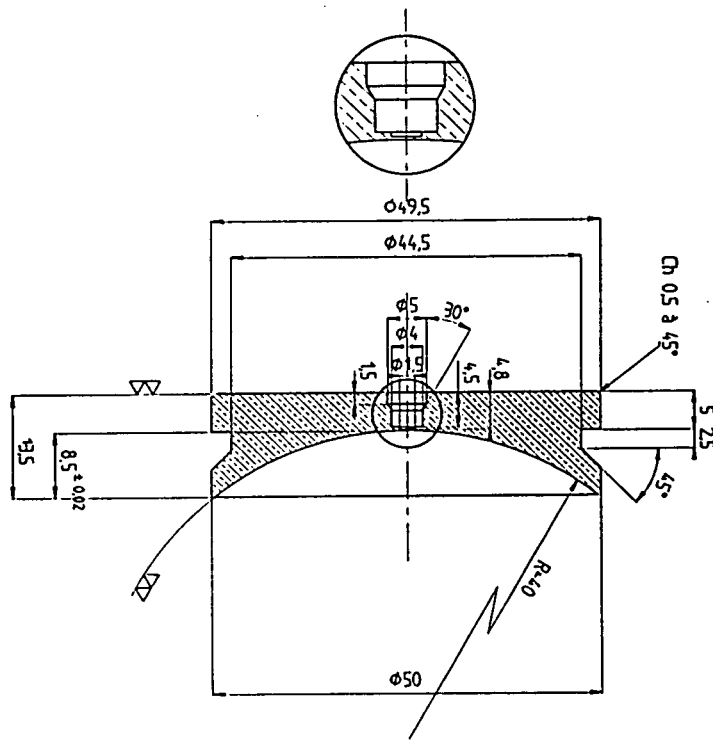


Figure 2.17: Afin d'injecter un champ dans la cavité et d'observer sa transmission, les miroirs possèdent des trous de couplage au centre.

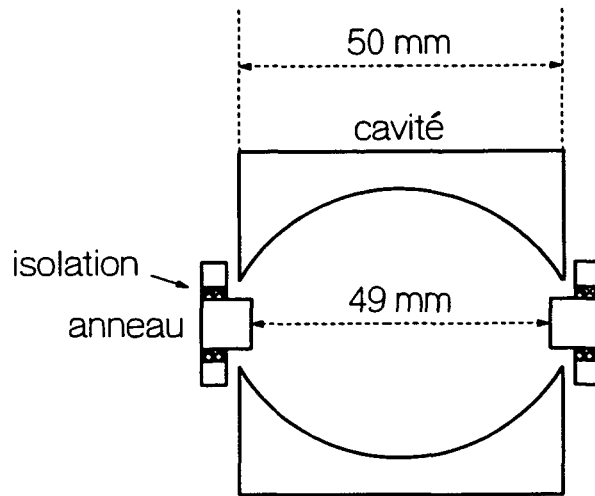


Figure 2.18: Une coupe, orthogonale au jet atomique, de la cavité et de l'anneau qui minimise les pertes par diffraction. En réalité, l'interstice entre les miroirs de la cavité et la partie centrale de l'anneau est de 0,1 mm.

homogène, notamment à l'entrée et à la sortie de la cavité.

L'accord de la cavité sur la transition atomique est finalement effectué en deux étapes. Le couvercle qui ferme le cylindre contenant la cavité et portant un des deux miroirs peut être déformé mécaniquement. Pour cela, une vis micrométrique peut être tournée à partir de l'extérieur du cryostat. Son mouvement est ensuite démultiplié et transmis au couvercle par une lame de bronze (voir figure (2.16)). Nous obtenons ainsi une gamme d'accord d'environ ± 20 MHz avec une précision de 10 kHz. Un accord fin est ensuite possible à l'aide des cales piézoélectriques qui se trouvent entre le miroir du haut et son support. La gamme de cet accord est d'environ 700 kHz pour une tension appliquée aux cales piézoélectrique qui varie entre 0 V et 3500 V. Les cales piézoélectriques permettent un contrôle de la fréquence à l'échelle du kilohertz. Contrairement à l'accord mécanique, l'accord fin peut être changé au cours de l'expérience, ce qui est indispensable pour répéter une mesure pour différentes valeurs du désaccord entre atome et champ. La chaleur dissipée lors de l'accord mécanique, suite au mouvement de la vis et de la déformation de la lame et du couvercle, excède la capacité frigorifique de notre cryostat. Le cœur du montage se réchauffe alors légèrement et nous devons attendre son retour à une température de 0,6 K.

Il est clair que même la gamme d'accord mécanique est faible et nécessite un préaccord précis avant l'installation de la cavité dans le cryostat. Ce préaccord étant décrit dans la thèse de P. NUSSENZVEIG, nous ne revenons

pas dessus ici.

Pour finir cette description du montage de la cavité, notons encore que le miroir du haut (derrière lequel se trouvent les cales piézoélectriques) est connecté à la masse du cryostat. Il fixe par conséquent le zéro du potentiel électrique dans l'expérience.

2.2.2 Mesures et résultats

Pour mesurer la fréquence et le facteur de qualité de la cavité, nous utilisons un analyseur vectoriel ABmm (Paris), développé par P. GOY et M. GROSS. Le principe de fonctionnement de ce système très performant est exposé dans les références [56, 59]. Dans ce mémoire, l'appendice B présente une description détaillée d'une nouvelle stabilisation micro-onde, qui permet de fixer une fréquence proche de 51,099 GHz avec une précision meilleure que 1 Hz. Nous y résumons de même brièvement le fonctionnement de notre système micro-onde. A présent, nous nous contentons donc de remarquer, que le système micro-onde dont nous disposons possède une dynamique de 120 dB à 51 GHz et que sa stabilité peut être (en fonction du système de stabilisation utilisé) de 10 mHz.

Une première méthode pour mesurer la fréquence et le facteur de qualité est alors de balayer la fréquence du champ injecté dans la cavité en enregistrant l'intensité et la phase du champ transmis. On obtient une courbe de résonance lorentzienne, dont le fit numérique donne immédiatement aussi bien la fréquence que le facteur de qualité de la cavité. La définition de ce dernier est

$$Q = \omega \frac{\mathcal{E}}{-\dot{\mathcal{E}}},$$

où ω et \mathcal{E} dénotent comme dans le chapitre premier la fréquence de la cavité et l'énergie qu'elle contient. On en déduit immédiatement que le temps de relaxation de la cavité t_{cav} et son facteur de qualité sont reliés par

$$t_{cav} = \frac{Q}{\omega}$$

La courbe de résonance peut s'écrire sous la forme [100]

$$I(\omega') \propto \frac{1}{(\omega' - \omega)^2 + (\omega/2Q)^2},$$

I désigne l'intensité transmise, $\omega'/2\pi$ est la fréquence de la source. Finalement, la relation entre le facteur de qualité Q et la largeur totale à mi-hauteur $\Delta\omega$ de la courbe de résonance est

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega}.$$

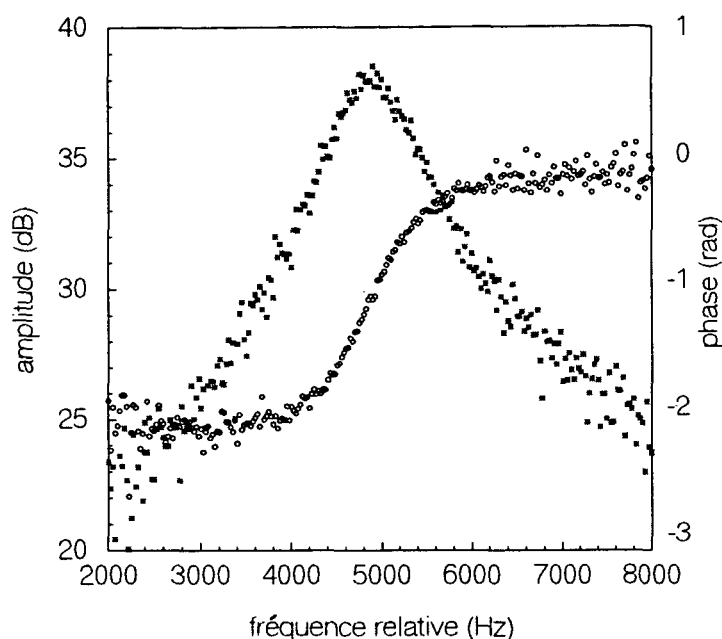


Figure 2.19: L'amplitude (\star) et la phase (\circ) du champ transmis par la cavité enregistrées en fonction de la fréquence de la source. Un fit numérique de ces données nous donne $\omega/2\pi = 51,09838484$ GHz et $Q = 4,7 \cdot 10^7$.

La figure (2.19) montre une telle courbe de résonance, la fréquence est de $\omega/2\pi = 51,09838484$ GHz et le facteur de qualité est $Q = 4,7 \cdot 10^7$. On en déduit un temps de relaxation de la cavité de $t_{cav} \simeq 146 \mu\text{s}$.

Pour confirmer le résultat de cette mesure, nous avons enregistré la décroissance temporelle de l'énergie dans la cavité. Pour cette mesure, la liaison entre la source micro-onde et la cavité est coupée périodiquement à l'aide d'une diode PIN. On enregistre ensuite le signal de transmission en fonction du temps depuis la coupure de la source qui reflète directement la décroissance de l'énergie dans la cavité. En pratique, la diode PIN est commandée par un signal logique périodique, dont la période est plus longue que le temps de relaxation de la cavité. A l'aide d'un oscilloscope numérique, on moyenne sur un très grand nombre de mesures. Le temps de relaxation de la cavité se déduit de cette mesure en utilisant la relation

$$t_{cav} = 10 \log_{10}(e) \times \frac{\Delta t}{|\Delta I|[\text{dB}]}$$

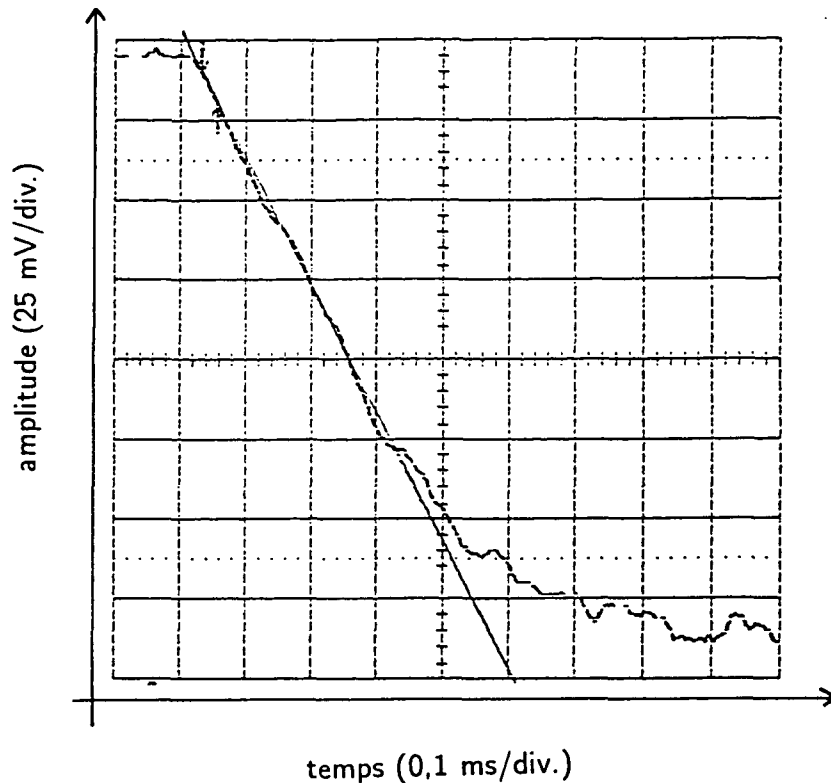


Figure 2.20: La décroissance du signal transmis par la cavité après coupure de la source micro-onde.

où ΔI est la variation de l'intensité transmise pendant l'intervalle de temps Δt . Nous avons obtenu le résultat $t_{cav} = 161 \pm 6 \mu s$. La figure 2.20 présente une courbe de décroissance exponentielle enregistrée à l'aide d'un analyseur de spectre et d'un oscilloscope numérique. Le résultat ci-dessus s'en déduit en tenant compte du temps de réponse et de la bande passante de l'analyseur de spectre, et en recalibrant les échelles verticale et horizontale.

La différence entre les résultats des deux mesures peut être expliquée en tenant compte des vibrations provoquées essentiellement par les différentes pompes à vide. Ces vibrations déplacent la fréquence de la cavité aléatoirement, tandis que celle de la source micro-onde reste fixe. En balayant la source, la résonance de la cavité apparaît élargie. Les vibrations n'affectent cependant pas la durée de vie des photons piégés dans la cavité, qui est le paramètre important pour nos expériences. Il n'est donc pas surprenant que le temps de relaxation obtenu par une mesure temporelle soit supérieur à celui déduit d'une mesure spectrale. C'est donc le deuxième résultat qui

indique plus directement la durée de vie du champ dans la cavité et nous le retenons pour la suite

$$t_{cav} \simeq 160 \mu s \Leftrightarrow Q \simeq 5 \cdot 10^7.$$

Notons que le temps de relaxation de la cavité est effectivement beaucoup plus court que celui des atomes (≈ 30 ms). Notre modèle théorique qui ne tient compte que de la relaxation du champ est bien applicable à notre système expérimental.

Les résultats présentés ici sont ceux obtenus pour le mode de fréquence plus élevée qui possède un facteur de qualité légèrement plus grand et auquel l'atome sera donc couplé lors des expériences. Pour le deuxième mode nous avons trouvé $Q = 3,7 \cdot 10^7$ à une fréquence inférieure de 74 kHz à celle du premier.

Dans le chapitre suivant nous présentons dans la section “mesures préliminaires” une troisième mesure du temps de relaxation de la cavité, qui utilise les atomes circulaires pour observer l'amortissement de l'énergie dans la cavité.

2.3 Interaction atome - champ : vérification des approximations

Dans les paragraphes précédents nous avons décrit les propriétés des niveaux de Rydberg circulaires et de la cavité supraconductrice. Nous avons alors vérifié une des hypothèses de notre modèle théorique en constatant que la relaxation des niveaux atomiques est effectivement négligeable comparée à celle de la cavité et à leur temps de vol à travers l'interféromètre. La faisabilité des expériences que nous avons décrites dans le premier chapitre repose cependant autant sur les propriétés des atomes ou de la cavité pris individuellement que sur les caractéristiques de leur interaction. Dans le présent paragraphe nous interrompons la description du montage expérimental pour vérifier les hypothèses simplificatrices sur lesquelles repose notre modèle théorique. En utilisant les résultats des deux paragraphes précédents, nous évaluons les paramètres qui caractérisent l'interaction atome - champ. Nous verrons alors dans quelle mesure des atomes de Rydberg circulaires et une cavité supraconductrice nous permettent de réaliser expérimentalement une situation où un seul atome déphase un champ cohérent d'un angle macroscopique, sans pour autant échanger d'énergie avec lui.

Commençons par calculer le paramètre le plus important de l'interaction atome - champ : le couplage Ω_0 . Rappelons que le dipôle atomique

vaut $|\vec{d}_{eg}| = 1256 \times ea_0$ (équation (2.1)) et que le volume du mode est égal à $0,77 \text{ cm}^3$. Le couplage entre atome et champ peut alors être évalué en utilisant les équations (1.3) et (1.5)

$$\Omega_0 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V_{mode}}} |\vec{d}_{eg}| \approx 2\pi \times 25 \text{ kHz}$$

Le temps caractéristique de l'évolution cohérente du système atome, à savoir la période de l'oscillation de Rabi dans le vide (voir équation (1.7)) est donc de $\pi/\Omega_0 = 20 \mu\text{s}$ et nous nous trouvons bien en régime de couplage fort.

$$\frac{2\pi}{\Omega_0} \ll t_{cav} \Leftrightarrow \gamma \ll \Omega_0.$$

En ce qui concerne l'interaction de l'atome avec un *seul* mode de la cavité, les désaccords que nous utilisons ($70 \text{ kHz} < \delta < 712 \text{ kHz}$) sont beaucoup plus faibles que les différences entre les fréquences des modes de la cavité (l'intervalle entre mode TEM_{k00} est d'environ 5 GHz). Il ne reste alors que l'existence de deux modes TEM_{900} , de polarisations orthogonales, qui pourrait introduire une complication. Comme nous l'avons dit dans le paragraphe 2.2.1, la fréquence du mode de plus faible facteur de qualité est inférieure de 74 kHz à celle du mode de meilleur facteur de qualité que nous utilisons pour nos expériences. L'atome n'est donc guère plus désaccordé du deuxième que du premier mode. Nous pouvons néanmoins négliger l'effet du deuxième mode dans nos expériences qui visent à observer l'interaction de l'atome avec un champ cohérent dans le premier mode. La contribution du deuxième mode n'est qu'un faible déphasage des franges de Ramsey dû aux fluctuations du vide. La phase absolue des franges étant bien entendu sans importance pour nos expériences, elles ne sont pas perturbées par la présence du deuxième mode.⁷

Au sujet des atomes circulaires nous avons déjà remarqué qu'une seule transition est dégénérée avec la transition entre niveaux circulaires, mais que nous pouvons négliger son effet grâce à son très faible élément de matrice (voir figure (2.3)). Quant aux transitions du niveau circulaire $n = 50$ vers les premiers niveaux elliptiques de la multiplicité $n = 51$, le champ électrique dans la cavité les déplace de 10 MHz ⁸ par rapport à la transition entre niveaux circulaires, si bien que nous pouvons également négliger leur effet sur l'évolution du système atome - champ.

⁷Le même argument s'applique évidemment à tout autre mode de la cavité, d'ordre supérieur, dont la fréquence serait proche de celle de la transition atomique.

⁸Les transitions entre un niveau circulaire et les premiers niveaux elliptiques subissent un effet Stark linéaire d'environ $100 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})$ [101] et le champ électrique dans la cavité est d'à peu près $0,1 \text{ V}/\text{cm}$.

Nous avons donc bien affaire à une situation expérimentale que nous pouvons analyser en termes de notre modèle très simple qui ne tient compte que d'une seule transition atomique et d'un seul mode du champ électromagnétique.

Le prochain paramètre important de l'interaction est sa durée. La définition du temps effectif d'interaction que donne l'équation (1.14) nous conduit à

$$t_{int} = 18,7 \mu\text{s}.$$

pour des atomes ayant une vitesse de 400 m/s, ce qui est le cas de nos expériences. Le temps d'interaction est donc bien plus court que le temps de relaxation de l'énergie dans la cavité ($t_{cav} \simeq 160 \mu\text{s}$). Nous nous intéressons dans ce mémoire cependant à la relaxation des cohérences et nous nous attendons à ce qu'elle s'amortissent rapidement à l'échelle de t_{cav} . Notre approximation de considérer l'interaction comme instantanée ne semble alors pas être justifiée. Mais comme nous l'avons déjà remarqué, elle ne revient en fait qu'à négliger l'effet de la relaxation du champ sur l'interaction et *vice versa*. Nous évaluons dans notre calcul d'abord l'effet de l'interaction et ensuite la relaxation du champ. Comme nous l'avons déjà remarqué dans la partie théorique, cette approximation est donc moins grossière qu'elle ne le semble. Nous verrons en effet dans le troisième chapitre qu'elle permet de décrire tous les effets essentiels.

Rappelons également que le temps effectif d'interaction nous amène à raisonner comme si le couplage entre champ et atome était "carré" (voir la figure (1.12)). Cela n'est pas le cas, et nous avons vu que nos expériences seraient même infaisables avec un tel couplage (voir paragraphe (1.1.4)). N'oublions donc pas que l'atome interagit bien plus longtemps avec le champ⁹ et que le couplage n'atteint la valeur Ω_0 qu'au centre de la cavité.

Nous pouvons maintenant évaluer le déphasage (voir équation (1.19)) :

$$\phi = \frac{\Omega_0^2}{\delta} t_{int} \simeq \frac{4,61 \cdot 10^5 \text{ rad s}^{-1}}{\delta}.$$

Pour un désaccord tout à fait réaliste de $\delta/2\pi = 100$ kHz nous trouvons $\phi \approx 42^\circ$. Le déphasage d'un champ cohérent produit par le passage d'un seul atome dans la cavité est donc effectivement macroscopique ! Notre système expérimental devrait nous permettre de réaliser des états de superposition, où les deux composantes du champ impliquées sont bien séparées.

Nous arrivons à la conclusion essentielle de ce paragraphe. Notre système expérimental satisfait la condition *sine qua non* pour l'étude de la transition

⁹Si l'on considère l'interaction négligeable au delà de deux "waist", l'atome interagit avec le champ pendant $60 \mu\text{s} = 4 \times 6 \cdot 10^{-3} \text{ m} / 400 \text{ m s}^{-1}$

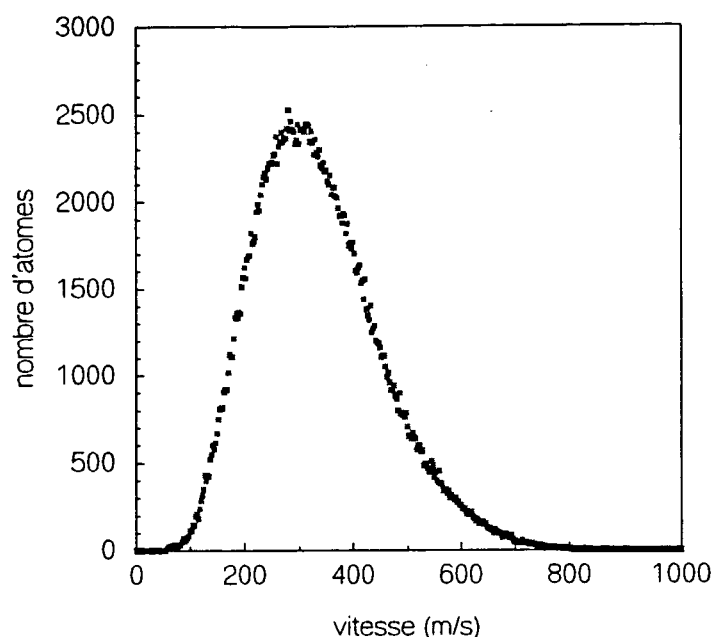


Figure 2.21: La distribution maxwellienne des vitesses des atomes circulaires, enregistrée en mesurant le temps de vol des atomes entre la zone d'interaction avec les lasers et la détection.

entre le monde quantique et le monde classique. Il nous permet d'étudier aussi bien la situation "quantique" où $t_{coh} \approx t_{cav}$ que la situation "classique" qui correspond à $t_{coh} \ll t_{cav}$.¹⁰

2.4 Le jet atomique et la sélection de vitesse

Le jet atomique que nous utilisons provient d'un four chauffé à une température de 185° C. Il s'agit simplement d'un cylindre en acier inoxydable, chauffé à l'aide d'un fil "thermo coax". La distribution de vitesse est maxwellienne, la vitesse la plus probable est d'environ 350 m/s. La figure 2.21 montre la distribution de vitesse des atomes circulaires enregistrée en mesurant leur temps de vol, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 2.1.3.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, le temps d'interaction

¹⁰Rappelons que nous avons montré que $t_{coh} = 2t_{cav}/D^2$, où t_{coh} et t_{cav} sont les temps de relaxation des cohérences et de la cavité respectivement, voir l'équation (1.43).

entre l'atome et le champ est un paramètre important de nos expériences. Notre description théorique repose sur le fait que la vitesse atomique et par conséquent le temps d'interaction sont connus et identiques pour les deux atomes. Si tel n'était pas le cas, les expériences envisagées ne seraient pas réalisables. Nous devons donc nous assurer que seuls des atomes avec une vitesse sélectionnée aussi précisément que possible interagissent avec le champ dans la cavité.

Le moyen que nous avons choisi est de ne préparer que les atomes appartenant à la classe de vitesse sélectionnée dans l'état circulaire. Tous les autres atomes traversent la cavité dans l'état fondamental. Les transitions optiques partant de ce dernier étant totalement insensibles à un champ micro-onde, ces atomes n'ont aucun effet sur l'évolution du champ.

Pour comprendre comment une telle sélection de vitesse peut être réalisée, reportons nous sur la figure 2.6 de la première transition laser de la procédure de circularisation. Comme nous l'avons déjà remarqué dans le paragraphe 2.1.2, seuls les atomes se trouvant dans le sous-niveau $F = 3$ du fondamental sont "circularisés". Les autres demeurent dans le sous-niveau $F = 2$. L'idée de base de la sélection de vitesse est alors évidente : il suffit - en principe - de ne laisser dans le niveau $F = 3$ que les atomes ayant la bonne vitesse. Tous les autres doivent être transférés vers le niveau $F = 2$.

Nous devons la réalisation expérimentale de cette idée simple à E. HAGLEY et X. MAÎTRE. Ils ont conçu, réalisé et mis au point le système de sélection de vitesse pour finalement le livrer "clés en main" et cela dans les délais prévus ! La description détaillée du système de sélection de vitesse trouvera donc sa place dans la thèse de X. MAÎTRE, nous nous limitons ici aux points essentiels.

La figure (2.22) montre un schéma du montage expérimental dont nous présentons les différents éléments dans la suite.

Le transfert des atomes entre les deux sous-niveaux hyperfins du fondamental est réalisé par "pompage hyperfin". Un laser excite la transition $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3$ et induit des cycles de fluorescence. A chaque cycle l'atome a une chance sur deux de retomber dans le $F = 2$ plutôt que dans le $F = 3$ du fondamental. Après quelques cycles de fluorescence seulement, la population du niveau $F = 3$ est entièrement transférée vers le $F = 2$. En accordant le laser sur la transition $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3$, on transfère de la même manière les atomes de l'état $5S_{1/2}, F = 2$ vers le $5S_{1/2}, F = 3$.

Le processus de sélection de vitesse commence alors par un transfert de toute la population atomique vers le sous-niveau $F = 2$ du fondamental. Pour cela le pompage hyperfin est effectué par un laser orthogonal au jet atomique ("dépompeur") et par conséquent résonant avec toutes les classes

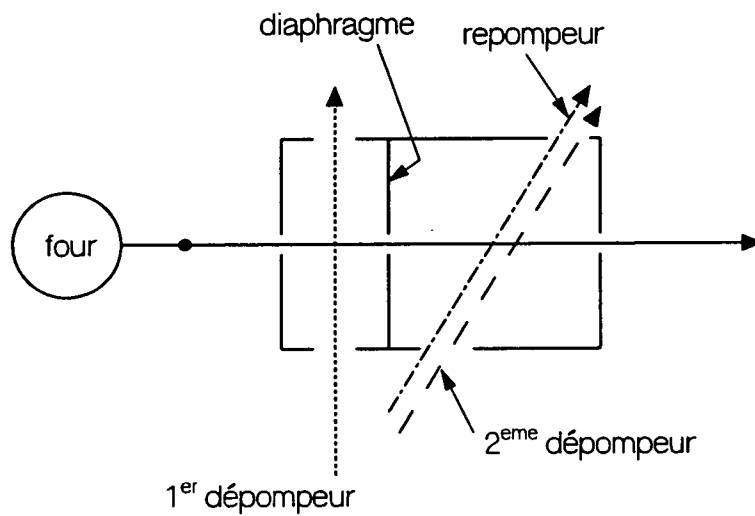


Figure 2.22: Le schéma du système de sélection de vitesse: les atomes interagissent d'abord avec un premier faisceau "dépompeur", orthogonal au jet, qui transfère tous les atomes vers le $F = 2$ du fondamental; ils rencontrent ensuite un faisceau "repompeur" ainsi qu'un deuxième dépompeur qui permettent de retransférer de façon sélective les atomes de la classe de vitesse choisie vers le $F = 3$. Le rôle du deuxième repompeur est expliqué dans le texte et sur la figure 2.24.

de vitesses. Un deuxième laser (“repompeur”), faisant un angle de $58,6^\circ$ avec le jet et donc sélectif en vitesse grâce à l’effet Doppler, retransfère ensuite les atomes ayant la vitesse sélectionnée (v_0) dans le sous-niveau $F = 3$. Les transitions excitées sont indiquées sur la figure 2.23.

Le repompeur est accordé sur la transition $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3$ en tenant compte de l’effet Doppler des atomes de vitesse v_0 ($v_0 = 400$ m/s dans notre cas). Plus précisément, sa fréquence est supérieure à celle de la transition atomique, car les atomes le “voient” décalé vers le rouge selon la géométrie du montage que montre la figure (2.22). Pour des atomes ayant une vitesse supérieure à v_0 , le décalage Doppler vers le rouge peut devenir suffisamment fort pour mettre le repompeur à résonance avec la transition $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 2$. Cela est en effet le cas pour une vitesse d’environ $v_0 + 100$ m/s. Le rôle du deuxième repompeur est alors de retransférer ces atomes de vitesse trop élevée vers le niveau $F = 2$ du fondamental sans interagir avec les atomes de la classe de vitesse sélectionnée. Pour ce faire, le deuxième repompeur est accordé sur la transition $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3$ en tenant compte de l’effet Doppler à $v_0 + 100$ m/s. Pour les atomes de vitesse v_0 il est désaccordé d’environ 60 MHz aussi bien de la transition $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3$ que de la transition $F = 3 \rightarrow F = 4$. La figure (2.24) montre le repompeur et le deuxième repompeur pour les deux classes de vitesses v_0 et $v_0 + 100$ m/s.

Nous réalisons donc bien la situation recherchée : seuls les atomes de la classe de vitesse sélectionnée se trouvent dans le sous-niveau hyperfin $F = 3$ du fondamental, tous les autres ont été transférés vers le $F = 2$.

Les performances de ce système sont illustrées par la figure 2.25. Elle montre les distributions des vitesses des atomes circulaires sans et avec sélection de la classe de vitesse $v_0 = 400$ m/s, de nouveau enregistrées en mesurant le temps de vol des atomes. Nous constatons que seuls les atomes de la classe de vitesse sélectionnée sont préparés dans l’état circulaire. De la largeur du pic à 400 m/s nous déduisons la précision de la sélection qui est de ± 6 m/s. Le très faible fond pour toute autre classe de vitesse montre l’efficacité du pompage hyperfin. Nous pouvons négliger la probabilité pour qu’un atome ayant une autre vitesse que celle sélectionnée interagisse avec le champ dans la cavité. Notons également que même en présence de la sélection de vitesse le flux d’atomes circulaires est bien supérieur à un atome par cycle de préparation. Nous devons encore atténuer les lasers excitant les deux premières transitions afin d’éviter que plusieurs atomes n’interagissent à la fois avec le champ.

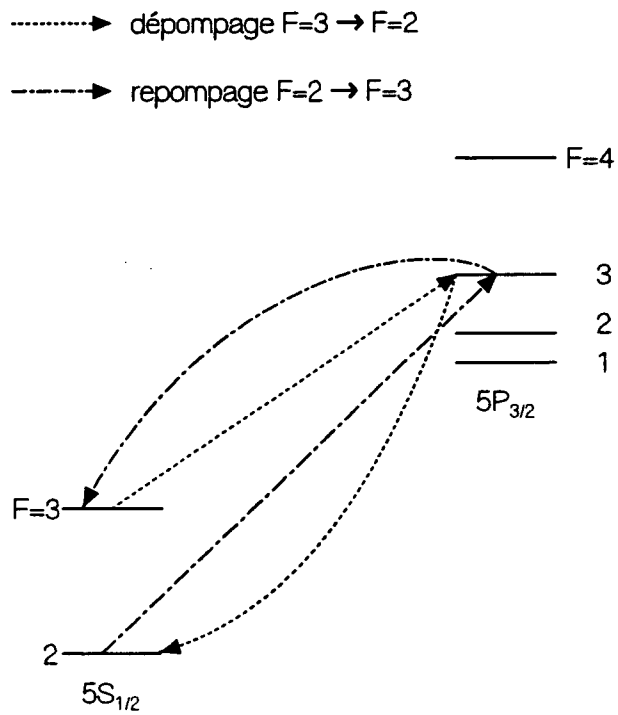


Figure 2.23: Les structures hyperfines du fondamental $5S_{1/2}$ et du premier niveau excité $5P_{3/2}$ du ^{85}Rb et les transitions utilisées pour la sélection de vitesse.

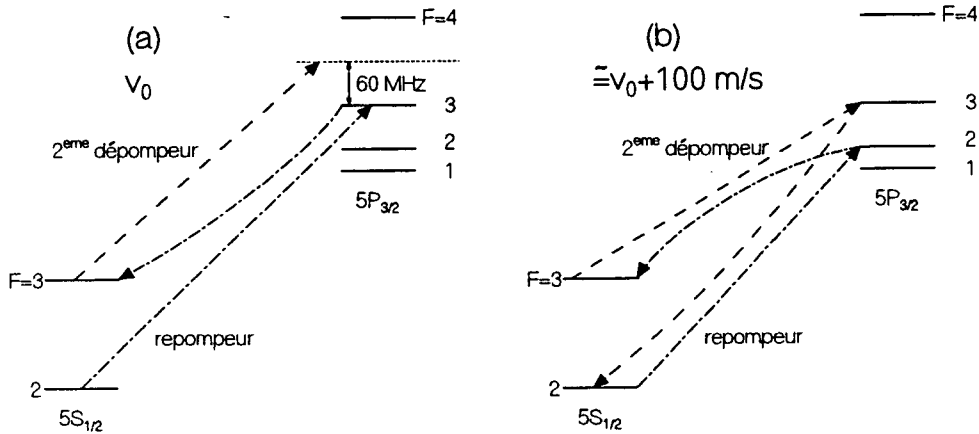


Figure 2.24: Nous précisons ici l'effet du repompeur et du deuxième dépompeur. (a) Les atomes ayant la vitesse sélectionnée v_0 ne sont soumis qu'à l'effet du repompeur et se trouvent transférés vers le niveau $F = 3$. (b) Les atomes de la classe de vitesse $\approx v_0 + 100$ m/s sont résonants avec le repompeur sur la transition $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 2$. Ils doivent être retransférés vers le $F = 2$ à l'aide du deuxième repompeur qui pour cette classe de vitesse est résonant avec la transition $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3$.

2.5 L'interféromètre

Dans ce paragraphe nous présentons la réalisation expérimentale de l'interféromètre dit "de Ramsey", à champs oscillants séparés [57]. Une première partie est consacrée aux zones d'interaction entre le champ classique et les atomes, tandis que la deuxième partie traite du contrôle des champs électriques et magnétiques.

La figure (2.26) montre le schéma de notre montage expérimental dont nous allons présenter les différents éléments ci-dessous.

2.5.1 Les zones d'interaction

Comme nous l'avons déjà expliqué dans le paragraphe 1.2, l'atome doit interagir avec un champ micro-onde classique avant d'entrer dans la cavité supraconductrice et après en être sorti. La cavité se trouve donc entre les deux "zones de Ramsey" dans lesquels l'interaction entre atomes et champ¹¹

¹¹Lorsque nous parlons du "champ" dans ce paragraphe, il s'agira toujours du champ classique avec lequel les atomes interagissent dans R1 et R2. Le champ quantique dans la cavité n'intervient pas ici, et pour alléger les formulations, nous utilisons donc le nom "champ" pour désigner le champ classique dans les deux zones de Ramsey.

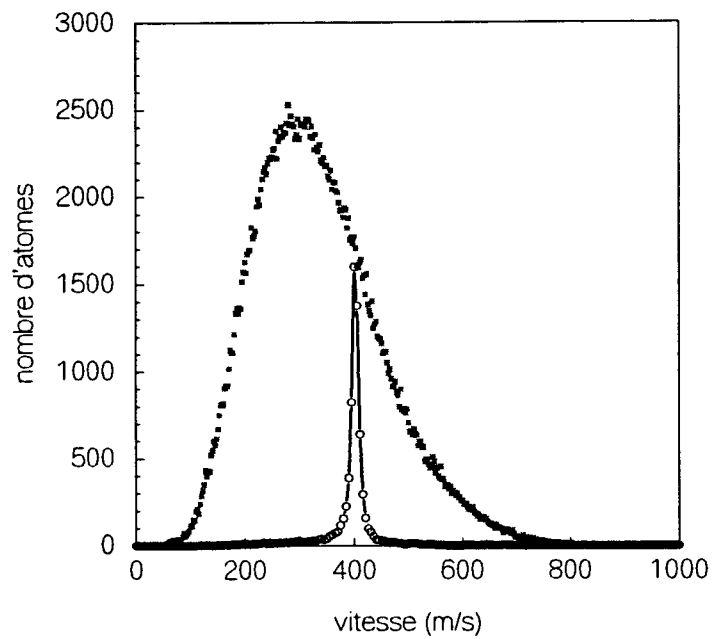


Figure 2.25: La figure montre: la distribution maxwellienne initiale déjà présentée plus haut, et l'effet de la sélection de vitesse. Il ne persiste qu'un pic centré sur 400 m/s, un fit lorentzien de ce pic indique une précision de la sélection de vitesse de ± 6 m/s.

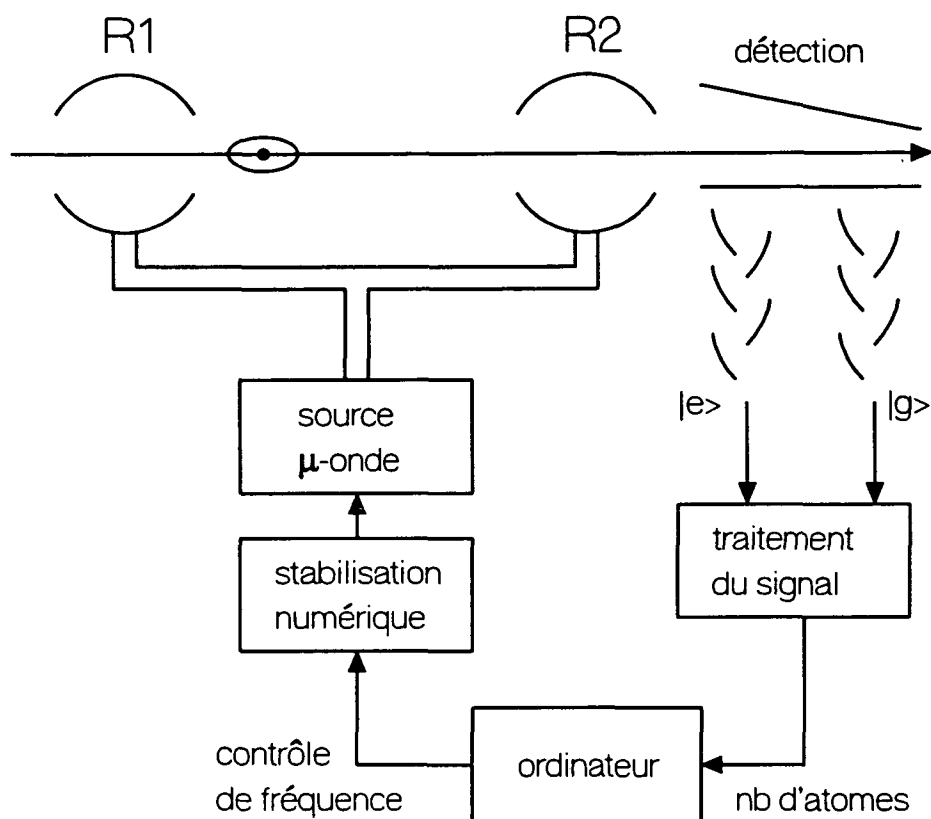


Figure 2.26: L'interféromètre de Ramsey: les deux zones d'interaction avec le champ micro-onde classique sont des cavités Fabry - Pérot de faible sur-tension, alimentées par des guides d'onde *via* des raccords qui assurent l'isolation électrique de R1 et R2. Le champ provient d'une source YIG, stabilisée à l'aide du système décrit dans l'appendice B et balayée par l'ordinateur de contrôle. La puissance injectée est réglée à l'aide d'atténuateurs.

a lieu. La puissance du champ dans ces zones est ajustée pour que les atomes subissent une impulsion $\pi/2$. D'un point de vue expérimental, nous devons donc assurer que les atomes interagissent à des endroits et pendant une durée bien définis avec le champ.

Nous avons choisi de réaliser les zones de Ramsey, R1 et R2, sous la forme de cavités de type Fabry - Pérot de faible surtension. Le champ est - au moins en principe - confiné dans ces cavités, et la géométrie du mode fixe la durée de l'interaction entre le champ et les atomes, puisque nous connaissons la vitesse de ces derniers. En pratique les cavités R1 et R2 présentent des pertes par diffraction, une partie du champ s'en échappe donc et nous devons tenir compte de ces "fuites" en réglant l'interféromètre.

La figure (2.27) montre une telle cavité ainsi que les différentes électrodes qui permettent de contrôler le champ électrique à cet endroit. L'axe de symétrie des cavités est perpendiculaire à celle de la cavité supraconductrice (et à la trajectoire atomique).

Les largeurs spectrales des cavités sont R1 : $\Delta\nu = 13,8$ MHz, R2 : $\Delta\nu = 14,7$ MHz, ce qui correspond à des facteurs de qualité de $Q(R1) \approx 3900$ et $Q(R2) \approx 3500$. La largeur spectrale importante des cavités permet de les accorder à chaud, avant l'installation dans le cryostat, en tenant compte de l'effet de la contraction thermique. Ce dernier a été mesuré d'être de $\Delta\nu_{therm} = +174$ MHz [56, p.126]. Aucun accord mécanique à froid n'est plus nécessaire, pourvu que l'on tienne compte de la température dans la pièce en effectuant l'accord des deux cavités. La figure (2.28) montre les spectres des deux cavités enregistrés à chaud après l'accord en fréquence.

Le champ est injecté dans R1 et R2 par des guides d'onde qui débouchent derrière un des deux miroirs de chaque cavité. Comme dans le cas de la cavité supraconductrice, le couplage guide - cavité se fait par un trou au centre des miroirs avec la différence que ce dernier est bien plus grand ici, son diamètre étant de 0,7 mm. Afin de mesurer les résonances des deux cavités les deuxièmes miroirs possèdent également de tels trous de couplage et nous pouvons alors simplement enregistrer le champ transmis. Une fois installées dans le cryostat, la "sortie" des cavités est fermée et il n'est plus possible de mesurer leurs fréquences. La polarisation du champ dans R1 et R2 est "horizontale", c'est-à-dire dans le plan orthogonal au champ électrique directeur, dans lequel se trouve également le dipôle atomique. Nous contrôlons la polarisation du champ à l'aide d'une courte section de guide rectangulaire immédiatement derrière le miroir à travers lequel le champ est injecté.

Venons finalement à la source micro-onde qui alimente les deux zones de Ramsey. Il s'agit également d'une source de type YIG, dont la fréquence peut être balayée par l'ordinateur de contrôle. Pour ce faire, le YIG est stabilisé à l'aide du système décrit dans l'appendice B, comme déjà indiqué sur la

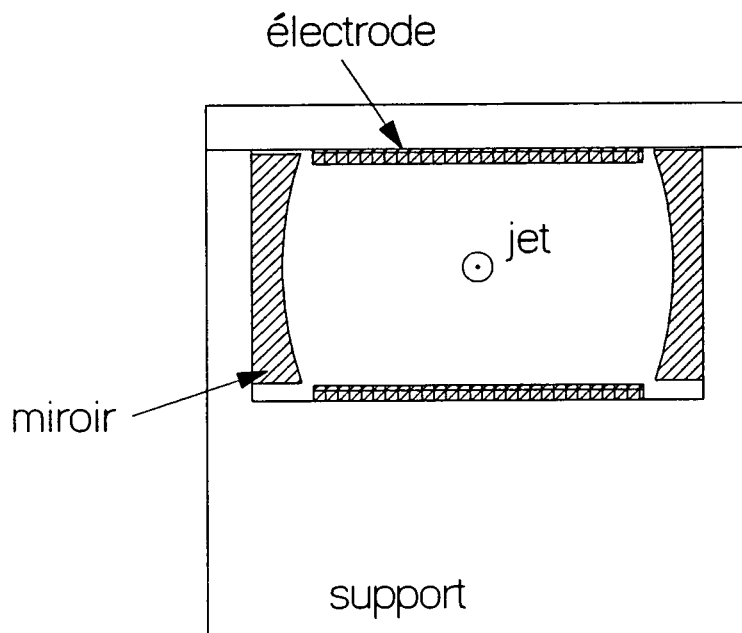


Figure 2.27: Une cavité "zone de Ramsey" avec les deux électrodes qui permettent de maintenir le champ électrique. Le rayon de courbure des miroirs est de 50 mm, leur diamètre de 30 mm, et ils se trouvent à une distance d'à peu près 45.4 mm [56, p.126].

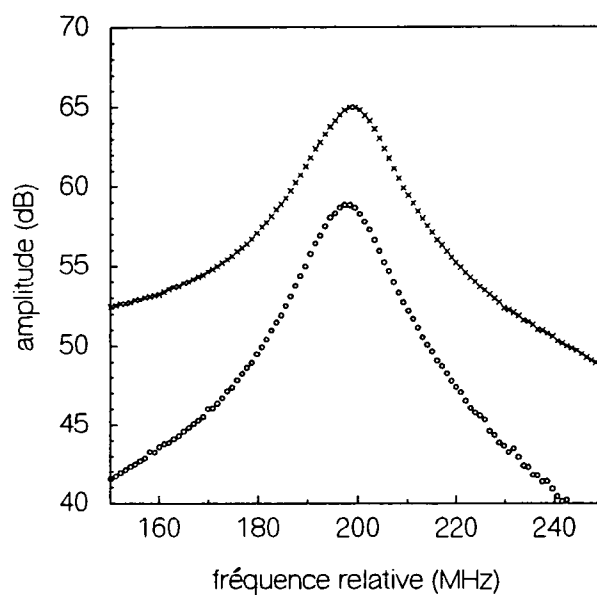


Figure 2.28: Les spectres des cavités R1 (o) et R2 (x) après accord, enregistrés à chaud. Leur fréquences sont respectivement $\nu(\text{R1}) = 50,9243$ GHz et $\nu(\text{R2}) = 50,9251$ GHz et les largeurs spectrales de $\Delta\nu(\text{R1}) = 13,8$ MHz et $\Delta\nu(\text{R2}) = 14,7$ MHz.

figure (2.26). La puissance injectée dans chacune des zones de Ramsey est déterminée individuellement à l'aide d'un atténuateur.

2.5.2 Le contrôle des champs

Le champ électrique

Le deuxième aspect important de la réalisation d'un tel interféromètre a déjà été mentionné lors de la description des niveaux de Rydbergs circulaires. Il faut maintenir un champ électrique directeur le long du trajet des atomes sans produire un déphasage de la cohérence atomique qui dépend de la trajectoire atomique. Le signal interférométrique étant moyenné sur toutes les trajectoires réalisées par les atomes, un déphasage relatif trop fort entre différentes trajectoires le ferait disparaître. En définitive, nous devons contrôler les variations du champ directeur ($\approx 0,1$ V/cm) sur la section du jet atomique (diamètre ≈ 1 mm) à l'échelle de 1 % [56, p.127].

Comme nous l'avons montré dans le paragraphe 2.2, consacrée à la cavité supraconductrice, le zéro du potentiel électrique dans le montage est fixé par le miroir "du haut" de la cavité (voir la figure 2.16). Le potentiel électrique au niveau du jet est alors fixé par la tension appliquée à l'autre miroir. Tout le long du trajet des atomes, des électrodes doivent alors maintenir ce potentiel (en tenant compte du potentiel de contact niobium - or) et un champ électrique homogène sur la section du jet atomique. La figure 2.29 montre la disposition des différentes électrodes dans le montage. Les potentiels de toutes les autres électrodes se déduisent des précédents à l'aide de ponts diviseurs installés à l'intérieur du cryostat. Les tensions appliquées à partir de l'extérieur sont filtrées immédiatement avant l'entrée du cryostat afin d'éliminer tout bruit AC sur les potentiels des électrodes.

Remarquons que les miroirs des cavités R1 et R2 ont également la fonction d'électrode et doivent être isolés de la masse du cryostat. Autant que cela ne pose pas de problème pour la cavité elle-même, l'interruption "électrique" du guide d'onde s'est avérée plus délicate. Le moindre interstice entre deux plaques métalliques s'est révélé être une source importante de fuites micro-onde dont nous avons déjà souligné l'effet nuisible. Nous avons alors réalisé des raccords tels que les montre la figure 2.30. Les deux guides d'onde à raccorder se terminent chacun en une plaque de laiton d'un diamètre d'environ 4 cm. Entre ces deux plaques sont serrés deux rondelles de graphite de diamètre ≈ 3 cm et d'une épaisseur de 5 mm. L'isolation électrique est assurée par une feuille de MYLAR, épaisse de 9 μm , entre ces rondelles. Le graphite étant à la fois un conducteur à fréquence nulle et un fort absorbant pour les micro-ondes, le rayonnement qui se propage entre les deux plaques de

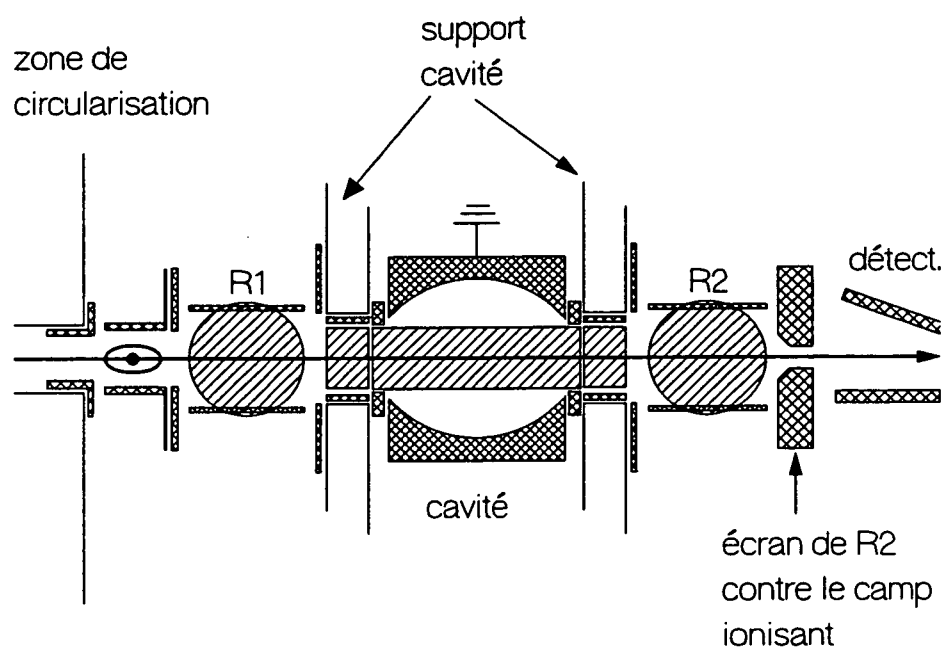


Figure 2.29: La disposition des électrodes (tous les éléments hachurés) qui nous permettent de contrôler le champ électrique le long du trajet des atomes. À l'intérieur de R1 et R2 le champ directeur est créé par le condensateur que forment les deux plaques horizontales et dont les potentiels peuvent être contrôlés de l'extérieur. Les potentiels des autres électrodes des zones de Ramsey dérivent de ces deux tensions de manière fixe. Les autres électrodes à potentiels réglables sont les suivantes : les deux électrodes du trou de sortie du cylindre en niobium, les plaques formant un condensateur plan entre ce dernier et R1, les électrodes horizontales dans les trous du cylindre qui contiennent la cavité, le miroir "du bas" et les deux plaques qui écrantent R2 du champ ionisant dans le condensateur de détection immédiatement voisin.

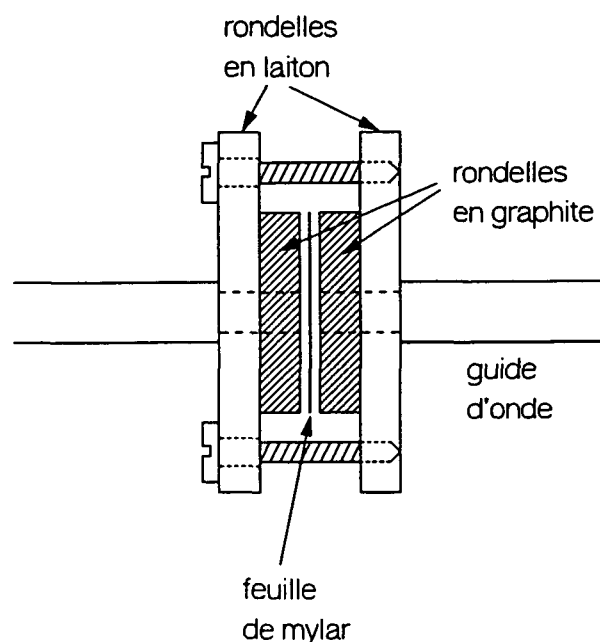


Figure 2.30: Le schéma d'un raccord qui permet d'isoler deux guides électriquement sans créer de fuites micro-onde. Les deux plaques de graphite sont isolées l'une de l'autre par une feuille de MYLAR, d'épaisseur $9\ \mu\text{m}$. Le rayonnement se propageant dans l'interstice créé par cette dernière, est absorbé par le graphite avant de pouvoir en sortir.

graphite est absorbé avant de pouvoir sortir du raccord. Aucune fuite micro-onde n'est plus détectable, malgré l'excellente dynamique de notre système micro-onde.

La deuxième cavité (R2) présente la particularité de se trouver directement devant le condensateur d'ionisation. Elle doit alors être protégée contre le champ électrique important qui y règne. Pour cela elle est fermée à l'aide de deux plaques de cuivre doré du côté de la détection. Un petit trou permet le passage des atomes et un champ directeur particulièrement élevé stabilise les niveaux circulaires à cet endroit. Nous avons vérifié par un calcul numérique que le champ ionisant ne pénètre effectivement pas dans la cavité et que le champ électrique reste homogène au niveau de la trajectoire atomique.

L'ensemble des électrodes nous permet finalement de maintenir un champ électrique statique, dont nous estimons qu'il est homogène sur la section du jet à mieux que $3\ \text{mV/cm}$ près [56, p. 129].

Le champ magnétique

En dehors du champ électrique nous devons aussi contrôler le champ magnétique dans l'expérience. Le champ de 18 G, utilisé pour la préparation des états circulaires, est parfaitement écranté par le cylindre supraconducteur dans lequel il est enfermé. Il reste par conséquent le champ magnétique terrestre et d'éventuels autres champs créés localement.

Comme les champs électriques parasites, les champs magnétiques présentent forcément des variations spatiales, et nous cherchons par conséquent à les diminuer autant que possible. À l'aide de trois paires de bobines, entourant le cryostat, et d'un cylindre en μ -métal à l'intérieur de l'enceinte à vide du cryostat nous réduisons le champ magnétique à l'endroit du jet atomique à environ 1 mG. Les fluctuations spatiales sur la section du jet atomique peuvent être estimées à environ 400 μ G [56, p. 129]. Ceci permet en principe un bon fonctionnement de l'interféromètre si le champ résiduel était constant au cours du temps. Il n'en est évidemment rien, et il faut également s'affranchir de ses inévitables fluctuations temporelles. Pour cela l'intérieur de l'écran thermique à 0,6 K (voir aussi ci-dessous le paragraphe 2.7) est recouvert d'une fine couche d'indium, supraconducteur à cette température. Lorsque l'indium transite de son état normal vers l'état supraconducteur au cours du refroidissement, le champ magnétique à l'intérieur du montage est "gelé" tel qu'il se trouve à cet instant. Les fluctuations temporelles du champ magnétiques se trouvent de cette façon réduites à moins de 20 μ G/jour. Malgré ces précautions, nous avons dû nous rendre compte qu'une source incontrôlée mais non-fluctuante de champs magnétiques persistait dans l'expérience. Nous savons maintenant que les pièces usinées en acier inoxydable se magnétisent, notamment en contact avec les outils utilisés lors du montage. Il est par conséquent indispensable de démagnétiser et les pièces en acier inoxydable et tous les outils.

2.6 L'acquisition des données

Dans les paragraphes précédents nous avons à maintes occasions rencontré l'ordinateur dit de "contrôle" qui gère le fonctionnement synchrone des différents éléments et enregistre les données fournies par le système de détection. Ici nous regroupons ses différentes fonctions afin de présenter le système de contrôle et d'acquisition des données de manière cohérente.

Précisons d'abord que l'ordinateur contrôle les différents éléments de l'expérience à l'aide d'une mémoire auxiliaire rapide. Nous programmons d'abord les différents signaux analogiques et logiques qui sont émis dans

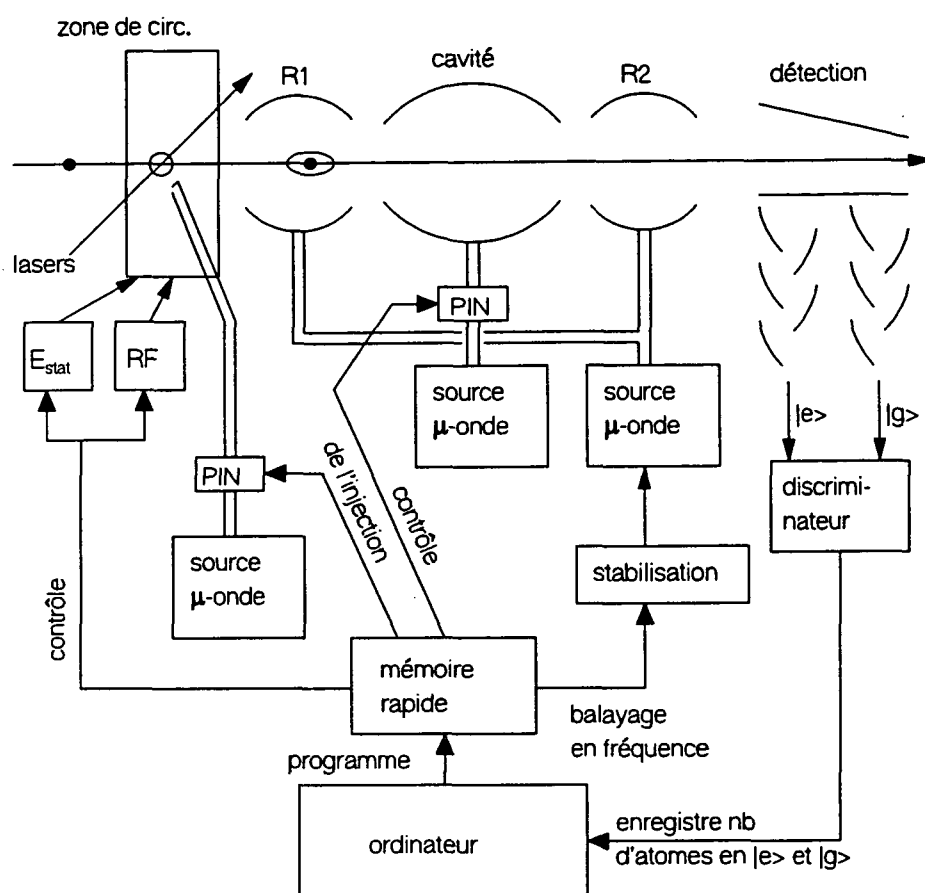


Figure 2.31: Le schéma du système de contrôle et d'acquisition des données. Le tout est contrôlé par l'ordinateur et une mémoire auxiliaire, capable de répéter un ensemble de signaux à une fréquence élevée.

différents canaux au cours d'un cycle et ils sont ensuite sauvegardés dans cette mémoire. Elle répète ensuite l'ensemble des signaux à une fréquence d'environ 600 Hz, un cycle durant 1600 μs .

La figure 2.31 montre le schéma complet du système d'acquisition de données. Nous le présentons ici en suivant un cycle de préparation d'atomes circulaires.

Le champ électrique appliqué dans la zone de préparation des niveaux circulaires au cours du temps est le signal principal émis par la mémoire auxiliaire. L'intervalle de 2 μs , pendant lequel le champ électrique est nul dans la zone de circularisation, fixe l'origine du temps pour un cycle de l'expérience, comme nous l'avons déjà expliqué plus haut (voir page 74). Pendant que ce champ varie ensuite de façon à "circulariser" les atomes (§2.1.2, interviennent

le champ radiofréquence et le champ micro-onde nécessaires à la préparation du niveau $n = 51$ circulaire. L'injection de ces champs est contrôlée par deux autres signaux émis par la mémoire auxiliaire. La procédure de circularisation est terminée après $25 \mu\text{s}$ et les atomes quittent la zone de préparation, c'est-à-dire le cylindre en niobium qui l'entoure.

La mémoire auxiliaire commande de même l'injection d'un champ dans la cavité supraconductrice. Une diode PIN, contrôlée par un signal logique, couple la cavité à une source YIG pendant un certain intervalle de temps.

Rappelons que les fréquences des sources micro-ondes utilisées pour la circularisation et pour alimenter la cavité sont stabilisées sur une fréquence fixe à l'aide d'un compteur EIP et une stabilisation de type MOS respectivement.

La fréquence du champ micro-onde injecté dans les deux zones de Ramsey est balayée directement par l'ordinateur. L'appendice B présente le système de stabilisation à commande numérique que nous utilisons pour ce faire. Contrairement aux deux autres champs micro-onde intervenant dans l'expérience, celui des zones de Ramsey est toujours présent et il n'est pas nécessaire de contrôler temporellement son injection.

Les signaux provenant du système de détection sont finalement enregistrés dans un tableau qui précise pour chaque atome l'état et l'instant auquel il a été détecté.

Le déroulement précis d'un cycle et le traitement des signaux enregistrés dépendent évidemment du type de mesure envisagée. Nous les précisons dans les différents paragraphes du troisième chapitre, consacré aux mesures préliminaires et à la réalisation des expériences proposées dans le chapitre premier.

2.7 Le cryostat

Dans ce dernier paragraphe du chapitre consacré au dispositif expérimental, nous décrivons le cryostat qui enferme la zone de préparation des circulaires, l'interféromètre atomique et le système de détection.

Le rôle du cryostat est pour l'essentiel d'assurer une température suffisamment basse pour pouvoir négliger l'effet du rayonnement thermique dans le contexte de nos expériences. Dans notre cas, la température est de 0,6 K ce qui correspond à un nombre moyen de photons thermiques dans le mode de la cavité de 0,02. Cette température assure en même temps la supraconductivité des miroirs de la cavité, des bobines qui créent le champ magnétique dans la zone de circularisation et du cylindre en niobium qui empêche ce champ magnétique de se répandre dans toute l'expérience.

Le cryostat que nous avons utilisé est le même que celui qui a servi dans

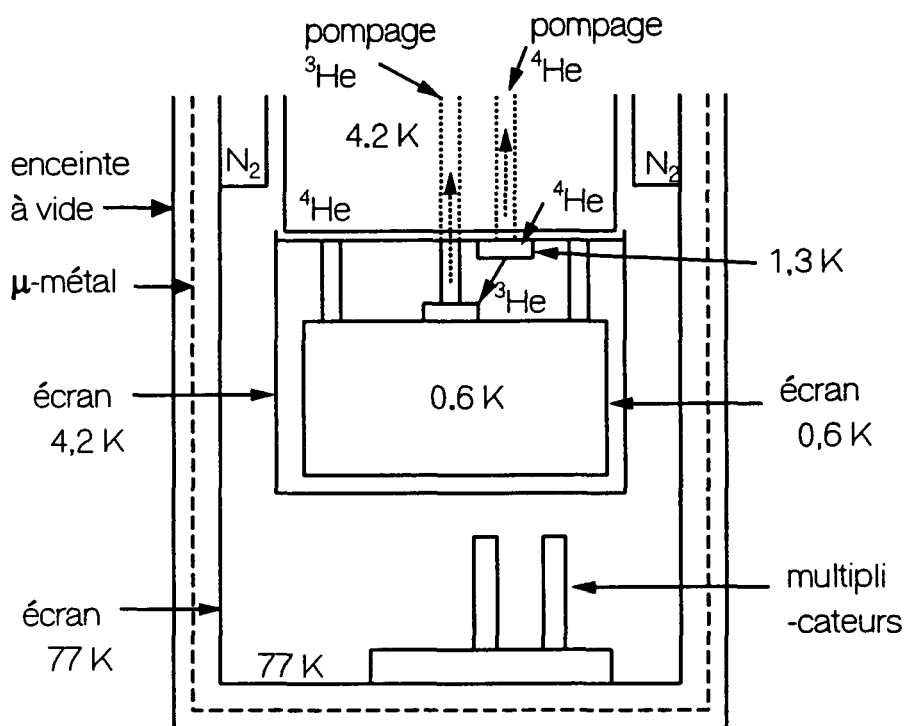


Figure 2.32: Le schéma du cryostat; les différents éléments sont indiqués et leur fonction est expliquée dans le texte.

l'observation de l'oscillation de Rabi quantique. Aucune modification importante n'a été effectuée, et une description détaillée se trouve dans la thèse d'A. MAALI [59]. Nous nous limitons par conséquent de nouveau à une présentation succincte.

La figure 2.32 présente les éléments principaux du cryostat, et nous prions le lecteur de s'y référer en suivant les explications ci-dessous.

À l'intérieur d'une enceinte à vide cylindrique de diamètre 50 cm et de hauteur 140 cm, on rencontre en premier lieu un cylindre en μ -métal d'à peu près les mêmes dimensions et ensuite un premier écran thermique refroidi à une température de 77 K à l'aide d'azote liquide. Au fond de cet écran sont fixé les multiplicateurs d'électrons, comme nous l'avons décrit dans le paragraphe 2.1.3.

L'écran à 77 K renferme le réservoir de ^4He liquide d'une contenance de 24 litres et le montage expérimental qui est suspendu en dessous de ce réservoir. Il est tenu par trois interrupteurs thermiques, qui se présentent extérieurement comme des cylindres en acier inoxydable. Ces derniers créent un contact thermique entre le réservoir de ^4He liquide et le montage afin de re-

froidir ce dernier jusqu'à une température d'environ 7 K. À cette température l'hélium gazeux contenu dans les interrupteurs et responsable du contact thermique à des températures plus élevées, est absorbé par du charbon actif, et le contact thermique est interrompu. (Pour une description plus détaillée des interrupteurs thermiques voir [56].) Le ^4He liquide contenu dans le réservoir refroidit également l'écran thermique à 4,2 K qui enferme le cœur de l'expérience.

A partir de la température à laquelle les interrupteurs thermiques coupent le contact avec le réservoir de ^4He , le refroidissement est assuré par des circuits de ^4He et de ^3He pompés.

Au fond du grand réservoir d'hélium, mais isolé thermiquement, se trouve une boîte d'un volume de quelques cm^3 , alimenté en ^4He à partir du réservoir principal. L'hélium qui s'évapore dans cette boîte est évacué par une pompe à vide. Sa température est ainsi baissée jusqu'à environ 1,3 K.

Le montage expérimental est en contact direct avec un autre récipient, également d'un volume de quelques cm^3 . Il est rempli de ^3He qui s'est au préalable liquifié en contact avec le ^4He contenu dans la première boîte. Tant que le montage est encore "chaud", le ^3He s'évapore immédiatement et le gaz crée un contact thermique avec la boîte de ^4He . Nous pouvons de cette façon refroidir le cœur de l'expérience jusqu'à 1,3 K. Lorsque la température du montage approche cette température, du liquide commence à s'accumuler dans la boîte à ^3He . Dès que la quantité de ^3He liquide est suffisante, on évacue de nouveau le gaz ce qui permet finalement de refroidir le montage à une température de 0,6 K. Un dernier écran thermique est également refroidi à cette température et assure que la température du rayonnement dans le montage correspond bien à la température de la matière.¹²

Le débit de ^3He est contrôlé par un capillaire, installé immédiatement avant l'entrée du récipient qui le contient. Le ^3He qui s'évapore est ensuite également évacué et la température du montage est maintenue à 0,6 K. Tandis que le ^4He qui s'évapore est récupéré par le service de cryogénie et reliquifié, le ^3He évacué est filtré et directement réinjecté dans le cryostat.

Les températures des différentes parties du cryostat sont surveillées à l'aide de résistances de platine et de carbone calibrées. Leur résistances sont mesurées en continu par ordinateur.

¹²Ceci ne doit pas nécessairement être le cas et nous l'avons vérifié explicitement, voir la partie "mesures préliminaires".

2.8 Vue d'ensemble

Pour clore la présentation du dispositif expérimental, Les figures 2.33 et 2.34 le présentent de façon réaliste. La première est une coupe du cryostat contenant l'interféromètre et la cavité, tandis que la deuxième montre l'ensemble de l'expérience vu d'en haut. Le cryostat, le four et les trois tables optiques qui le constituent forme une entité solidaire. Ils reposent sur des coussins d'air et sont reliés aux multiples appareils électroniques, sources micro-onde, pompes à vides, etc. qui ne sont pas représentés.

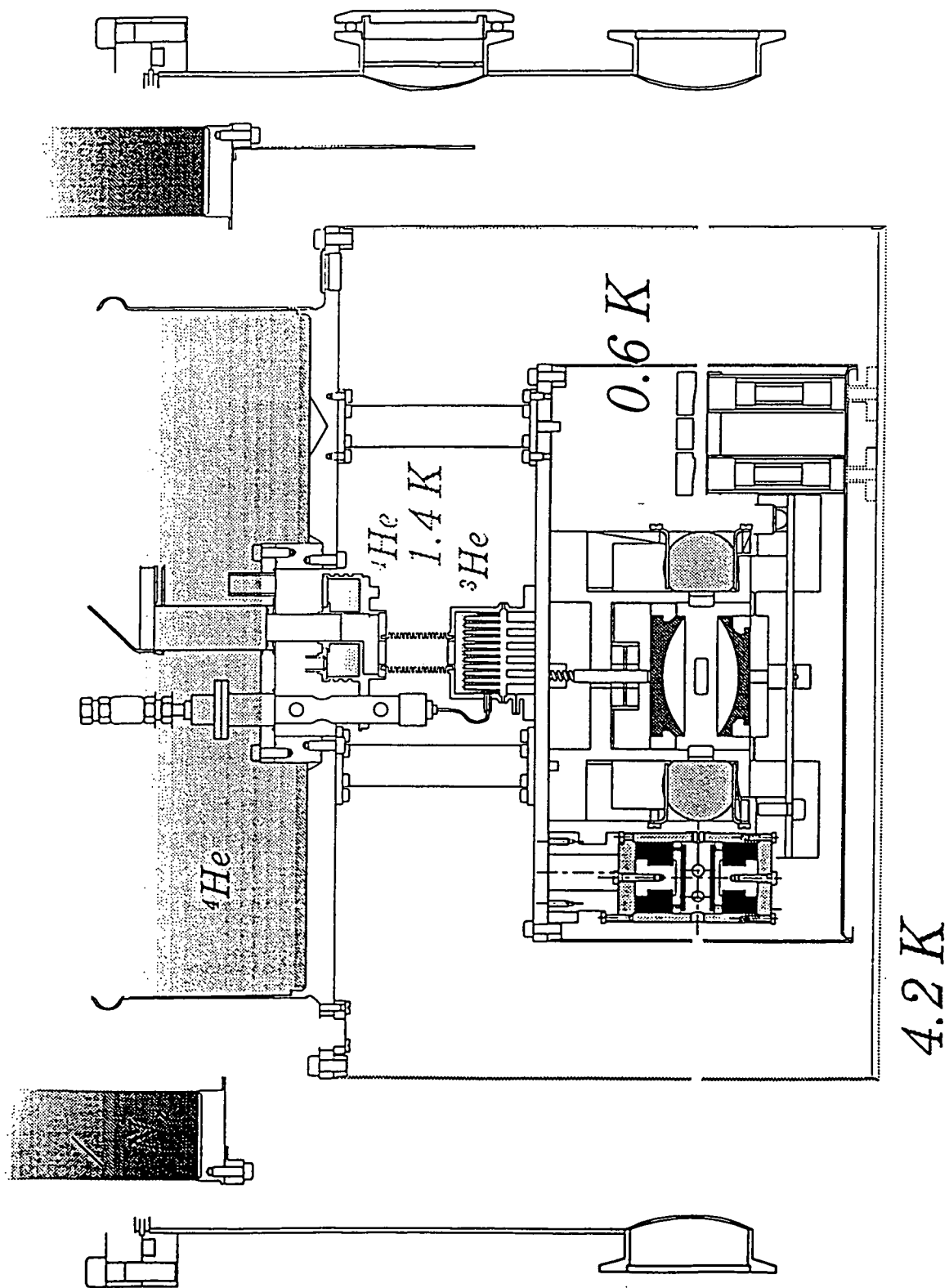


Figure 2.33: Une coupe du cryostat, présentant tous ses éléments et ceux du montage expérimental.

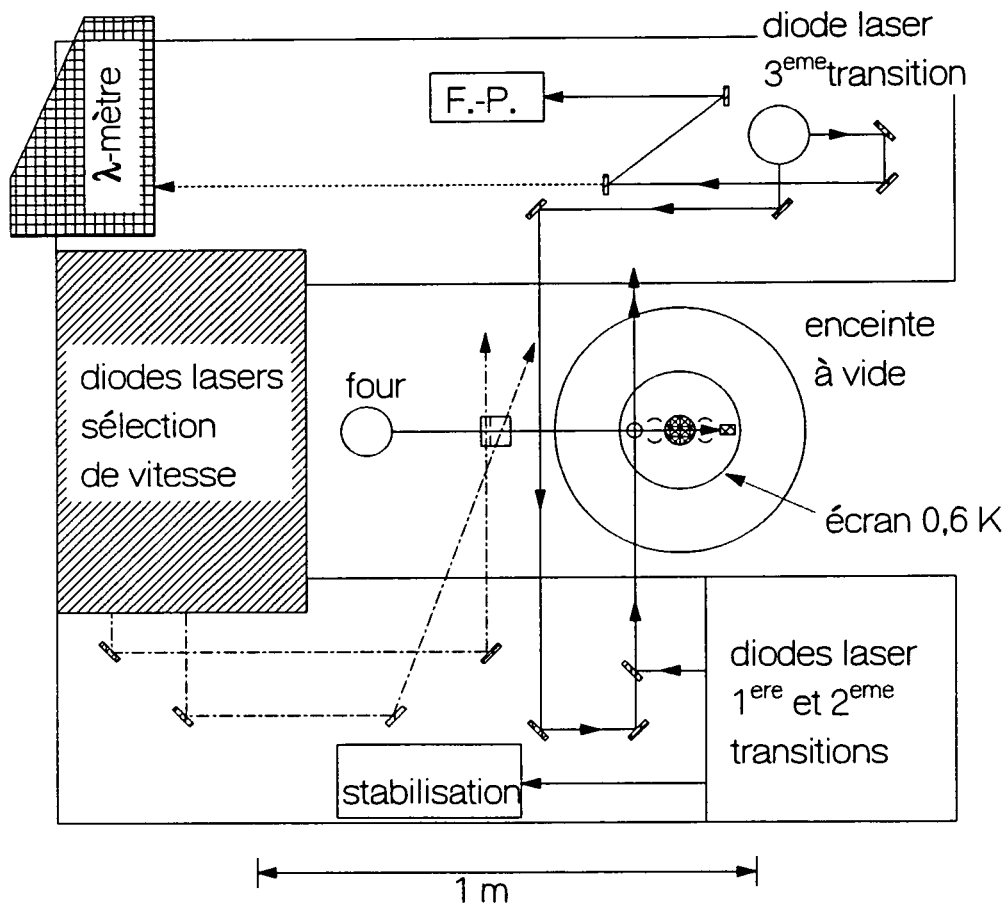


Figure 2.34: Une vue d'en haut de l'ensemble de l'expérience qui reproduit pour l'essentiel la disposition réelle. La figure ne présente pas les systèmes électroniques et micro-ondes.

Chapitre 3

Les expériences

Dans ce chapitre nous décrivons en détail les mesures effectuées et présentons les résultats obtenus.

En premier lieu sont présentées les mesures préliminaires de réglage et de calibration. Elles servent d'une part à régler l'interféromètre et d'autre part à mesurer les paramètres couplage atome - champ (Ω_0), fréquence exacte de la transition atomique en présence du champ directeur, et le nombre moyen de photons injectés dans la cavité. En plus nous vérifions que le champ thermique dans le mode de la cavité est négligeable et que le champ injecté est bien un champ cohérent. Finalement nous effectuons, à l'aide des atomes circulaires, une seconde mesure du temps de relaxation de la cavité.

Les résultats expérimentaux qui révèlent le phénomène de la décohérence quantique sont obtenus en deux étapes. Une première expérience montre que le champ dans la cavité est effectivement déphasé par le premier atome en fonction de l'état atomique. Une seconde expérience prouve ensuite la cohérence de la superposition et permet d'observer la décohérence quantique.

3.1 Mesures préliminaires

3.1.1 Accord des zones de Ramsey

Afin d'assurer que la phase relative des champs classiques dans les zones de Ramsey est bien définie, R1 et R2 sont alimentés par la même source micro-onde. Les fréquences des deux champs sont par conséquent rigoureusement identiques mais il n'en est pas forcément autant pour la fréquence de la transition atomique dans les zones d'interaction. Elle dépend des champs électriques dans R1 et R2, appliqués pour stabiliser les les niveaux circulaires.

Étant donné que les géométries de R1 et R2 sont différentes et que les champs parasites n'ont aucune raison d'être les mêmes dans les deux zones, nous ne pouvons régler ce problème en appliquant simplement des tensions identiques aux différentes électrodes. Nous devons mesurer explicitement les fréquences de la transition atomique dans R1 et R2, et ajuster le champ de sorte qu'elles coïncident.

Le temps d'interaction entre les atomes et le champ dans les zones de Ramsey est d'environ $20 \mu\text{s}$ pour une vitesse atomique de 400 m/s , ce qui implique que la largeur de la transition atomique est limitée par ce temps de transit. Pour obtenir rapidement un bon rapport signal sur bruit, les atomes ne sont cependant pas sélectionnée en vitesse, si bien que la largeur de la transition est déterminée par les classes de vitesse les plus peuplées, autour de 350 m/s . Compte tenu de la forme gaussienne du mode, cette largeur est d'environ 20 kHz ce qui nous permet d'accorder les transitions atomiques dans R1 et R2 à l'échelle du kilohertz.

Les atomes sont donc tous préparés dans l'état 51 circulaire ($|e\rangle$) et l'on mesure le taux de transfert vers le niveau 50 circulaire ($|g\rangle$)¹ lorsque l'on applique le champ micro-onde en R1 et R2 séparément. En pratique l'ordinateur de contrôle balaye la fréquence de ce champ à l'aide de la stabilisation à commande numérique en enregistrant les nombres d'atomes détectés dans $|e\rangle$ (n_e) et $|g\rangle$ (n_g). Il en déduit le taux de transfert selon la relation

$$T_{e \rightarrow g} = \frac{n_g}{n_e + n_g}.$$

L'accord des fréquences atomiques est effectué ensuite à l'aide des tensions appliquées aux plaques qui maintiennent le champ directeur dans les zones de Ramsey (voir figures (2.27) et (2.29)). L'homogénéité du champ est garantie par l'ensemble des électrodes, dont les potentiels dérivent des tensions précédentes. Le potentiel électrique à l'endroit du jet reste bien entendu fixe à la valeur imposée par la tension appliquée au miroir "du bas" (voir par exemple également la figure (2.29)) et le potentiel de contact entre niobium et or.

La figure (3.1) montre les spectres obtenus après cet accord.

3.1.2 Réglage de la puissance du champ dans les zones de Ramsey

Le pas suivant vers un fonctionnement correct de l'interféromètre de Ramsey est maintenant de régler la puissance injectée dans R1 et R2 de sorte

¹Pour alléger l'écriture, nous utiliserons dans la suite toujours la notation $|e\rangle$ ($|g\rangle$) pour désigner l'état 51 circulaire (50 circulaire)

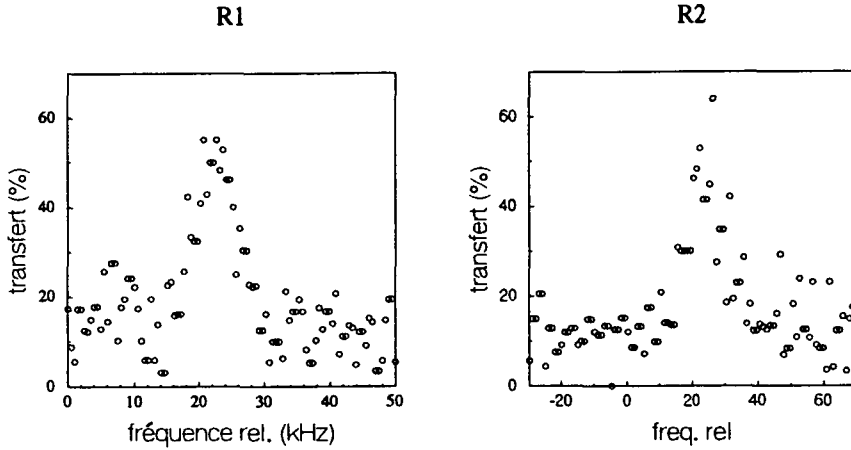


Figure 3.1: Les deux courbes donnent le taux de transfert $\mathcal{T}_{e \rightarrow g}$ enregistré en fonction de la fréquence du champ micro-onde, lorsque ce dernier est injecté (a) dans R1 et (b) dans R2.

que les atomes y subissent une impulsion $\pi/2$. Cette puissance dépend du temps d'interaction et donc de la vitesse atomique, si bien que nous utilisons pour cette mesure des atomes sélectionnés en vitesse. La classe de vitesse sélectionnée, $v_0 = 400$ m/s, est évidemment celle que nous utiliserons dans toutes les expériences suivantes

De nouveau les atomes sont préparés dans l'état $|e\rangle$ et l'ordinateur de contrôle enregistre le taux de transfert $\mathcal{T}_{e \rightarrow g}$. Le champ micro-onde est injecté séparément dans R1 ou R2 en faisant varier la puissance injectée à l'aide de l'atténuateur prévu à cet effet (voir figure (2.26)). Pour chaque zone de Ramsey nous enregistrons alors le taux de transfert en fonction de l'atténuation, c'est-à-dire l'oscillation de Rabi dans le champ classique injecté dans R1 et R2 respectivement. Pour ce faire nous notons manuellement la position de l'atténuateur et le taux de transfert affiché par l'ordinateur.

Pour que cette mesure corresponde aux conditions de fonctionnement de l'interféromètre nous devons tenir compte des fuites micro-onde de R1 vers R2 et *vice versa*. Elles sont causées par les pertes de ces deux cavités, et nous ne pouvons nous en affranchir complètement. Nous ne pouvons donc pas simplement déconnecter une zone afin d'effectuer la mesure dans l'autre. Nous rendons alors inopérante une des zones de Ramsey en désaccordant la transition atomique à l'aide du champ électrique dans cette zone. Les atomes n'interagissent avec le champ micro-onde que dans la zone où nous enregistrons l'oscillation de Rabi. Ensuite les rôles des deux zones sont échangés. Finalement nous pouvons réitérer la procédure au cas où le réglage de la

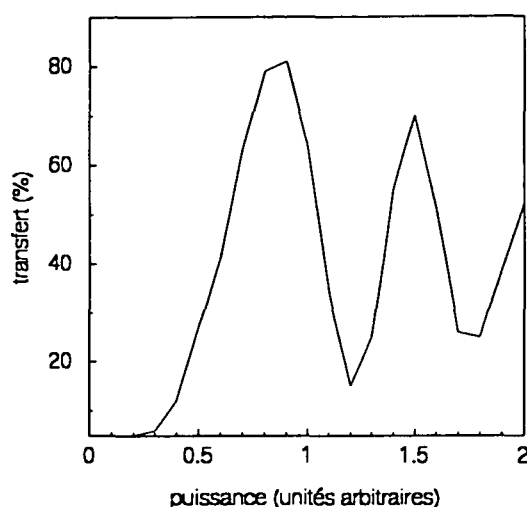


Figure 3.2: L'oscillation de Rabi dans R1, la courbe donne le taux de transfert $\mathcal{T}_{e \rightarrow g}$ en fonction de la puissance en unités arbitraires.

puissance injectée dans une zone aurait trop affecté celle injectée dans l'autre.

Les figures 3.2 et 3.3 montrent les signaux obtenus. Les atténuateurs sont finalement réglés sur la position qui correspond au point à mi-chemin entre le taux de transfert minimal (atténuation maximale) et le taux de transfert maximal (pulse π).

3.1.3 Enregistrer les franges de Ramsey

Ayant ainsi accordé la transition atomique et réglé les puissances injectées dans R1 et R2, l'interféromètre est en état de marche. Nous pouvons maintenant enregistrer les franges de Ramsey. La procédure de cette mesure est à la base des expériences qui sont le but de notre travail et nous la décrivons ici de manière détaillée.

Les atomes sont sélectionnés en vitesse, toujours à $v_0 = 400$ m/s et préparés dans l'état $|e\rangle$. Le système de détection fournit le nombre d'atomes détectés dans $|e\rangle$ et $|g\rangle$. Les champs électriques dans R1 et R2, ainsi que les puissances des champs qui y sont injectés, sont réglés sur les valeurs déduites des mesures décrites ci-dessus.

La source micro-onde alimentant R1 et R2 est maintenant stabilisée sur le système à commande numérique (voir appendice B). L'ordinateur de contrôle balaye alors la fréquence $\omega_R/2\pi$ du champ dans les zones de Ramsey dans

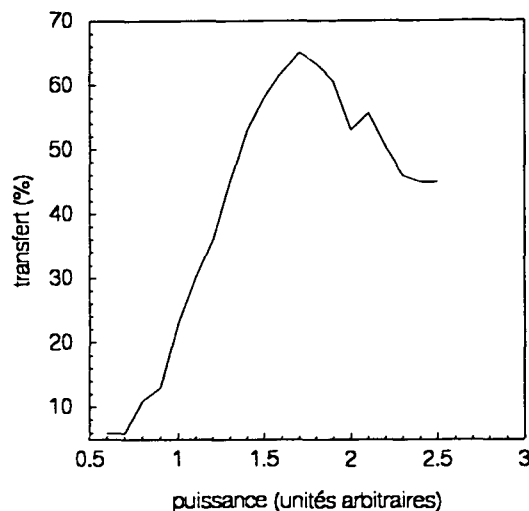


Figure 3.3: La même courbe que sur la figure (3.2) enregistré ici en faisant interagir les atomes avec le champ injecté dans la deuxième zone de Ramsey (R2).

un intervalle de 10 kHz autour de la résonance atomique par pas de 200 Hz. (Rappelons que la largeur de la source est d'environ 30 mHz dans cette configuration.) À une fréquence $\omega_R/2\pi$ donnée, l'ordinateur de contrôle effectue 1000 cycles de préparation et de détection d'atomes circulaires, tels que nous les avons par exemple décrit dans le paragraphe 2.6.

Au cours de ces 1000 cycles, l'ordinateur accumule les nombres d'atomes détectés dans $|e\rangle$ et $|g\rangle$ et en déduit le taux de transfert $\mathcal{T}_{e\rightarrow g}$ qu'il enregistre ensuite en fonction de la fréquence $\omega_R/2\pi$

Le système d'acquisition des données passe ensuite à la fréquence suivante et répète la même procédure. En balayant ainsi la fréquence $\omega_R/2\pi$ du champ classique, l'ordinateur remplit un tableau qui donne pour chaque fréquence le taux de transfert moyenné sur 1000 cycles. Au cas où l'on souhaite améliorer la statistique du résultat, il est possible de faire parcourir une boucle en fréquence plusieurs fois, en moyennant davantage les taux de transfert mesurés.

Les données ainsi enregistrées ne sont bien sûr autre chose que les franges de Ramsey que l'on voit sur la figure (3.4). Cette courbe a été obtenue en enregistrant 50 000 atomes dans un temps de 10 minutes.

Nous observons effectivement l'oscillation du taux de transfert en fonction de $\omega_R/2\pi$ prédite théoriquement. La période de cette oscillation est de

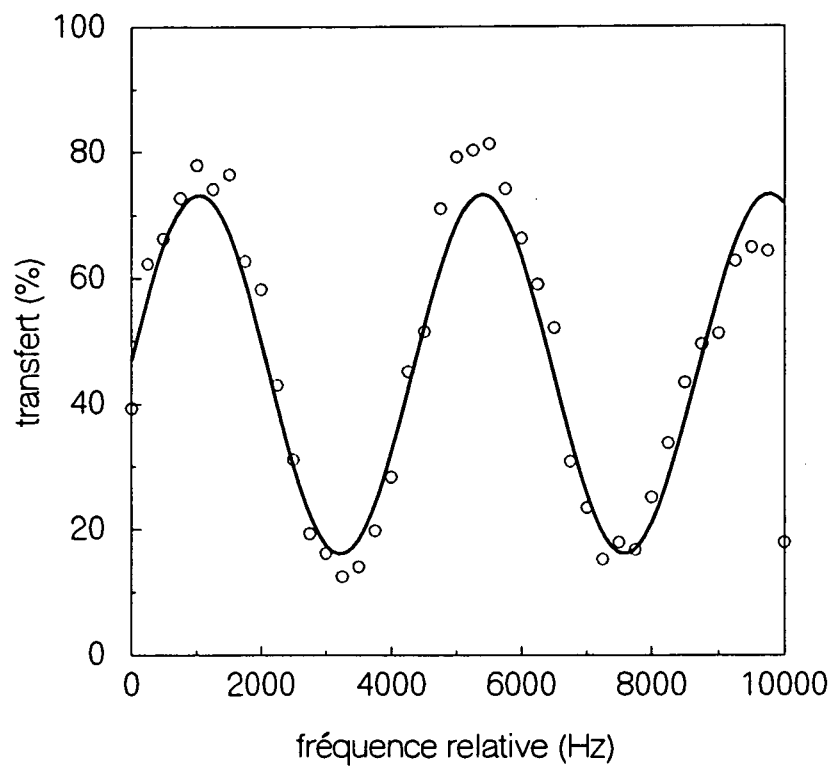


Figure 3.4: Les franges de Ramsey : la courbe donne le taux de transfert $\mathcal{T}_{e \rightarrow g}$ en fonction de la fréquence du champ micro-onde dans les zones de Ramsey. La période de l'oscillation est de 4367 ± 15 Hz, le contraste de 55 ± 5 %.

4367 ± 15 Hz. Le temps de vol des atomes entre les centres respectifs de R1 et de R2 est de $227,5 \mu\text{s}$, ce qui correspondrait à une période des franges de 4396 Hz. Etant donné que notre théorie ne tient compte ni de la durée finie de l'interaction entre l'atome et le champ classique ni de la forme réelle des modes des cavités R1 et R2, on peut considérer l'accord entre expérience et théorie comme satisfaisant.

En revanche, le contraste expérimental des franges de Ramsey n'atteint pas la valeur théorique de 1; il est de 55 ± 5 %. Cette grande différence entre théorie et expérience provient du fait que notre modèle théorique ne tient compte d'aucun des effets qui diminuent le contraste du signal interférométrique. Dans notre expérience nous attribuons la perte de contraste aux effets suivants :

- l'émission spontanée d'un photon par les atomes sur leurs trajet vers la détection conduit à un taux de transfert $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ de 4 % (voir paragraphe 2.1.4); elle est donc responsable d'une diminution du contraste d'environ 8 %;
- comme nous l'avons remarqué également aux paragraphe 2.1.4, la forme asymétrique des pics dans le spectre d'ionisation entraîne une probabilité de l'ordre de 10 % de détecter un atome dans $|g\rangle$ dans le canal " $|e\rangle$ ", ce qui diminue le contraste des franges d'environ 20 %;
- les champs micro-onde dans R1 et R2 ne sont sans aucun doute pas parfaitement homogènes, si bien que tous les atomes ne subissent pas une impulsion d'exactly $\pi/2$;
- les variations du champ électrique et du champ magnétique sur la section du jet conduisent à des déphasages de la cohérence atomique qui dépendent de la trajectoire de l'atome (voir paragraphe 2.5.2).

Soulignons que la précision de la sélection de vitesse est suffisante pour que la dispersion résiduelle des vitesses atomiques n'affecte plus le contraste des franges. On montre [102][56, p. 31] que la probabilité de détecter un atome dans l'état $|g\rangle$ est donnée par l'expression $P_g = \sin^2(\pi v_0/2v) \cos^2(\varphi v_0/2v)$ lorsque l'on tient compte de la dispersion de la vitesse atomique (voir également référence [103]). Dans cette expression v_0 est la vitesse à laquelle l'atome subirait une impulsion $\pi/2$ parfaite et v dénote sa vitesse réelle. Pour une phase des franges de Ramsey de $\varphi = 2/\pi$ (voir l'équation (1.25)) P_g vaut idéalement 1. Lorsque $v_0 = 400$ m/s et $v = 394$ m/s, on trouve $P_g \simeq 0.997$. La réduction du contraste due à une précision de la sélection de vitesse de ± 6 m/s est donc inférieure à 1 % et négligeable dans notre expérience.

3.1.4 Mesure de la fréquence de la transition atomique

Nous disposons maintenant d'un interféromètre en état de marche et savons enregistrer les franges de Ramsey. Notre prochain pas est alors de vérifier l'interaction entre l'atome et le champ contenu dans la cavité supraconductrice. Pour cela nous devons d'abord être capable d'accorder le mode de la cavité sur la transition atomique ou bien sûr de l'en désaccorder de δ . Étant donné la largeur spectrale de la transition atomique dans la cavité qui est inférieure à 12 kHz, cet accord de la cavité doit être fait avec une précision d'environ 1 kHz.

Il est par conséquent indispensable de connaître avec précision la fréquence de la transition atomique dans la cavité. Elle dépend du champ électrique dans cette dernière et nous fixons de manière définitive la tension appliquée au miroir du bas à 300 mV. Compte tenu de la distance entre les centres des miroirs ($\approx 27,5$ mm), cela conduit à un champ de l'ordre de 0,1 V/cm au centre de la cavité. Nous réalisons la mesure de la fréquence atomique en observant l'émission d'un photon dans le mode de la cavité en fonction de la fréquence de celui-ci, une expérience du même type que celle du micromaser [63, 66, 54]. Les atomes sont encore préparés dans l'état $|e\rangle$ et ne sont pas sélectionnés en vitesse. Ils traversent la cavité un à un pendant que nous balayons la fréquence du mode à travers la résonance atomique. Quand la fréquence de la cavité est loin de celle de la transition atomique, la probabilité pour que l'atome émette un photon dans le mode de la cavité reste négligeable et l'on enregistre le taux de transfert $\mathcal{T}_{e \rightarrow g}$ résiduel (4 %). Lorsque le désaccord diminue, le couplage aux fluctuations du vide dans la cavité devient de plus en plus fort, la probabilité d'émission d'un photon augmente et de même le taux de transfert vers le niveau $|g\rangle$. Pour des désaccords encore plus faibles, l'atome peut réabsorber le photon qu'il vient juste d'émettre, et il effectue l'oscillation de Rabi dans le vide. À résonance exacte le taux de transfert devient maximal, mais reste inférieur à 0.5 à cause de la dispersion des vitesses atomiques et donc des temps d'interaction.

Au cas où le flux atomique est suffisamment élevé, un atome ne rencontre pas uniquement les fluctuations du vide, mais aussi les photons laissés par les atomes précédents dans le mode. La probabilité d'émettre un photon s'en voit augmentée; un champ maser est créé. Nous observons alors un élargissement de la raie de la transition atomique (voir figure 3.5(a)). Pour une mesure aussi précise que possible, nous commençons avec un fort flux atomique, et le diminuons jusqu'à ce que plus aucun affinement de la raie atomique ne se produise (figure 3.5(b)). En pratique cette mesure est mise en œuvre de la façon suivante. L'ordinateur de contrôle enregistre le taux de transfert vers le niveau $|g\rangle$, $\mathcal{T}_{e \rightarrow g}$, et le transmet à un deuxième ordina-

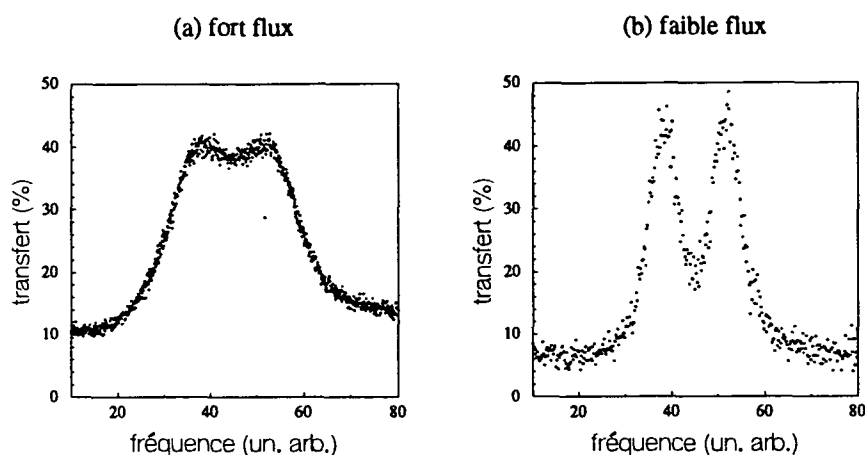


Figure 3.5: Les courbes donnent le taux de transfert $T_{e \rightarrow g}$ en fonction de la tension de commande appliquée à l'alimentation haute tension et donc en fonction de la fréquence de la cavité. (a) Le flux d'atomes est suffisant pour créer un champ maser dans la cavité, (b) le flux a été réduit jusqu'à ce qu'aucun affinement des raies ne soit plus observé. Suite au moyennage sur les différentes vitesses atomique, le taux de transfert maximal n'est que de $\approx 45\%$. Le pic de gauche est dû au mode haute fréquence et la cavité est accordée sur le maximum de ce pic à l'aide d'un balayage bien plus local.

teur. Ce dernier balaye la haute tension appliquée aux cales piézoélectriques installées derrière le miroir "du haut" (voir la figure 2.16) et enregistre le taux de transfert correspondant. Pour ce faire, une tension de commande émise par une sortie AD est injectée dans l'alimentation haute tension. La tension fournie par cette dernière est mesurée à l'aide d'un multimètre de haute précision. Une fois la courbe de résonance du micromaser enregistrée, nous revenons manuellement au centre de la résonance (le taux de transfert est affiché en temps réel) et lisons avec une précision de $\approx 10^{-4}$ la tension appliquées aux cales piézoélectriques. Finalement le jet atomique est coupé, et nous n'avons plus qu'à mesurer la fréquence du mode de la cavité qui correspond à la valeur de la haute tension que nous venons de trouver.

Avec une différence de potentiel appliquée aux miroirs de 300 mV, nous avons trouvé une fréquence atomique de

$$\frac{\omega_0}{2\pi} = 51,099110 \text{ GHz.}$$

La figure (3.5) montre la courbe de résonance maser correspondant à cette mesure.

3.1.5 Accord de la cavité

Connaissant alors avec précision la fréquence de la transition atomique, nous sommes capables de régler le désaccord δ entre le mode du champ et la transition atomique (dans les limites de la gamme du système d'accord de la cavité).

Rapellons en un premier lieu que la cavité possède deux modes de polarisations orthogonales, dont les fréquences sont différentes de 70 kHz (voir paragraphe 2.2.1). Le mode de plus haute fréquence possédant un meilleur facteur de qualité, nous faisons interagir l'atome avec ce mode. Nous choisissons alors sa fréquence inférieure à celle de la transition atomique, afin que l'effet du deuxième mode soit aussi faible que possible. Pour accorder la cavité (*i.e.* le mode "haute fréquence") sur la fréquence donnée par le choix du désaccord δ , nous fixons la fréquence de la source micro-onde à la valeur désirée et balayons manuellement la fréquence de la cavité à l'aide des cales piézoélectriques. L'analyseur vectoriel nous fournit en temps réel amplitude et phase du champ transmis par la cavité, si bien qu'il est facile de mettre la cavité à résonance avec la source. Finalement, nous remesurons pour vérification la fréquence de la cavité en enregistrant son spectre (voir figure 2.19).

3.1.6 Contrôle du champ thermique

Avant de continuer plus en avant dans les mesures de calibration, nous révérifions que le champ thermique dans la cavité est effectivement négligeable. Au cours de l'observation des oscillations de Rabi, le nombre moyen de photons thermiques dans la cavité a été mesuré, et nous avons trouvé $n_{th} = 0,06 \pm 0,01$ [59, 60]. Lors de cette expérience, la température était de 0,8 K et le résultat de la mesure est en bon accord avec la valeur prédite pour cette température de $n_{th} = 0,05$. Aucune modification majeure du montage n'a été effectuée et la température du montage est maintenant de 0,6 K. Nous pouvons par conséquent nous limiter à une vérification de nature plus qualitative. Pour cela, nous accordons la cavité sur la transition atomique et préparons les atomes dans l'état $|g\rangle = |50, \text{circ.}\rangle$. Pour ce faire, il suffit de modifier légèrement la procédure de circularisation. Comme décrit dans le paragraphe 2.1.2, les atomes sont transférés dans l'état 52 circulaire à l'aide de trois photons laser et du champ radiofréquence. Ensuite, ils atteignent l'état $|50, \text{circ.}\rangle$ par une transition micro-onde à deux photons ($2 \times 49,6525$ GHz) qui remplace celle à un photon (48,195 GHz) que nous utilisons pour préparer l'état $|e\rangle = |51, \text{circ.}\rangle$. Nous mesurons alors le taux de transfert de $|g\rangle$ vers $|e\rangle$ ($\mathcal{T}_{g \rightarrow e}$) en fonction du flux atomique. Tant que

beaucoup d'atomes traversent la cavité pendant le temps de relaxation de la cavité (t_{cav}), seule une faible fraction des atomes a une chance de passer dans l'état $|e\rangle$ par absorption d'un photon thermique. En revanche, lorsque le flux atomique devient inférieur à 1 atome/ t_{cav} , tous les atomes subissent l'effet du champ thermique dans la cavité. Le taux de transfert $\mathcal{T}_{g \rightarrow e}$ est alors maximal. Nous avons observé une augmentation de $\mathcal{T}_{g \rightarrow e}$ de 3,5 % en baissant le flux atomique. En désaccordant la cavité, nous ramenons $\mathcal{T}_{g \rightarrow e}$ à sa valeur pour un flux atomique très fort. Cette augmentation du taux de transfert de $|g\rangle$ vers $|e\rangle$ est donc bien due au champ thermique dans la cavité. La très faible variation de $\mathcal{T}_{g \rightarrow e}$ confirme que ce dernier est effectivement négligeable, comme nous nous y attendons en vue de la prédiction théorique de $n_{th} = 0,02$ (à 0,6 K).

3.1.7 Mesure du couplage atome - champ (Ω_0)

Nous pouvons maintenant mesurer le paramètre fondamental de l'interaction entre l'atome et le champ, le couplage Ω_0 . Nous le faisons en observant l'oscillation de Rabi des atomes, couplés au mode de la cavité dans l'état du vide de rayonnement [59, 60].²

Dans cette expérience la transition atomique et le mode du champ sont résonants. Comme nous l'avons déjà expliqué au paragraphe 1.1.4, l'atome et le champ, initialement dans l'état du vide, échangent alors le quantum d'énergie apporté par l'atome. Cet échange, l'oscillation de Rabi dans le vide, à lieu avec une fréquence de $2 \times \Omega_0/2\pi$ et donne directement une mesure du couplage Ω_0 . Soulignons que le simple fait d'observer cette oscillation prouve déjà que l'interaction atome - champ se produit dans le régime de couplage fort (voir également le paragraphe 1.1.4). Pour que l'atome puisse réabsorber le photon qu'il vient d'émettre dans la cavité, la période de l'oscillation de Rabi doit être beaucoup plus courte que la durée de vie du photon dans la cavité: $\pi/\Omega_0 \ll t_{cav}$ ce qui est précisément la condition de couplage fort (équation (1.6)).

Pour décrire plus précisément l'interaction résonante entre l'atome et le champ, nous introduisons de nouveau un temps effectif d'interaction, noté t_{int}^{res} , défini par la relation

$$\Omega_0 t_{int}^{res} = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega(vt) dt.$$

²L'oscillation de Rabi quantique étant le sujet de la thèse d'A. MAALI [59], nous ne donnons ici qu'une description très rudimentaire. En particulier, nous passons sur tous les détails expérimentaux que le lecteur pourra trouver dans le mémoire de thèse, consacré en grande partie à cette expérience.

Comme avant, v est la vitesse atomique et $\Omega_0 = \Omega(0)$. Soulignons que cette définition ne s'applique qu'au cas d'une interaction résonante et est différente de celle (éq. (1.13)) qui définit le temps effectif d'interaction pour une interaction non-résonante (t_{int}). L'intégrale ci-dessus est connue et l'on obtient

$$t_{int}^{res} = \sqrt{\pi} \frac{w}{v},$$

où w est encore le "waist" du mode de la cavité.

Pour observer l'oscillation de Rabi, nous enregistrons le taux de transfert de l'état $|e\rangle$ dans lequel l'atome entre dans la cavité vers l'état $|g\rangle$ en fonction de $t_{int}(v)$. Comme l'échange d'énergie entre l'atome et le champ est interrompu lorsque l'atome quitte la cavité, nous reconstituons ainsi directement cette oscillation.

Ayant pour seul but de mesurer le couplage Ω_0 , il est suffisant d'enregistrer le taux de transfert pour des temps d'interaction entre 20 et 70 μs , accessibles directement grâce à la distribution maxwellienne des vitesses atomiques. $t_{int} = 70 \mu\text{s}$ correspond à une vitesse de $v \simeq 106,7 \text{ m/s}$, $t_{int} = 20 \mu\text{s}$ à $v \simeq 373,5 \text{ m/s}$.³

En ce qui concerne la réalisation pratique, elle n'est guère compliquée, une fois le dispositif expérimental mis en place. La cavité est accordée sur la transition atomique et nous préparons les atomes dans l'état $|e\rangle$. L'ordinateur de contrôle enregistre le taux de transfert en fonction du temps de vol de l'atome, c'est-à-dire en fonction de la vitesse atomique. Ayant calculé les temps d'interaction correspondant aux différentes vitesses, on obtient directement l'oscillation de Rabi, que montre la figure (3.6) avec son "ajustement" numérique [59]. Nous en déduisons la valeur du couplage entre atome et champ,

$$\frac{\Omega_0}{2\pi} = 24,45 \pm 0,15 \text{ kHz.}$$

Ce résultat expérimental est en bon accord avec la prédiction théorique de 25 kHz comme valeur optimale du couplage. La différence peut être attribuée à l'alignement imparfait du jet.

Nous réalisons donc bien le régime de couplage fort, car $2\pi/\Omega_0 \approx 40 \mu\text{s} \ll t_{cav} \simeq 160 \mu\text{s}$. Le fait d'avoir réussi à enregistrer plusieurs oscillations de Rabi le montre naturellement déjà à l'évidence.

Nous en déduisons de même que le déphasage par photon ϕ atteint bien la valeur prédite au paragraphe 2.3. Un atome déphase un état cohérent du

³Dans les expériences décrites dans le mémoire de thèse de A. MAALI nous avons exploré un domaine de temps d'interaction plus large en contrôlant l'interaction atome - champ à l'aide du champ électrique dans la cavité.

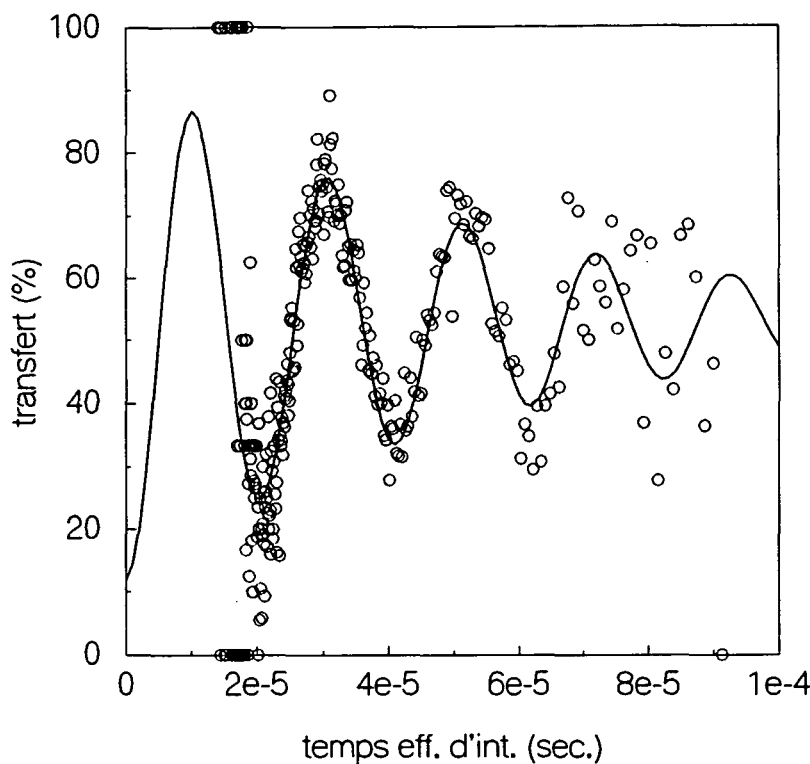


Figure 3.6: Le taux de transfert $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ en fonction du temps d'interaction avec le champ, que nous déduisons du temps de vol des atomes jusqu'à la détection. L'ajustement de la courbe théorique est décrit dans [59].

champ de façon macroscopique : $\phi \simeq 40^\circ$ pour $\delta/2\pi = 100$ kHz, $v_0 = 400$ m/s et en tenant compte de la valeur mesurée de $\Omega_0 = 24,45$ kHz.

3.1.8 Calibration du champ injecté

Dans les expériences que nous avons décrites dans le chapitre premier l'atome interagit avec un champ cohérent dont nous devons connaître la "taille", à savoir le nombre moyen de photons qu'il contient, $\bar{n} = |\alpha|^2$ (voir équation (1.16)). Dans le paragraphe présent nous montrons comment le mesurer.

L'idée de cette mesure a déjà été présentée dans la partie théorique, où nous avons constaté que l'interaction non-résonante entre atome et champ déphase la cohérence atomique, ce qui se manifeste dans un déphasage des

franges de Ramsey. En effet, nous avons vu dans le paragraphe 1.3 (équation (1.29)) que la présence d'un champ cohérent déphase les franges de Ramsey d'un angle $\bar{n} \sin 2\phi$, duquel nous pouvons déduire \bar{n} , connaissant Ω_0 , t_{int} et δ ($\phi = \Omega_0^2 t_{int} / \delta$, voir équation (1.19)).

Pour mesurer \bar{n} , il suffit par conséquent de comparer les phases des franges de Ramsey, enregistrées en absence et en présence d'un champ dans la cavité.

Rappelons dans ce contexte que la présence de la cavité vide crée un déphasage des franges de Ramsey de $(\sin 2\phi)/2$. Tant que δ reste constant, la contribution des fluctuations du vide n'est qu'un décalage du zéro de la phase des franges. Le déphasage des franges, observé lorsque l'on injecte un champ dans la cavité, est uniquement dû à ce dernier et donne directement la mesure du nombre moyen de photons contenu dans le champ injecté.

La première partie de la calibration du champ est alors simplement l'enregistrement des franges de Ramsey avec une cavité vide entre R1 et R2, que nous avons déjà décrit.

Nous répétons ensuite l'expérience en injectant un champ dans la cavité. Pour cela, la source micro-onde est stabilisée en phase sur un système de stabilisation commerciale (MOS, Microwave Systems) et le couplage entre source et cavité est contrôlé par une diode PIN. Fermée elle réalise une atténuation supérieure à 80 dB, les pertes en position ouverte étant inférieures à 2,5 dB. Le temps de basculement est de l'ordre de 10 ns.

Pour être sûr que l'atome interagit avec un champ en évolution libre, soumis uniquement aux effets de la relaxation, nous couplons la cavité à la source micro-onde avant que l'atome n'entre dans la cavité. À l'instant où atome et champ commencent à interagir, la cavité est déjà de nouveau découplée de la source. Après l'interaction, le champ retourne à l'état du vide à partir duquel il est préparé à l'identique pour l'atome suivant.

Le seul élément à ajouter à la procédure expérimentale, décrite au paragraphe 3.1.3, est donc l'injection du champ. Elle est commandée à l'aide d'un signal logique, émis par la mémoire auxiliaire, qui contrôle la diode PIN mentionnée ci-dessus. L'origine des temps ($t = 0 \mu s$) étant comme toujours fixée par l'interaction de l'atome avec les lasers, la diode PIN est rendue passante de 125 μs à 175 μs . Les atomes, sélectionnés en vitesse à $v_0 = 400$ m/s, se trouvent pendant ce temps à au moins 10 mm du bord des miroirs et n'interagissent donc pas avec le champ pendant que il est injecté dans la cavité.

Le nombre moyen de photons que rencontre l'atome (qui arrive au centre de la cavité après 285 μs) dépend de trois paramètres : la puissance de la source, la durée du couplage et le délai entre l'injection du champ et son interaction avec ce dernier. Nous fixons les deux derniers paramètres et réglons la puissance de la source à l'aide de deux atténuateurs en série avec

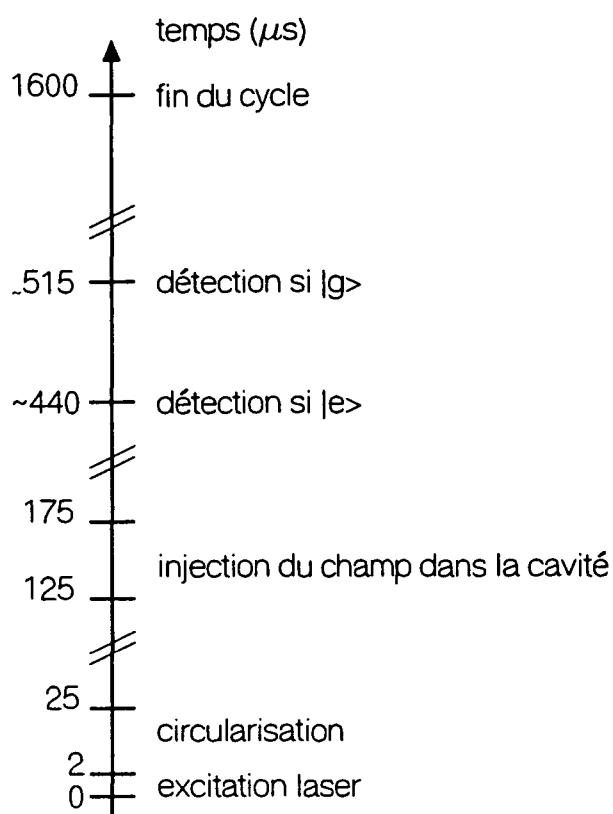


Figure 3.7: La séquence temporelle d'un cycle, répété 1000 fois pour chaque valeur de la fréquence dans les zones de Ramsey, lorsque nous injectons un champ cohérent dans la cavité. N.B. : les distances sur l'axe des temps ne sont pas à l'échelle et ne fournissent qu'une image qualitative.

une précision de 0,1 dB dans une gamme de 100 dB.

Remarquons finalement que le cycle suivant de l'expérience ne commence qu'après 1500 μs , un temps dix fois plus long que le temps de relaxation de la cavité. Pour l'atome suivant, le champ est bien injecté dans une cavité à nouveau vide et tout atome rencontre exactement le même champ lorsqu'il traverse la cavité. Sur la figure 3.7 nous présentons le schéma de la séquence temporelle utilisée.

Ayant ainsi enregistré les franges de Ramsey sans et avec champ dans la cavité, il ne nous reste qu'à comparer la phase des deux signaux. Nous l'extrayons des données à l'aide d'un fit numérique, qui est une simple oscillation sinusoïdale, dont nous ajustons le contraste et la phase. La période de l'oscillation est fixée à sa valeur obtenue précédemment (4367 ± 15 Hz). La figure 3.8 montre un résultat typique d'une mesure du nombre moyen de

photons. Le déphasage relatif des deux signaux de franges de Ramsey est de 453,3 Hz.

Connaissant la valeur du désaccord δ (712 kHz ici), on évalue le déphasage du champ cohérent qui pour la mesure présentée est de

$$\phi = \frac{\Omega_0^2}{\delta} t_{int} \approx 0,0987 \text{ rad},$$

où nous avons utilisé $\Omega_0 = 24,45$ kHz et $t_{int} = 18,7$ μ s. On en déduit le déphasage produit par un champ cohérent contenant en moyenne 1 photon

$$\Delta\varphi_0 = \sin(2\phi) \approx 136,2 \text{ Hz},$$

qui permet de calculer immédiatement le nombre moyen de photon :

$$\bar{n} = \frac{453,3 \text{ Hz}}{\Delta\varphi_0} \approx 3,3.$$

On peut également remarquer que la valeur de \bar{n} que nous venons de calculer devrait plutôt être appelée un nombre effectif de photons. Notre modèle théorique ne décrit que la situation où l'énergie contenue dans la cavité ne change pas pendant que l'atome interagit avec le champ et nous avons introduit le temps effectif d'interaction t_{int} afin de raisonner en termes d'un couplage "carré" (voir figure 1.7). En réalité, le couplage atome-champ varie le long du trajet de l'atome et l'énergie du champ décroît exponentiellement suite à la relaxation de la cavité. Le nombre moyen de photons \bar{n} que nous venons de calculer est donc plus précisément celui que devrait avoir un champ "carré", en absence de relaxation, afin de créer le déphasage des franges que nous avons mesuré.

La valeur $\delta = 712$ kHz correspond au plus grand désaccord que nous pouvons réaliser en n'utilisant que les cales piézoélectriques comme moyen d'accord. Elle est imposée par la plus grande tension que nous pouvons y appliquer sans risque. Cette dernière est d'environ 3500 V et correspond à une différence de fréquence de l'ordre de 750 kHz. L'accord mécanique est donc choisi tel que le désaccord maximal, obtenu à 0 V, soit aussi grand que possible, tout en laissant la possibilité de mettre atome et champ à résonance sans devoir de nouveau y avoir recours.

Pour la calibration du champ, nous avons choisi un désaccord maximal afin d'obtenir un contraste maximal des franges, car n'oublions pas que les franges disparaissent lorsque l'on augmente le déphasage par photon en diminuant le désaccord δ . La mesure interférométrique de \bar{n} est en revanche suffisamment sensible pour donner un résultat précis même pour des faibles valeurs de ϕ et la contrainte de devoir travailler avec des grands désaccords n'est pas gênante.

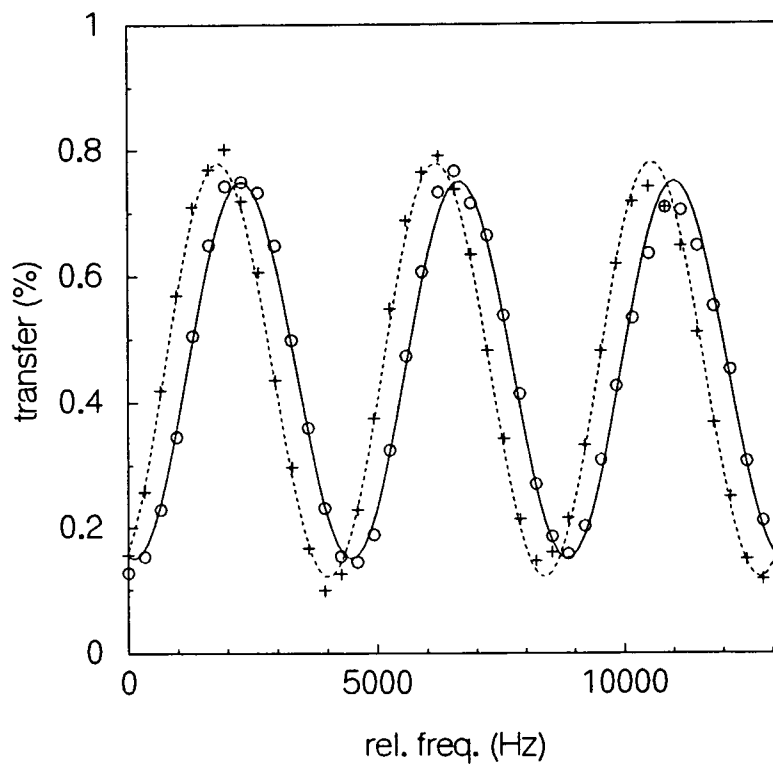


Figure 3.8: Les franges de Ramsey sans champ injecté dans la cavité (cercles et courbe en trait plein) et avec un champ de $\bar{n} = 3,3$ (croix et courbe en tirets)

3.1.9 Vérifier que le champ injecté est cohérent

Jusqu'ici nous avons toujours supposé que le champ injecté dans la cavité en la couplant à une source classique est bien un champ cohérent $|\alpha\rangle$, tel que le prédit la théorie [45]. Un moyen de le tester, est de mesurer la variation de l'énergie injectée dans la cavité en fonction du temps de couplage entre cavité et source. Dans le cas où ce couplage prépare un état cohérent, on prédit théoriquement que l'amplitude $|\alpha|$ du champ créé est proportionnelle au temps de couplage. L'énergie contenue dans la cavité doit donc augmenter comme le carré de la durée du couplage [45].

Pour ce faire nous avons en un premier temps enregistré les franges de Ramsey en couplant source et cavité pendant $50 \mu\text{s}$. Ensuite, nous avons réduit le temps de couplage à $25 \mu\text{s}$ en augmentant la puissance de la source de 6 dB, donc d'un facteur 4, et nous avons de nouveau enregistré les franges. Si le champ dans la cavité est bien dans un état cohérent, le nombre moyen de photons qu'il contient doit dans les deux cas être le même, et les deux signaux de franges ne doivent pas présenter de déphasage. La figure 3.9 présente les deux signaux et l'on constate que tel est bien le cas. L'énergie que contient le champ est bien proportionnelle au carré du temps de couplage et nous en déduisons que nous préparons effectivement un état cohérent en couplant la cavité à une source classique.

Une deuxième vérification que l'état du champ préparé dans la cavité est bien un état cohérent est fournie par l'observation de l'oscillation de Rabi lorsqu'un champ est injecté dans la cavité [60, 59]. Cette expérience nous a permis de mesurer la distribution du nombre de photons du champ injecté, que nous avons trouvée poissonnienne, en très bon accord avec la prédiction théorique pour un champ cohérent [44, 45].

3.1.10 Mesure complémentaire du temps de relaxation de la cavité

Une simple variation de la mesure précédente nous permet de réaliser une vérification complémentaire du temps de relaxation de la cavité. Plutôt que de changer la durée du couplage entre cavité et source, nous changeons l'instant auquel le champ est injecté. Nous faisons varier ainsi le délai entre la fin de l'injection du champ et le passage de l'atome dans la cavité. Plus ce délai est grand, plus le champ que rencontre l'atome est faible. Plus précisément, la valeur mesurée de \bar{n} doit être une fonction exponentiellement décroissante du délai entre la fin de l'injection et l'arrivée de l'atome dans la cavité, la constante de temps de la décroissance étant le temps de relaxation de la cavité t_{cav} .

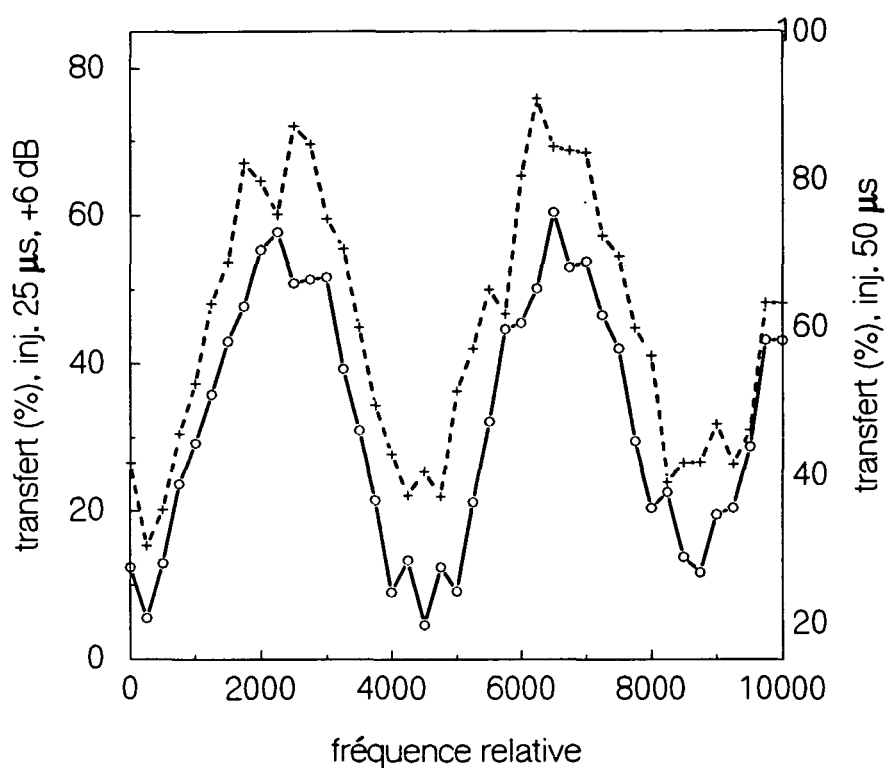


Figure 3.9: En cercles et trait plein les franges de Ramsey enregistrées pour un temps d'injection de $50 \mu\text{s}$ (le taux de transfert est donné par rapport à échelle de droite). En croix et tirets les franges obtenues pour un temps d'injection de $25 \mu\text{s}$ et une puissance de la source 4 fois plus élevée (échelle de gauche). Noter que les échelles sur les axes "Y" sont décalées l'une par rapport à l'autre pour faciliter la comparaison des deux signaux.

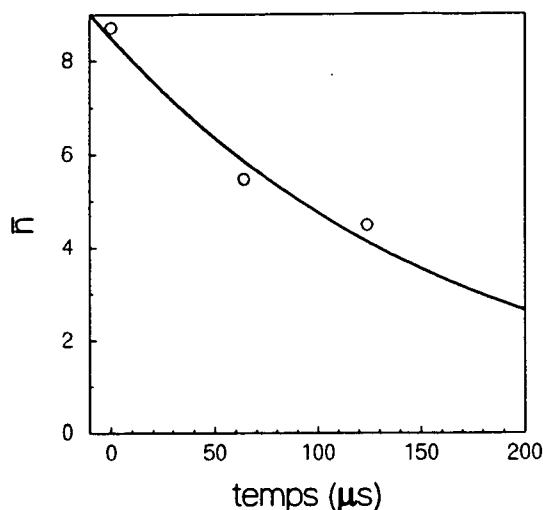


Figure 3.10: La décroissance du nombre moyen de photons dans la cavité. Le fit est une fonction exponentielle décroissante dont la valeur à $t = 0$ et la constante de temps ($= t_{cav}$) sont ajustées.

La figure 3.10 présente les résultats obtenus. Le premier point, indiqué à $t = 0$ correspond à l'injection du champ de $125 \mu\text{s}$ à $175 \mu\text{s}$. Il a été choisi comme "point de départ" de la décroissance exponentielle. Le nombre moyen de photon mesuré est de $\bar{n} \simeq 8,7$. Les deux points suivants correspondent aux temps de couplage et nombres moyen de photons suivants : couplage de $61 \mu\text{s}$ à $111 \mu\text{s}$, $\bar{n} \simeq 5,5$ et couplage de $1 \mu\text{s}$ à $51 \mu\text{s}$, $\bar{n} \simeq 4,5$. La courbe indiquée a été obtenue en utilisant le nombre de photons à $t = 0$ et le temps de relaxation de la cavité comme paramètres ajustables. L'ajustement donne pour la relaxation de la cavité un temps caractéristique de $t_{cav} \approx 170 \mu\text{s}$. Cette expérience confirme donc de manière qualitative les mesures beaucoup plus précises, obtenue en enregistrant le spectre de la cavité ou directement la décroissance de l'énergie dans la cavité. Pour l'interprétation des données expérimentales nous allons dans la suite de nouveau utiliser la valeur $t_{cav} = 160 \mu\text{s}$, obtenue à l'aide de ces dernières mesures (voir paragraphe 2.2.2).

3.2 La disparition des franges

Nous allons maintenant présenter la réalisation et les résultats de la première expérience décrite dans le chapitre premier: la disparition des franges de

Ramsey. Son but est de vérifier que le champ cohérent est bien un appareil de mesure pour l'état atomique, dans le sens que le champ contient, après interaction avec l'atome, l'information dans quel état l'atome a traversé la cavité. Si tel est le cas, le contraste des franges de Ramsey doit diminuer lorsque nous augmentons le déphasage du champ par l'atome (ϕ).

Avant de présenter en détail la réalisation expérimentale, nous résumons ci-dessous les informations les plus importantes obtenues à l'aide des mesures préliminaires et rappelons les points essentiels de notre analyse théorique du chapitre premier.

Les mesures préliminaires nous ont permis de vérifier le bon fonctionnement du dispositif expérimental et de mesurer les paramètres Ω_0 et δ qui déterminent avec le temps effectif d'interaction t_{int} le déphasage du champ cohérent ϕ . Ce dernier est le paramètre clé de nos expériences et est relié à Ω_0 , δ et t_{int} par la relation (voir l'équation (1.19))

$$\phi = \frac{\Omega_0^2}{\delta} t_{int}.$$

Les valeurs de Ω_0 et de t_{int} sont des constantes dans le contexte de nos expériences. Le couplage, $\Omega_0 = 2\pi \times 24,45$ kHz, est entièrement déterminé par la géométrie de la cavité et le dipôle de la transition atomique. Le temps d'interaction ne dépend en dehors de la géométrie du mode que de la vitesse des atomes. Cette dernière est sélectionnée à $v_0 = 400$ m/s et ne sera pas changée au cours des expériences. Nous faisons varier l'angle ϕ en changeant le désaccord atome - champ, la relation entre ces deux paramètres étant :

$$\phi[\text{rad}] \simeq \frac{70,24}{\delta[\text{kHz}]}.$$

Le nombre moyen de photons \bar{n} que contient le champ sera comme avant extrait du déphasage des franges de Ramsey. Le connaissant, nous calculerons finalement la distance entre les deux états cohérents mis en jeu,

$$D = 2\sqrt{\bar{n}} \sin \phi,$$

qui est le paramètre qui selon notre modèle théorique contrôle la disparition des franges. Nous avons trouvé par le calcul que leur contraste est proportionnel à $\exp(-D^2/2)$.

Traduisons maintenant le but de notre expérience en un langage plus "expérimental" : enregistrer les franges de Ramsey, lorsqu'un champ est présent dans la cavité, pour des valeurs du désaccord δ de plus en plus faible.

Les procédures nécessaires pour cela ont déjà été décrites en détail dans les paragraphes précédents, et nous pouvons nous concentrer ici sur le principe de la mesure. D'abord nous enregistrons les franges en absence de

champ et avec un désaccord maximal entre atome et champ. Cette mesure nous donne le "zéro" de la phase des franges de Ramsey dont nous avons besoin pour déterminer le nombre moyen de photons \bar{n} . Ensuite et sans changer le désaccord, nous répétons la mesure en injectant un champ. La différence entre les phases des deux signaux interférométriques nous donne immédiatement une mesure de \bar{n} . Puis nous continuons à enregistrer les franges en diminuant le désaccord atome - champ, le champ injecté restant bien sûr inchangé.

La figure 3.11 montre les résultats. En haut (a) les franges sans champ dans la cavité et pour un désaccord de $\delta = 712$ kHz. Immédiatement en dessous (b) pour le même désaccord les franges lorsque nous injectons un champ.

En dehors du déphasage, nous observons déjà ici une diminution du contraste des franges, due au déphasage faible mais pas négligeable du champ. À droite des franges sont représentés les deux composantes du champ créées par l'atome.

La courbe (c) montre les franges enregistrées avec un désaccord de 347 kHz entre la transition atomique et le champ. Le contraste est réduit à environ la moitié de sa valeur initiale de 55 %. Comme le montre la représentation graphique du champ, la séparation des deux composantes du champ commence à être appréciable, mais leur recouvrement résiduel empêcherait encore de déduire avec certitude l'état atomique de la phase du champ.

Remarquons que le déphasage des franges de (b) à (c) est dû à la variation de ϕ et non à celle de \bar{n} , comme c'est le cas du déphasage entre les franges que montrent les figures (a) et (b).

La courbe (d) montre finalement le signal que nous obtenons quand le désaccord devient encore plus faible et conduit à un déphasage du champ tel que ses deux composantes soient bien séparées. À l'échelle de la précision de notre mesure nous n'observons plus de franges.

Sur la figure 3.12 nous présentons finalement l'évolution du contraste (a) et de la phase (b) des franges en fonction de ϕ . La courbe théorique sur la figure (b) est obtenue en utilisant le nombre moyen de photons comme paramètre ajustable et nous fournit donc une mesure de \bar{n} qui tient compte de tous les déphasages que nous avons mesurés. Nous avons trouvé $\bar{n} = 9,5$. Nous constatons un bon accord entre les prédictions de notre modèle théorique très simple et les résultats expérimentaux.

Les résultats que nous venons de présenter sont une nouvelle illustration du principe de complémentarité en mécanique quantique. Seuls deux chemins indiscernables peuvent donner lieu à des interférences entre les amplitudes de probabilités qui leur sont associées. Ces interférences se manifestent dans notre expérience dans les oscillations de la probabilité $P_g(\omega_R)$ de trouver

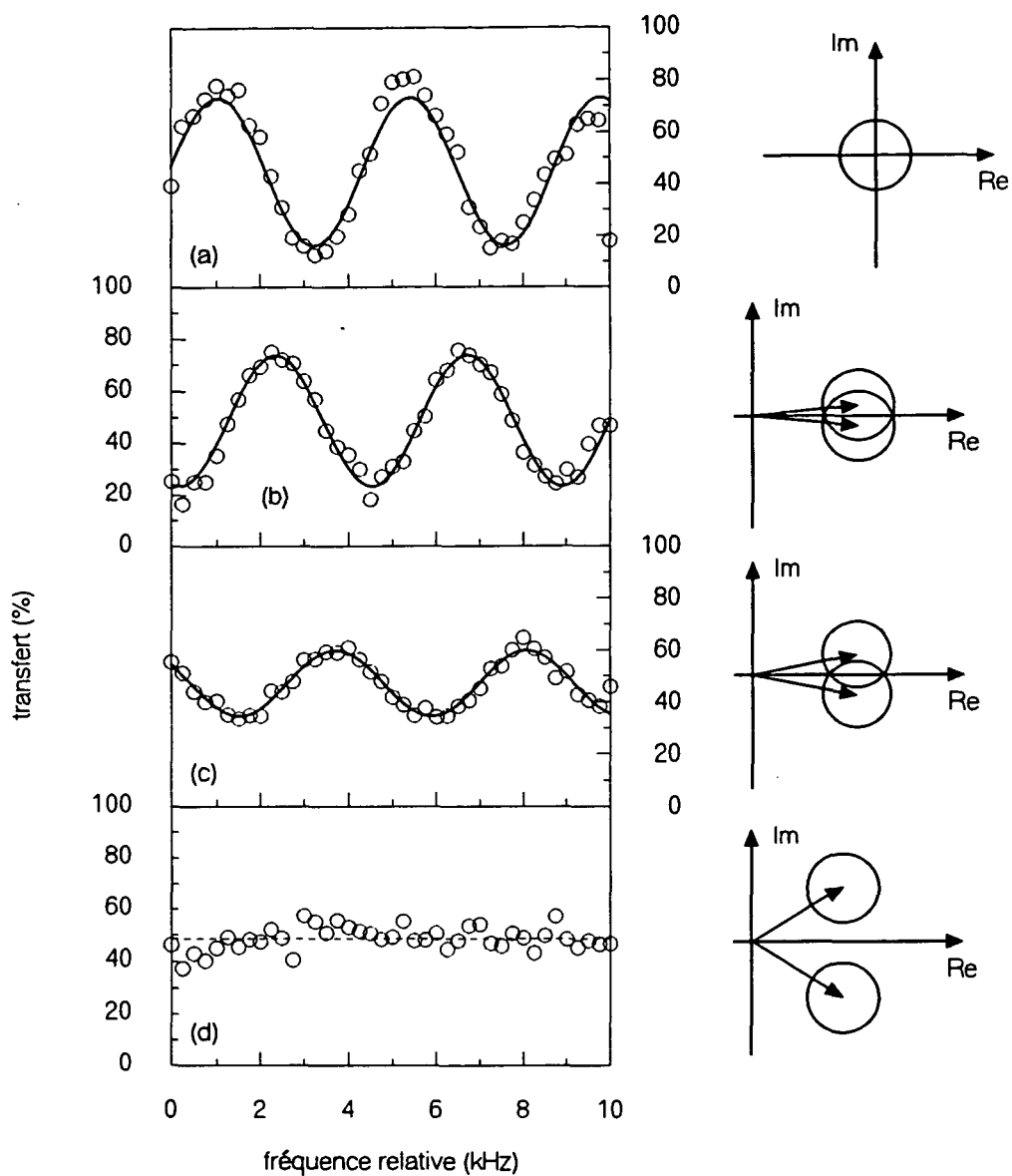


Figure 3.11: Les quatre courbes montrent les franges de Ramsey enregistrées dans les situations suivantes: (a) la cavité est vide et le désaccord est de $\delta = 712$ kHz; (b) un champ de $\bar{n} = 9,5$ photons est injecté et de nouveau $\delta = 712$ kHz; (c) $\bar{n} = 9,5$ et $\delta = 347$ kHz; et finalement (d) $\bar{n} = 9,5$ et $\delta = 104$ kHz. Sur la figure (d) le trait en tirets indique simplement la valeur moyenne du taux de transfert (48,6 %). À droite, les représentations graphiques de l'état du champ après le passage de l'atome.

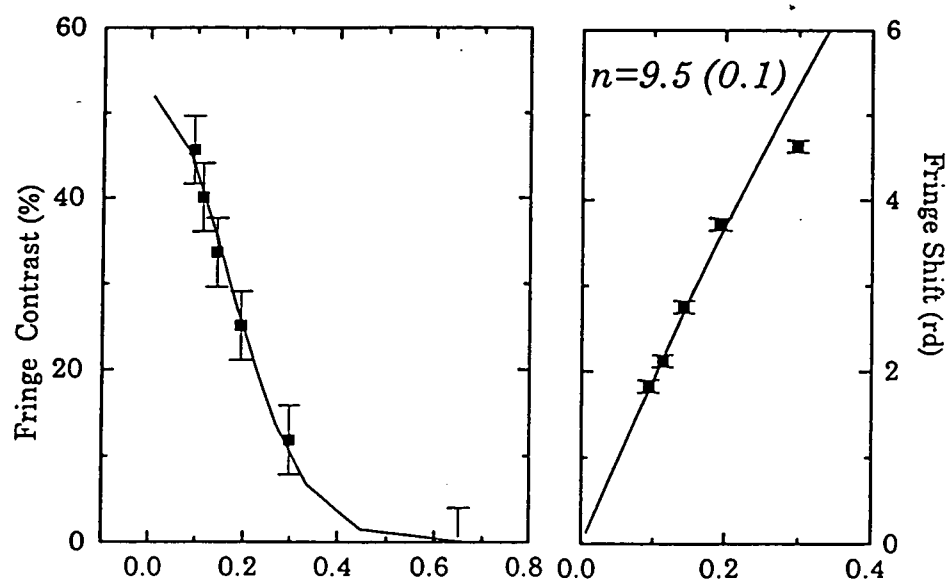


Figure 3.12: (a) Le contraste de franges en fonction du déphasage du champ cohérent ϕ . (b) La phase des franges en fonction du même paramètre. Les points représentent les données expérimentales, les courbes les prédictions théoriques. La courbe sur la figure (b) est obtenue en utilisant le nombre moyen de photons comme paramètre ajustable.

l'atome dans l'état $|g\rangle$ en fonction de la fréquence du champ micro-onde appliqué dans les zones de Ramsey. Dès qu'il est au moins en principe possible de distinguer les deux chemins, ces interférences disparaissent. À chaque chemin est maintenant associé une probabilité et non plus une amplitude de probabilité, et la sommation de probabilités ne peut donner lieu à des interférences. Dans notre cas, c'est le champ qui contient l'information sur lequel des deux chemins l'atome a emprunté. $P_g(\omega_R)$ n'est plus une fonction oscillante mais simplement une constante: $P_g(\omega_R) = 0,5$ (au cas où le recouvrement des deux composantes du champ est négligeable). Le fait de ne pas savoir lire l'information sur l'état atomique est sans aucune importance. Le seul fait que cette information existe et puisse au moins en principe être lue, est suffisant pour détruire les interférences.

Le point important est alors que cette constatation est parfaitement équivalente à celle qui dit que le champ est un appareil de mesure pour l'état atomique. La disparition des franges de Ramsey prouve que la phase du champ contient l'information complète sur l'état atomique. Un champ dans un état cohérent, piégé dans une cavité joue parfaitement le rôle de l'appareil de mesure dont l'aiguille indique l'état de l'atome. L'interaction entre champ et atome crée une corrélation entre la phase du champ et l'état atomique telle que nous l'avons supposée dans notre description idéalisée d'une mesure quantique.

Nous en réalisons expérimentalement un prototype, et ce qui plus est dans un cas où nous pouvons atteindre le régime mésoscopique. Contrairement à une aiguille matérielle, nous pouvons choisir la taille de "l'aiguille champ" suffisamment petite pour nous trouver dans une situation où la décohérence se produit à une échelle de temps observable.

Passons alors au paragraphe suivant dans lequel nous montrons comment observer la décohérence en pratique ainsi que les résultats que nous avons obtenus.

3.3 L'observation de la décohérence

Le but de cette deuxième expérience est de montrer que l'état créé par l'interaction entre atome et champ est bien une superposition cohérente, et d'observer ensuite la transformation de cette superposition cohérente en un mélange statistique. Comme dans le paragraphe précédent nous commençons par rappeler les points essentiels de notre analyse théorique.

L'idée de notre expérience est de sonder l'état de superposition quantique, créé par l'interaction avec un premier atome, à l'aide d'un deuxième atome qui suit le premier après un délai τ . Nous avons montré dans la partie

théorique que la cohérence de cette superposition du champ se manifeste dans l'existence de corrélations entre les états dans lesquels nous détectons les deux atomes. Nous avons introduit comme mesure pour ces corrélations, et par conséquent pour la cohérence, la grandeur (paragraphe 1.5.1, équation 1.46)

$$\begin{aligned}\eta &= P(2e|1e) - P(2e|1g) \\ &= P(2g|1g) - P(2g|1e).\end{aligned}$$

Dans le cas particulièrement simple où la séparation entre les deux composantes du champ est suffisamment grande ($D \gg 1$) pour pouvoir négliger leur recouvrement ($|\langle \alpha e^{-i\phi} | \alpha e^{i\phi} \rangle| \ll 1$), nous avons établi les résultats suivants. La valeur maximale des corrélations, obtenue lorsque le deuxième atome rencontre une superposition parfaitement cohérente, est (voir équation (1.47))

$$\eta_{max} = \frac{1}{2}.$$

Pour des délais τ entre les deux atomes beaucoup plus courts que le temps de relaxation de la cavité t_{cav} la variation de η en fonction de τ est donnée par :

$$\eta(\tau) = \eta_{max} \times \exp\left(-\frac{\tau}{t_{coh}}\right) \cos(|\alpha|^2 \sin(2\phi)\gamma\tau) \quad (3.1)$$

(voir équation (1.52)). Rappelons que le temps de décohérence t_{coh} est défini par la relation (équation (1.43))

$$t_{coh} = \frac{2t_{cav}}{D^2}.$$

Étant obtenu à l'aide de l'approximation $D \gg 1$, le résultat (3.1) ne peut être appliqué à des délais τ comparables à t_{cav} , pour lesquels les deux composantes du champ se recouvrent forcément.

Afin d'interpréter les données expérimentales en partant de ces résultats théoriques, nous devons introduire deux effets non-contenus dans notre modèle théorique. Premièrement, nous n'avons pas tenu compte du contraste réel des franges de Ramsey. Dans le cas des expériences présentées dans ce paragraphe ce contraste est de 60 %, légèrement supérieur à celui constaté au cours de l'expérience sur la disparition des franges de Ramsey. Nous y avons trouvé un contraste des franges de 55 %. Par conséquent nous ne détectons un atome dans l'état prédit théoriquement qu'avec une probabilité de 0,6. La mesure de η nécessitant la détection de deux atomes, nous nous attendons à ce que la valeur maximale des corrélations soit réduite d'un facteur $(0,6)^2 = 0,36$:

$$\eta_{max}^{exp} \simeq 0,18.$$

Deuxièmement, un calcul complet montre que η dépend faiblement de la fréquence du champ dans les zones de Ramsey ω_R au cas où l'on ne peut négliger le recouvrement entre les deux composantes du champ. L'indépendance de η par rapport à ω_R que nous avons trouvée est donc également une conséquence de l'approximation $D \gg 1$. La grandeur témoin de la décohérence est alors la valeur de η moyennée sur les différentes fréquences ω_R ,

$$\eta = \overline{\eta(\omega_R)}.$$

Soulignons qu'aussi bien la valeur réduite η_{max} que la moyenne sur ω_R sont sans aucune importance pour l'interprétation physique des résultats expérimentaux.

Après ces rappels sur notre modèle théorique nous pouvons maintenant passer à la réalisation expérimentale de l'observation de la décohérence. Elle nécessite d'importantes modifications de la procédure expérimentale de base (à savoir l'enregistrement des franges de Ramsey) utilisée jusque là.

D'abord, il s'agit de préparer non plus un seul mais deux atomes circulaires par cycle de l'expérience, le deuxième atome devant suivre le premier après un délai τ bien défini. Pour cela la procédure de circularisation est exécutée une deuxième fois après la préparation du premier atome. Un temps τ après l'interaction du premier atome avec les lasers, le champ électrique dans la zone de circularisation est de nouveau remis à zéro. Un deuxième atome peut être porté vers l'état $52f$ et être "circularisé" ensuite. Le délai entre les deux séquences de circularisation est programmé à partir de l'ordinateur de contrôle et peut être changé facilement.

Comme dans les expériences précédentes la puissance des lasers est atténuée jusqu'à ce que la probabilité de préparer plus d'un atome par séquence de circularisation devienne très faible. En pratique nous détectons typiquement un flux inférieur à 0,1 atomes par séquence, ou 0,2 atomes par cycle lorsque un cycle comprend deux séquences de circularisation. Compte tenu de l'efficacité de la détection qui est de l'ordre de 40 % (voir paragraphe 2.1.3), cela nous conduit à estimer qu'entre 0,2 et 0,3 atomes sont préparés en moyenne lors d'une seule séquence de circularisation. La probabilité pour que deux atomes soient préparés lors d'une seule séquence de circularisation et interagissent ensuite en même temps avec le champ dans la cavité est donc très faible.

Notons également que le passage d'un atome non détecté ne détruit pas la cohérence de la superposition. Imaginons comme exemple qu'un atome supplémentaire non détecté traverse la cavité entre un premier et un deuxième atome, tous deux détectés. L'état de ce troisième atome reste inconnu, et nous devons effectuer une trace partielle sur le sous-système qu'il constitue.

Son seul effet est alors de déphaser globalement l'état préparé par l'interaction entre premier atome et champ, mais il ne change en rien la cohérence de cet état à laquelle notre expérience est sensible.

Le temps minimal dont nous avons besoin pour préparer un atome dans l'état circulaire est de $25 \mu\text{s}$. En deçà de cette durée, nous observons que le flux et la pureté des atomes circulaires sont détériorés. Naturellement, nous devons également laisser le temps au premier atome de quitter la zone où le champ électrique sera remis à zéro pour l'excitation laser du deuxième atome. En pratique, nous avons constaté que le plus court délai entre deux atomes que notre système permet de réaliser est de $\tau \approx 30 \mu\text{s}$.

L'injection du champ se fait de manière identique aux expériences précédentes. La cavité est couplée à la source de $125 \mu\text{s}$ à $175 \mu\text{s}$ et le champ évolue librement ensuite. Le deuxième atome rencontre donc bien un champ qui depuis son interaction avec le premier atome n'a subi que les effets de la relaxation.

La figure 3.13 présente un cycle complet de l'expérience de la préparation des deux atomes jusqu'à leur détection.

La deuxième modification importante par rapport aux procédures expérimentales précédentes concerne l'acquisition des données. Son fonctionnement se comprend sans difficulté en partant du spectre de temps de vol que montre la figure 3.14. Les atomes sont sélectionnés en vitesse à $v_0 = 400 \text{ m/s}$ et chaque cycle de l'expérience comporte deux séquences de préparation d'atomes circulaires, séparés dans le temps par un délai τ ($40 \mu\text{s}$ dans le cas de la figure 3.14). Nous observons par conséquent deux pics dans le spectre de temps de vol, séparés également d'un délai τ , dont chacun correspond à une séquence de circularisation. Comme on le voit sur la figure 3.13, les pics des premiers et deuxièmes atomes se recouvrent légèrement, si bien qu'il y a une faible probabilité de détecter un premier atome comme étant un deuxième et *vice versa*. Pour des délais plus courts que $40 \mu\text{s}$ cette confusion devient évidemment encore plus probable. Afin de la limiter autant que possible, le système d'acquisition de données ne retient que les atomes détectés dans les deux fenêtres temporelles, indiquées sur le spectre de temps de vol (figure 3.14). Nous complétons donc la sélection de vitesse active par une sélection passive en utilisant la mesure du temps de vol des atomes entre les faisceaux lasers et la détection. Les événements retenus pour la mesure des corrélations sont ceux qui correspondent à la détection d'un atome dans chacune des fenêtres. Nous appellerons un tel événement une "coïncidence". Tout événement correspondant à la détection d'un atome en dehors des fenêtres temporelles ou à la détection de plus de deux atomes ou encore à la détection de deux atomes dans une seule fenêtre est rejeté par l'ordinateur de contrôle.

Afin d'enregistrer la moyenne de η sur les différentes valeurs de ω_R , l'or-

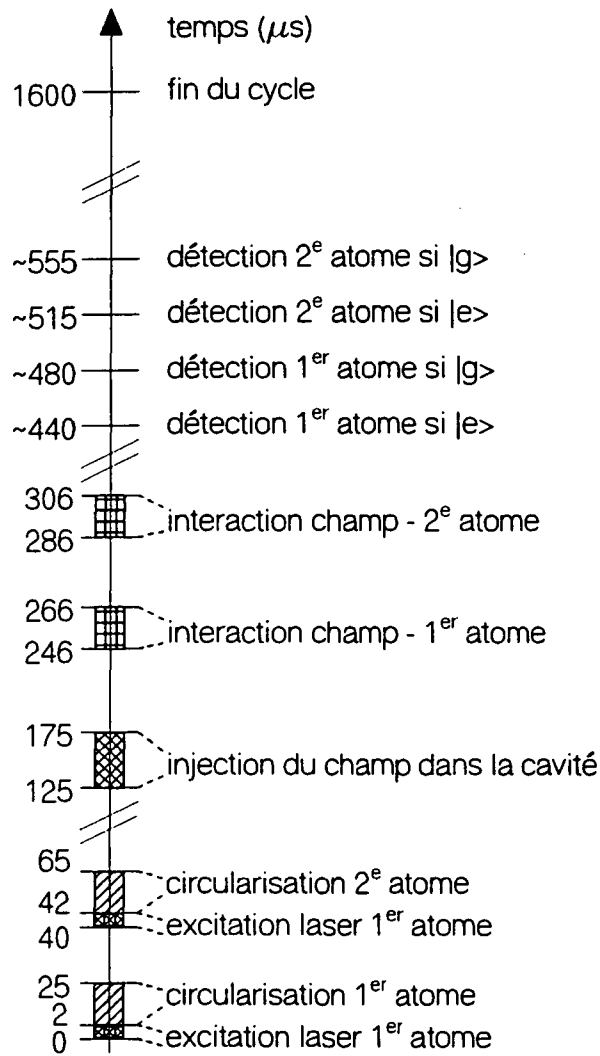


Figure 3.13: La séquence temporelle d'un cycle complet tel que nous l'utilisons pour l'observation de la décohérence. De nouveau, les distances sur l'axe des temps ne sont pas à l'échelle!

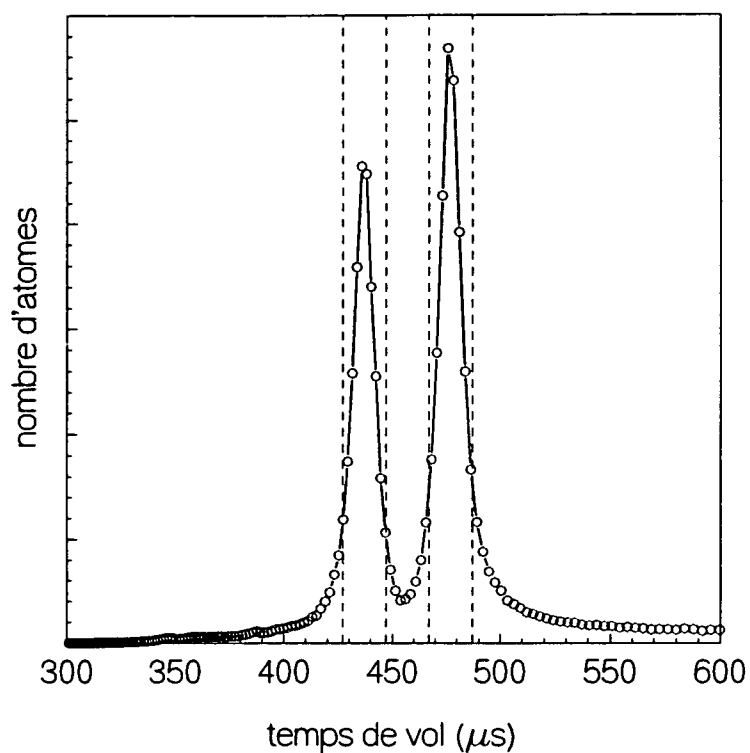


Figure 3.14: Le spectre de temps de vol que nous obtenons lorsque deux atomes circulaires sont préparés avec un délai de $\tau = 40 \mu\text{s}$ dans un même cycle d'expérience. Les atomes sont tous les deux sélectionnés en vitesse à $v_0 = 400 \text{ m/s}$, mais celui préparé lors de la deuxième séquence de circulation est bien sûr détecté $40 \mu\text{s}$ plus tard. En tirets sont indiquées les fenêtres temporelles, mentionnées dans le texte (voir page 154). Le système de détection ne tient compte que des atomes détectés dans ces fenêtres.

ordinateur de contrôle balaye cette fréquence exactement de la même façon que pour l'enregistrement des franges de Ramsey. À l'aide du système à commande numérique, il fait varier ω_R dans un intervalle contenant exactement trois franges ($\Delta\omega_R/2\pi \approx 13$ kHz) autour de la résonance atomique par pas de 250 Hz. Pour chaque valeur de ω_R , 1000 cycles de préparation - détection sont effectués. Une fois l'intervalle de 10 kHz parcouru, l'ordinateur recommence la procédure plusieurs fois pour obtenir une statistique suffisante. La probabilité déjà faible de détecter un atome individuellement ($\leq 0,1$) conduit à un très faible nombre de coïncidences détectées. Pour chaque "point", c'est-à-dire chaque triplet de valeurs des paramètres τ , δ et \bar{n} , nous répétons le balayage de ω_R jusqu'à avoir détectés 15 000 coïncidences après environ deux heures d'enregistrement. Au cours de ce temps l'ordinateur accumule les différents événements de détection et nous fournit à la fin les informations suivantes :

- $N_a^{(i)}$ = nombres total d'atomes détectés dans l'état $|a\rangle$ dans la $i^{\text{ème}}$ fenêtre temporelle ($i = 1, 2, a = e, g$);
- N_{ab} = nombre de coïncidences qui correspondent à la détection d'un atome dans l'état $|a\rangle$ dans la première et d'un atome dans l'état $|b\rangle$ dans la deuxième fenêtre temporelle ($a, b = e, g$).

Autement dit, pour chaque point (τ, δ, \bar{n}) l'ordinateur de contrôle remplit un tableau qui donne pour chaque fréquence du champ dans les zones de Ramsey les nombres $N_a^{(i)}$ et N_{ab} .

L'acquisition s'arrête lorsque le nombre total de coïncidences détectées atteint 15 000. À partir de ce tableau de données nous évaluons en un premier lieu les probabilités des différents événements de coïncidence pour chaque fréquence ω_R ,

$$P_{ab} = \frac{N_{ab}}{N_{\text{coïn}}},$$

où $a, b = e, g$ et $N_{\text{coïn}}$ est défini comme

$$N_{\text{coïn}} = N_{ee} + N_{gg} + N_{eg} + N_{ge} \geq 15\,000.$$

Noter qu'il s'agit là de probabilités jointes et non pas des probabilités conditionnelles en termes desquelles nous avons défini η . Nous les obtenons à partir des probabilités jointes par les relations

$$\begin{aligned} P(2e|1e) &= \frac{P_{ee}}{P_{ee} + P_{ge}} & , & & P(2g|1g) &= \frac{P_{gg}}{P_{gg} + P_{eg}}, \\ P(2e|1g) &= \frac{P_{ge}}{P_{ee} + P_{ge}} & \text{et} & & P(2g|1e) &= \frac{P_{eg}}{P_{gg} + P_{eg}}, \end{aligned}$$

qui nous donnent finalement la valeur de η pour une fréquence du champ micro-onde dans les zones de Ramsey

$$\eta(\omega_R) = \frac{1}{2} ([P(2e|1e) - P(2e|1g)] + [P(2g|1g) - P(2g|1e)]).$$

Il ne reste qu'à évaluer la valeur moyenne sur ω_R

$$\eta = \overline{\eta(\omega_R)}.$$

Le dernier pas avant de pouvoir interpréter les données expérimentales, est maintenant de calibrer le champ injecté. Nous utilisons pour cela simplement la procédure décrite au paragraphe 3.1.8.

Sur la figure 3.15 sont présenté $\eta(\omega_R)$ et les valeur moyennes η correspondantes pour $\bar{n} = 3,3$, $\delta = 70$ kHz et des délais de $\tau = 40 \mu\text{s}$ et $\tau = 240 \mu\text{s}$. Nous observons des fortes fluctuations de $\eta(\omega_R)$ qui n'empêchent cependant pas de distinguer sans aucune ambiguïté une valeur non-nulle de η du cas où il n'y pas de corrélations entre les deux atomes. Pour $\tau = 40 \mu\text{s}$ nous trouvons $\eta = 0,07$ tandis que $\eta = 0$ pour $\tau = 240 \mu\text{s}$. La statistique n'est cependant pas suffisante pour vérifier la prédiction théorique d'une faible dépendance en η par rapport à la fréquence du champ dans les zones de Ramsey.

Le point crucial est cependant évidemment que nous savons effectivement mesurer les corrélations entre deux atomes. Nous pouvons donc entamer la mise en évidence de la décohérence et de sa dépendance en la distance initiale D entre les deux composantes du champ. Pour ce faire, nous répétons la mesure des corrélations, décrite ci-dessus, pour trois combinaisons des deux paramètres nombre moyen de photons et désaccord atome - champ. Pour chacune nous faisons varier le délai entre les deux atomes de 30 à 240 μs . Le deuxième atome "intercepte" ainsi la transformation de l'état de superposition cohérente en un mélange statistique de plus en plus tard. La diminution des corrélations entre les deux atomes mesure jusqu'à quel point la décohérence a déjà détruit la cohérence pendant le temps qui s'est écoulé entre les passages des deux atomes.

La figure 3.16 compare les résultats obtenus pour un même nombre moyen de photons mais deux désaccords différents. Plus précisément $\bar{n} = 3,3$ et $\delta = 70$ kHz ou $\delta = 170$ kHz respectivement. Les angles de déphasages du champ sont respectivement $\phi \simeq 57^\circ$ et $\phi \simeq 24^\circ$. Les états du champ préparés par le passage du premier atome sont également indiqués sur la figure 3.16. Le délai entre les deux atomes est indiqué en unités de temps de relaxation de la cavité. Premièrement nous observons dans les deux cas une décroissance rapide des corrélations, avec un temps caractéristique plus court que le temps de relaxation de la cavité. Deuxièmement nous constatons que

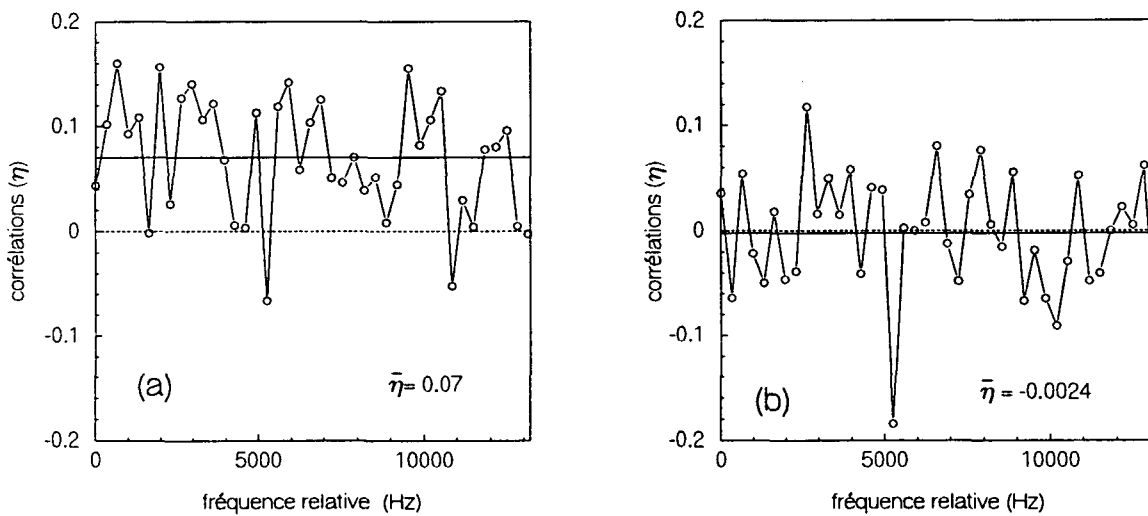


Figure 3.15: Les corrélations entre le premier et le deuxième atome en fonction de la fréquence du champ micro-onde dans les zones de Ramsey et leur valeur moyenne (en trait plein). (a) Pour un champ contenant $\bar{n} = 3,3$ photons et un désaccord de $\delta = 70$ kHz nous observons à un délai de $\tau = 40 \mu\text{s}$ des corrélations non-nulles : $\eta = 0,07 \pm 0,009$. (b) Pour les mêmes valeurs de \bar{n} et δ , mais à un délai de $\tau = 240 \mu\text{s}$, il n'y a plus de corrélations entre les deux atomes ($\eta = -0,0024 \pm 0,009$).

cette décroissance des corrélations est d'autant plus rapide que le désaccord entre atome et champ est faible. La figure 3.17 présente de la même façon les résultats obtenus pour un désaccord $\delta = 70$ kHz et deux nombres moyen de photons différents : $\bar{n} = 3,3$ et $\bar{n} = 5,5$. De nouveau, nous constatons la disparition des corrélations en un temps plus court que le temps de relaxation de la cavité. Elle est ici d'autant plus rapide que le nombre moyen de photons est élevé.

Les courbes théoriques indiquées sur les figures sont obtenues par un calcul complet, qui tient compte des recouvrements entre les composantes du champ que nous avons négligés dans notre modèle. Ce calcul est analytique et le résultat obtenu est finalement ajusté sur les données expérimentales en utilisant le contraste des franges de Ramsey comme seul paramètre ajustable. Cet ajustement n'apporte cependant qu'une correction très faible au contraste maximal des franges mentionné ci-dessus. L'accord entre théorie et expérience est excellent.

En particulier, les données expérimentales confirment la valeur maximale des corrélations, extrapolée jusqu'à un délai nul par la théorie qui ne tient pas compte de la durée finie de l'interaction entre atome et champ. L'interaction entre le premier atome et le champ crée donc bien un état de superposition qui serait initialement parfaitement cohérent, si sa préparation était réellement infiniment rapide à l'échelle de temps de la décohérence

Comparons néanmoins les prédictions de notre modèle très simple avec les résultats présentés. Nous retrouvons bien la décroissance très rapide des corrélations que nous avons prédite ainsi que le fait qu'elle tendent vers zéro pour des délais entre atomes de plus en plus longs. La décroissance temporelle de $\eta(\tau)$ telle que nous l'avons rappelée ci-dessus (équation (3.1)) ne peut reproduire que les valeurs des corrélations pour des délais courts. Elle repose sur l'approximation $\tau \ll t_{cav}$ qui n'est plus vérifiée dans le cas de nos expériences lorsque les corrélations tendent vers zéro. À titre d'exemple, la figure 3.18 compare la décroissance des corrélations telle qu'elle est prédite par la formule (3.1) avec les données expérimentales. Nous observons un bon accord pour les délais courts, mais notre modèle ne sait pas reproduire les données pour des délais comparables ou supérieurs à t_{cav} . Il convient néanmoins de ne pas surestimer la signification de cet accord pour les délais courts. Notre modèle contient, outre l'hypothèse $D \gg 1$, l'approximation $\Omega_0 \sqrt{\bar{n}} \ll \delta$. Puisque $\Omega_0 \sqrt{\bar{n}} \approx 44$ kHz, celle-ci n'est guère vérifiée dans le cas considéré ici.

Remarquons finalement que les valeurs négatives de η que nous observons aussi bien sur les données que sur les courbes théoriques proviennent simplement de la définition de cette grandeur. Nous avons défini η comme étant la différence de deux probabilités conditionnelles, et cette différence peut na-

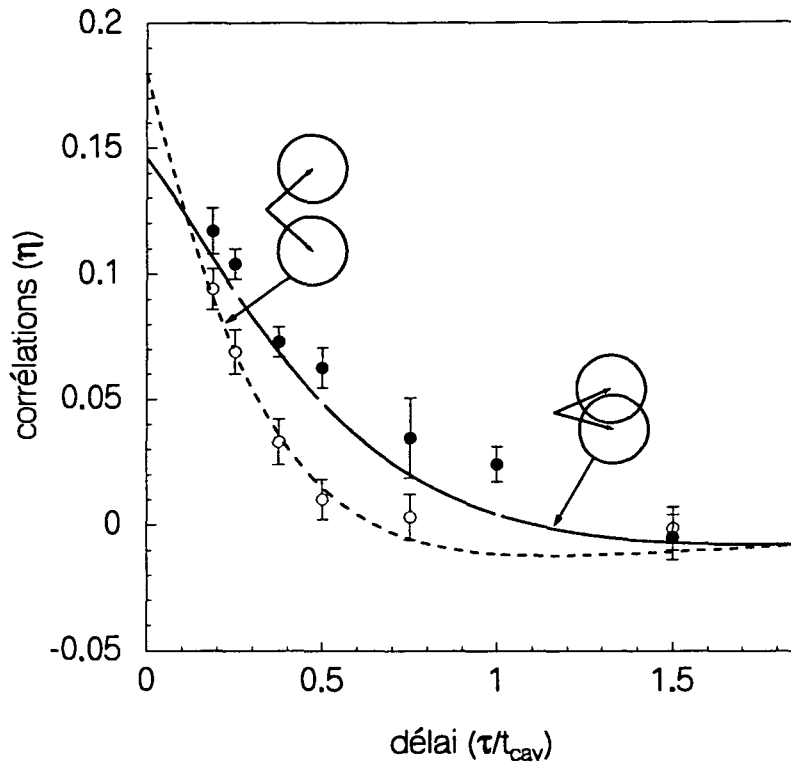


Figure 3.16: Les corrélations entre premier et deuxième atome en fonction du délai τ entre les deux. Les points représentent les données expérimentales, les courbes sont les prédictions théoriques obtenues par un calcul complet. Le délai entre les atomes est indiqué en unités de temps de relaxation de la cavité (t_{cav}). Le nombre moyen de photons que contient le champ est de $\bar{n} = 3,3$ dans les deux cas. Les cercles et la courbe en tirets correspondent à un désaccord de $\delta = 70$ kHz, les points et la courbe en trait plein à $\delta = 170$ kHz. Pour chaque cas est également indiqué la représentation graphique de l'état du champ que prépare le premier atome.

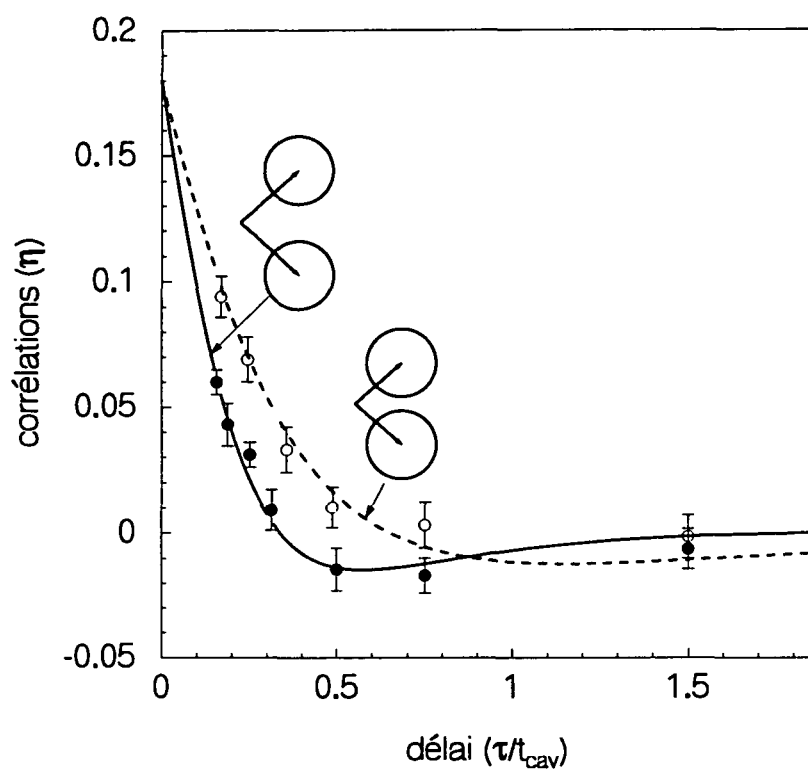


Figure 3.17: Cette figure présente les corrélations, toujours en fonction du délai entre les deux atomes, pour une valeur du désaccord donnée, $\delta = 70$ kHz, et deux nombres moyens de photons différents. Les cercles et la courbe en tirets représentent les données et la prédiction théorique pour $\bar{n} = 3,3$. Les points et la courbe en trait plein correspondent à $\bar{n} = 5,5$. Les courbes théoriques sont obtenues comme celles que montre la figure 3.16 par un calcul complet. De nouveau, les états du champ, immédiatement après l'interaction avec le premier atome, sont représentés graphiquement

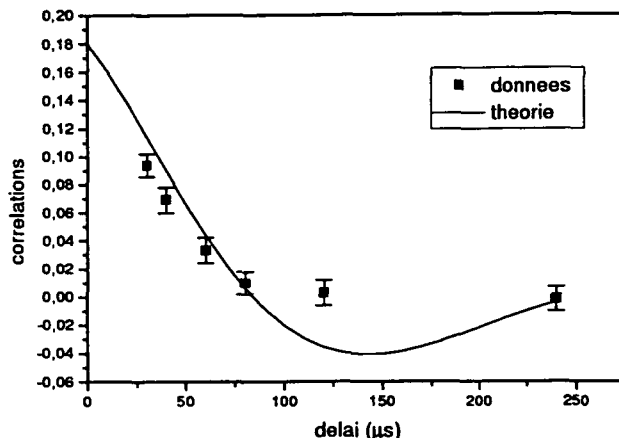


Figure 3.18: Pour le cas de $\delta = 70$ kHz et $\bar{n} = 3,3$ nous comparons ici les données expérimentales (points) à la prédiction (courbe) déduite de la théorie simple, présentée au chapitre premier. Nous tenons compte de la réduction de la valeur maximale des corrélations, $\eta_{max}^{exp} = 0,18$.

tuellement devenir négative. Des corrélations “négatives” n’indiquent donc nullement une erreur grave en théorie ou expérience.

En résumé, nous pouvons donc dire que notre modèle théorique très simplifié reproduit les caractéristiques essentielles des résultats expérimentaux. En particulier, nous avons vu que la décohérence se produit en un temps plus court que le temps de relaxation de l’énergie et que l’échelle de temps de la décohérence est bien donnée par ce que nous avons appelé “le temps de décohérence” :

$$t_{coh} \simeq \frac{2t_{cav}}{D^2}$$

(voir équation (1.43)). Au delà des limites de validité de ce modèle, un calcul complet, utilisant comme seul paramètre ajustable le contraste des franges de Ramsey et tenant compte de la dépendance exacte du déphasage ϕ du désaccord δ , permet de reproduire les données expérimentales.

Après ces commentaires plutôt techniques sur les résultats expérimentaux qui nous ont permis de vérifier que nous les interprétons correctement, retournons à notre point de départ, à savoir l’observation de la décohérence dans une mesure quantique.

Les corrélations entre le premier et le deuxième atome étant le témoin direct de la cohérence de l’état que sonde le deuxième atome, les courbes ci-dessus retracent la dynamique de la transformation d’une superposition

cohérente en un mélange statistique. Ils nous montrent la décohérence “en action”. Nous ne constatons pas simplement que la cohérence a disparu, mais nous observons sa destruction par les perturbations provenant de l’environnement lorsqu’elle se produit. En revenant sur l’interprétation du champ comme un appareil de mesure pour l’état atomique, nous pouvons dire que nous observons ici le passage de l’information du monde quantique (où elle est portée par l’atome) vers le monde classique (où elle est perceptible à nos sens). L’interaction entre atome et l’appareil de mesure crée effectivement un état de superposition cohérente qui implique deux états différents de l’appareil à la fois, tel que l’application directe de la mécanique quantique le prédit. Dès que la création de cette état de superposition commence, la décohérence entame sa transformation en un mélange statistique. Notre appareil étant “mésoscopique”, la superposition existe pendant un court instant avant d’être dissipée par les fluctuations provenant de l’environnement auquel est couplé l’appareil. À la fin nous retrouvons un appareil de mesure indiquant avec une certaine probabilité l’un ou l’autre résultat. Nous voyons de même que la décohérence montre ses effets d’autant plus vite que les deux états de l’appareil, impliqués dans la superposition, sont éloignés l’un de l’autre. En vue des très faibles nombres moyens de photons mis en jeu ici, il est clair que pour une aiguille dont nous pouvons distinguer les deux positions à l’œil nu, la décohérence est instantanée. Il faudra fort probablement au moins des progrès considérables en physique expérimentale avant que nous ne puissions voir - dans le sens propre du terme - une aiguille qui pointe à la fois dans deux directions différentes.

Conclusion

Dans ce mémoire nous avons présenté des résultats expérimentaux qui constituent, à notre connaissance, la première observation de la dynamique de la décohérence, c'est-à-dire la transformation d'un état de superposition cohérente en un pur mélange statistique.

Nous avons pu l'observer grâce à un prototype d'une mesure quantique : un atome interagit avec un champ dans la superposition de deux de ses états de telle sorte que la phase du champ devient corrélée à l'état atomique. Le champ est confiné dans une cavité et sujet à la dissipation à cause des pertes de celle-ci. L'interaction entre l'atome et le champ crée un état de superposition cohérente qui implique deux états du champ, possédant des phases macroscopiquement différentes. Le champ est alors l'équivalent d'un appareil de mesure qui indique deux résultats différents à la fois suite à une interaction hamiltonienne avec l'atome.

En une première expérience nous avons vérifié explicitement que le champ contient l'information complète sur l'état de l'atome après l'interaction. Il est dans ce sens bien un "appareil de mesure". Cette expérience est également une nouvelle illustration du principe de complémentarité en mécanique quantique.

Dans une deuxième expérience, la superposition cohérente, créée par l'interaction entre le champ et un premier atome, est sondée à l'aide d'un deuxième atome qui interagit avec le champ un temps τ après le premier. La cohérence de l'état de superposition que rencontre le deuxième atome se manifeste dans l'existence de corrélations entre les états dans lesquels nous détectons les deux atomes. Elle est détruite par le couplage entre le champ et son environnement (les pertes de la cavité). Nous avons alors mesuré les corrélations entre deux atomes en fonction du délai τ et avons observé leur décroissance lorsque τ augmente. Celle-ci est le témoin direct de la décohérence qui transforme la superposition, initialement cohérente, en un mélange statistique.

Les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les prédictions théoriques et confirment les résultats essentiels de l'approche de la décohé-

rence. La transformation d'un état de superposition cohérente en un mélange statistique est induite par les perturbations provenant de l'environnement. Elle est d'autant plus rapide que le couplage à l'environnement est fort et que la distance entre les états initialement superposés est grande. Malgré une bonne isolation du champ de son environnement, nous avons dû réduire la distance entre les deux états superposés jusqu'à l'échelle de quelques photons, pour pouvoir observer la décohérence.

Nos résultats confirment donc la réponse que donne l'approche de la décohérence aux deux questions que nous avons posées dans l'introduction. Un système "classique" est inévitablement couplé à son environnement. La distance entre deux de ses états que nous pouvons distinguer expérimentalement est telle que les perturbations produites par l'environnement entraînent la destruction instantanée de la cohérence d'un état de superposition. La transition entre le monde quantique et le monde classique est donc régie par deux paramètres. D'une part la distance entre les états impliqués dans une éventuelle superposition cohérente et d'autres part par l'intensité du couplage à l'environnement.

Les postulats de la mécanique quantique, qui complètent la description d'une mesure comme étant une interaction hamiltonienne entre système quantique et appareil de mesure, tiennent compte du fait que celui-ci est un système classique dans le sens que nous venons de préciser. Ils permettent de décrire correctement une mesure effectuée sur un système quantique, sans devoir introduire explicitement la décohérence.

Annexe A

Les diodes laser

Nous présentons dans cet appendice les sources laser utilisées dans nos expériences pour la préparation des atomes de Rydberg circulaires et pour la sélection en vitesse. Des descriptions détaillées des diodes mêmes se trouvent dans les thèses de P. NUSSENZVEIG [56] et A. MAALI [59], si bien que nous nous limitons ici à une description sommaire, présentée au premier paragraphe. Dans un deuxième paragraphe nous décrivons de manière plus précise la stabilisation des lasers sur les fréquences des différentes transitions atomiques dont la configuration a été entièrement changée depuis l'observation des oscillations de Rabi [59].

A.1 Montage

Au total, nous utilisons cinq diodes laser, trois pour l'excitation de l'état $52f$ (§ 2.1.2) et deux pour la sélection en vitesse (§ 2.4). Remarquons au sujet du système de sélection en vitesse que les faisceaux appelés 1^{er} et 2^{ème} dépompeur (voir figure 2.22) sont obtenus à l'aide de deux modulateurs acousto-optiques à partir d'une même diode laser. Bien que la sélection de la vitesse atomique se fasse par trois faisceaux laser, nous n'avons besoin que de deux diodes laser pour la réaliser.

Les cinq diodes laser sont stabilisées sur réseau (voir par exemple l'article de revue [104]), la figure A.1 montre le schéma du montage que nous utilisons. Le réseau est ajusté pour renvoyer la lumière réfléchie à l'ordre un dans la zone active de la diode. La face arrière de la diode et le réseau forment alors une cavité externe et lorsque l'effet laser se produit dans un mode de cette cavité, la largeur spectrale de la source laser est réduite à environ 1 MHz. La fréquence émise peut être contrôlée en changeant la longueur de la cavité externe.

Rapellons que trois transitions différentes doivent être excitées au cours de nos expériences. La transition $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, d'une longueur d'onde proche de 780 nm intervient dans la sélection en vitesse et constitue la première étape de la préparation du niveau de Rydberg circulaire. La transition $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$, à 776 nm en est la deuxième. Nous excitons ces deux transitions à l'aide de diodes laser commerciales (Hitachi HL 7851 G), d'une puissance de 50 mW et d'une longueur d'onde sans stabilisation entre 782 et 785 nm. La dernière transition laser de la circularisation, $5D_{5/2} \rightarrow 52f$, est excitée par une diode Alcatel, émettant vers $1,26 \mu\text{m}$, traitée partiellement antireflet par le CNET. Elle fournit une puissance d'environ 2 mW.

Les montages de ces cinq diodes laser sont essentiellement identiques. Les supports de la diode et du réseau sont usinés en dural. Celui du réseau est renforcé par une plaque de bronze car l'élasticité du dural s'est avérée insuffisante pour des réglages répétés de l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau. Ce dernier est un réseau holographique (Pörschke) à 1800 traits/mm pour les diodes fonctionnant vers 780 et 776 nm et de 1200 traits/mm pour celle émettant vers $1,26 \mu\text{m}$. L'angle d'incidence sur le réseau est contrôlé à l'aide d'une vis micrométrique et d'une cale piézoélectrique (Piezomechanik, PST 500/5/5 WC). Une deuxième vis micrométrique verticale permet d'optimiser finement la réinjection de la lumière dans la zone active de la diode, en changeant légèrement l'inclinaison verticale du réseau. Le faisceau émis par la diode laser est collimaté à l'aide d'un objectif d'une distance focale de 8 mm (Melles Griot 06 GLC 002). Il est mis en place à l'aide d'un système de platines micrométriques trois axes, et ensuite collé en utilisant une colle durcissant sous lumière ultraviolette (Vivadent, Heliobond). La température de la diode est stabilisée à l'aide d'un élément Peltier (Marlow MI 1049 T), installé en dessous de la plaque de fond du montage. La diode est abritée des courants d'air par une boîte en altuglas. Pour une stabilisation en fréquence, un signal proportionnel au signal d'erreur peut être appliqué au courant injecté dans la diode, tandis que les dérives lentes sont compensées par un signal intégré, appliqué à la cale piézoélectrique.

A.2 Stabilisation

Dans ce paragraphe nous présentons la stabilisation des deux diodes laser qui excitent les deux premières transitions de la procédure de circularisation ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$). La diode à $1,26 \mu\text{m}$ est simplement stabilisée sur un résonateur Fabry-Pérot, qui est sous vide et stabilisé en température. Les diodes intervenant dans le système de sélection de vitesse seront décrites en détail dans la thèse de Xavier MAÎTRE.

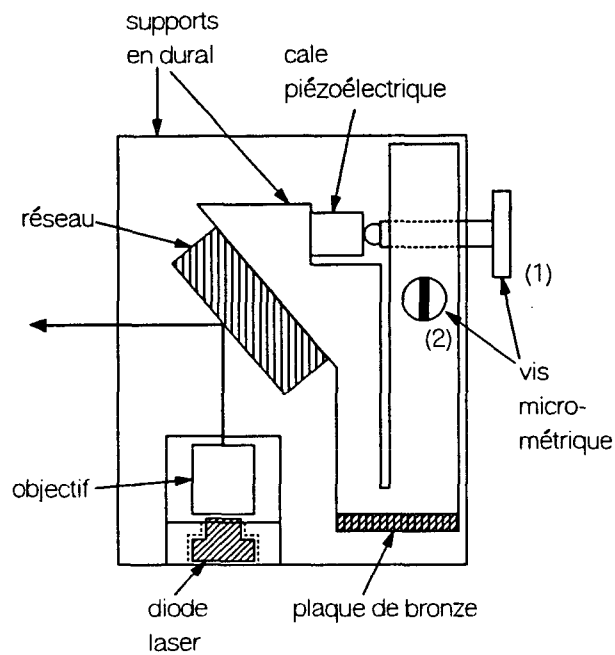


Figure A.1: La figure montre le montage d'une diode laser stabilisée sur réseau (vu d'en haut). La vis micrométrique horizontale (1) et la cale piézoélectrique permettent de régler l'angle d'incidence du faisceau laser sur le réseau et de sélectionner la longueur d'onde en changeant la longueur de la cavité externe. La vis verticale (2) sert à optimiser finement la réinjection de la lumière dans la zone active de la diode. L'élément Peltier se trouve en dessous de la plaque de fond et n'est pas représenté.

La figure A.2 montre le schéma du montage réalisé. Le “premier” laser excite la transition $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 4$ et est stabilisé sur un signal d’absorption saturée [105]. La figure A.3 présente un tel spectre, pour le ^{85}Rb que nous utilisons. On distingue six raies dont trois sont dues à des transitions directes ($F = 3 \rightarrow F = i$, notée $3i$, $i = 2, 3, 4$) et les trois autres à des “cross-over”, notés $3i_1/3i_2$. Les transitions partant du sous-niveau $F = 2$ du fondamental possèdent une fréquence plus élevée d’environ 3 GHz et ne sont pas visibles sur ce spectre (voir figure 2.6). Les raies des cross-over étant nettement plus intenses, il est préférable de stabiliser la diode laser sur une telle raie et non sur une transition directe. Dans notre cas elle est stabilisée sur le cross-over des transitions $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 3$ et $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 4$ (33/34). L’écart en fréquence entre ces deux transitions est de 120 MHz et celle du cross-over 33/34 est donc inférieure de 60 MHz à celle de la transition $F = 3 \rightarrow F = 4$ que nous cherchons à exciter. A cette différence s’ajoute l’effet Zeeman (+20 MHz) de cette dernière dans le champ magnétique de 18 G qui règne dans la zone de circularisation. Pour que le laser y soit résonant avec les atomes sur la transition $F = 3 \rightarrow F = 4$, nous décalons la lumière envoyée vers la cellule contenant la vapeur de Rubidium (voir figure A.2) en fréquence de -80 MHz à l’aide d’un modulateur acousto-optique. La figure A.4 montre un schéma des transitions et fréquences laser.

Une fois le premier laser stabilisé, une partie de son rayonnement est envoyée dans une deuxième cellule contenant de la vapeur de ^{85}Rb . La cellule se trouvant en champ magnétique nul, le premier laser y est résonant sur la transition $F = 3 \rightarrow F = 4$ avec les atomes ayant une vitesse telle qu’ils le “voient” décalé en fréquence de -20 MHz. Nous enregistrons la lumière de fluorescence émise par ces atomes. L’intensité de ce signal diminue lorsque le deuxième laser est résonant sur la transition $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$. Les atomes transférés dans ce dernier niveau se désexcitent *via* le niveau $6P_{3/2}$ en émettant un photon bleu d’une longueur d’onde d’environ 420 nm. Le deuxième laser est stabilisé sur ce signal de diminution de la fluorescence émise par les atomes qu’excite le premier laser. Puisque seuls les atomes qui “voient” le deuxième laser décalé en fréquence de -20 MHz par effet Doppler y contribuent, la fréquence du deuxième laser est supérieure de 20 MHz à la fréquence de la transition $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ en champ nul. Cette transition relie, comme celle entre les niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$, deux sous-niveaux de Zeeman de valeur de m_F maximale. Les deux transitions subissent donc des effets Zeeman presque identiques. Le déplacement en fréquence de +20 MHz du deuxième laser, conséquence immédiate du déplacement identique du premier, assure par conséquent que le deuxième laser est également à résonance dans la zone de circularisation.

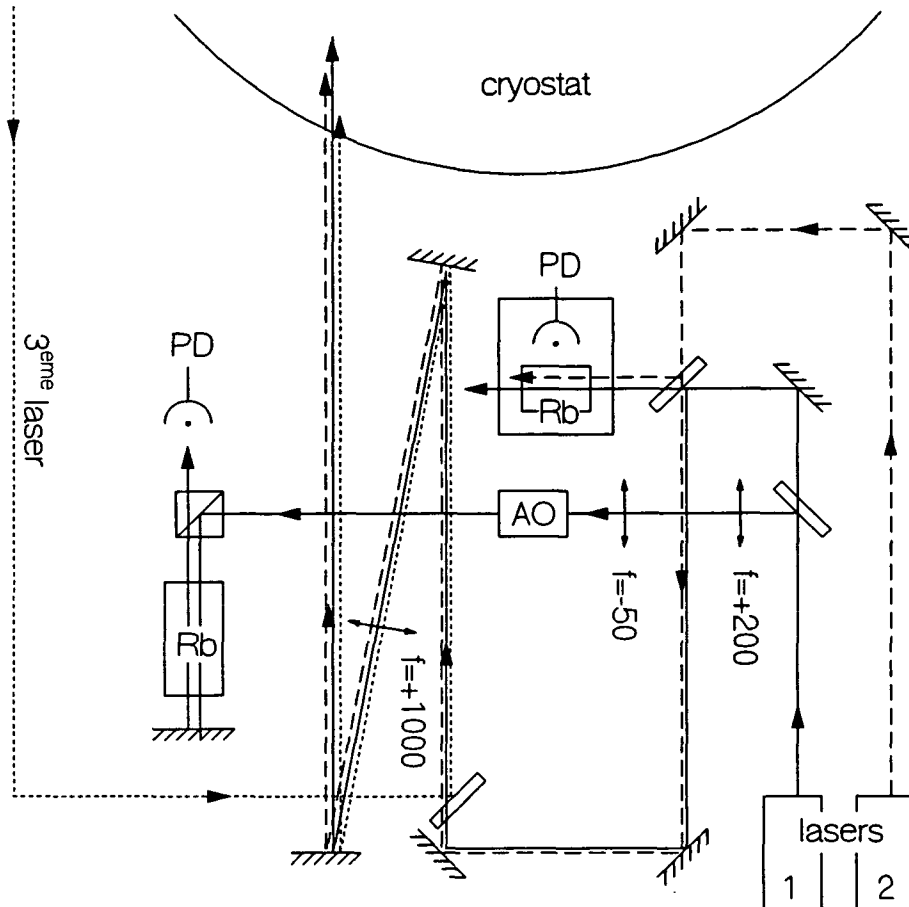


Figure A.2: La disposition des lasers excitant les deux premières transitions de la circularisation. Les faisceaux provenant du premier laser sont indiqués en traits pleins, ceux du deuxième en tirets. Le premier laser est stabilisé sur un signal d'absorption saturé. Dans une deuxième cellule on observe la fluorescence produit par l'interaction des atomes de ^{85}Rb avec le premier laser, dont l'intensité baisse, lorsque le deuxième laser est également à résonance. Le faisceau du troisième laser, qui est installé de l'autre côté du cryostat (voir figure 2.34), est superposé de façon copropageante avec les deux premiers afin de limiter les perturbations de ce laser par les réflexions parasites.

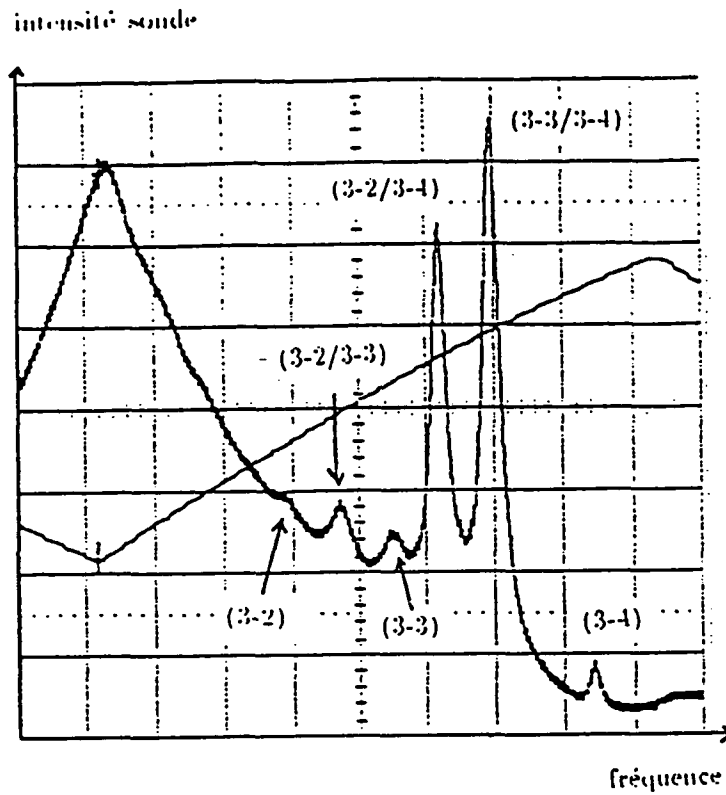


Figure A.3: Le spectre d'absorption saturée de la transition $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$ du ^{85}Rb . "3i" désigne la transition directe $F = 3 \rightarrow F = i$, "3i₁/3i₂" le cross-over entre les transitions $F = 3 \rightarrow F = i_1$ et $F = 3 \rightarrow F = i_2$.

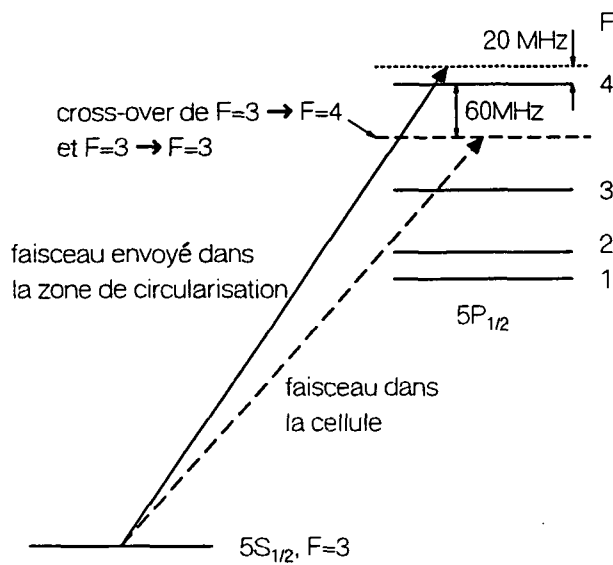


Figure A.4: Schéma de principe de la stabilisation du premier laser. Le faisceau envoyé dans la cellule d'absorption saturée est décalé en fréquence de -80 MHz et le laser est stabilisé sur le cross-over $33/34$. La lumière envoyée dans la zone de circularisation y est alors résonante avec la transition $F = 3 \rightarrow F = 4$, compte tenu de l'effet Zeeman de $+20$ MHz de cette transition dans le champ magnétique de 18 G.

En absence de perturbation extérieure violente, les diodes laser restent stabilisées sur les fréquences des transitions respectives pendant plusieurs heures.

Annexe B

Le système micro-onde

Toutes les sources micro-onde utilisées dans nos expériences sont du même type, à savoir des oscillateurs à base d'un cristal "YIG" (Yttrium-Iron-Garnet). Dans le premier paragraphe de cet appendice, nous présentons les principales caractéristiques de ces sources, ainsi que les différents moyens employés pour les stabiliser en fréquence. Dans un deuxième paragraphe, nous donnons un bref aperçu du système de détection, utilisé notamment pour l'accord et la caractérisation de la cavité supraconductrice. Le troisième paragraphe décrit finalement le système de stabilisation à commande numérique.

Les sources micro-onde et l'analyseur vectoriel, décrit au deuxième paragraphe, ont été développés par Philippe GOY et Michel GROSS du Laboratoire Kastler Brossel et commercialisés par la société ABmm. L'aide de Philippe GOY nous a été très précieuse au cours de notre travail.

B.1 La source micro-onde

Le rayonnement micro-onde est généré par un oscillateur contenant un cristal YIG. La fréquence émise par l'oscillateur dépend du champ magnétique dans lequel il se trouve. En changeant l'intensité du courant qui crée ce champ magnétique, nous pouvons balayer la fréquence de la source entre 8 et 18 GHz. Elle délivre une puissance d'environ 17 dBm dans ce domaine de fréquences. La largeur spectrale de la source elle-même est de l'ordre de 10 kHz, mais des fluctuations rapides de sa fréquence dans un intervalle de 100 kHz font qu'elle paraît environ dix fois plus large. La fréquence de la transition entre les niveaux atomiques $|51, \text{circulaire}\rangle$ et $|50, \text{circulaire}\rangle$ étant d'environ 51,099 GHz, elle n'est pas directement accessible à l'aide de la source YIG. Nous obtenons le rayonnement à cette fréquence, ainsi que celui à 48,195 GHz qui intervient dans la procédure de circularisation, par mul-

tiplication de fréquence. Pour cela, le rayonnement initial est injecté dans un générateur d'harmoniques, une diode Schottky, optimisée dans notre cas pour la génération de la quatrième harmonique. En injectant typiquement une puissance entre 30 et 50 mW à 12,77475 GHz, nous obtenons environ 0,5 mW à 51,099 GHz.

La fréquence émise par la source YIG peut en un premier lieu être balayée manuellement ou par ordinateur sans stabilisation supplémentaire. Toute la gamme des fréquences entre 8 et 18 GHz, ou après multiplication de 32 à 72 GHz, est alors accessible.

Un moyen simple de stabilisation est fourni par un compteur EIP (modèle 578). Cet appareil fixe la fréquence à une valeur prédéterminée, mais ne réalise pas de verrouillage en phase ("phase lock"). Les fluctuations de la fréquence de la source sont ainsi éliminées et sa largeur apparente est réduite à environ 40 kHz après multiplication en fréquence. Nous utilisons cette stabilisation pour la source qui fournit le champ micro-onde nécessaire pour la préparation de l'état 51 circulaire (§ 2.1.2). Le deuxième moyen de stabilisation commercial que nous utilisons est un stabilisateur de type MOS (Microwave Systems). Il stabilise la source YIG en fréquence et en phase sur un signal de référence fourni par un quartz. Cela conduit à une largeur spectrale de la source d'à peu près 200 Hz et nous pouvons la balayer manuellement de 20 à 30 MHz sans lever le verrouillage en phase. Dans nos expériences, la stabilisation MOS est utilisée pour fixer la fréquence de la source qui injecte le champ dans la cavité (§ 3.1.5).

D'un point de vue stabilité en fréquence, le système de loin le plus performant est cependant celui réalisé au laboratoire que nous décrivons de manière plus détaillée dans le troisième paragraphe.

B.2 La détection micro-onde

Comme nous l'avons déjà remarqué, nous caractérisons les cavités supraconductrices et celles qui constituent les zones de Ramsey en mesurant l'amplitude et la phase du champ transmis. Pour cela, ce dernier est mélangé dans une deuxième diode Schottky, similaire à celle qui génère l'harmonique quatre, avec le signal d'une deuxième source YIG. Celle-ci est stabilisée en phase sur la première et la différence de fréquence entre les deux sources est fixée à l'aide d'une référence synthétisée à l'intérieur du système de détection. Le battement entre les deux signaux micro-onde à une fréquence (fixe) de 9,0105 MHz est ensuite envoyé dans un récepteur hétérodyne. La phase et l'amplitude du battement sont l'image du champ transmis par la cavité et sont finalement enregistrés par un ordinateur (PC). Ce dernier assure

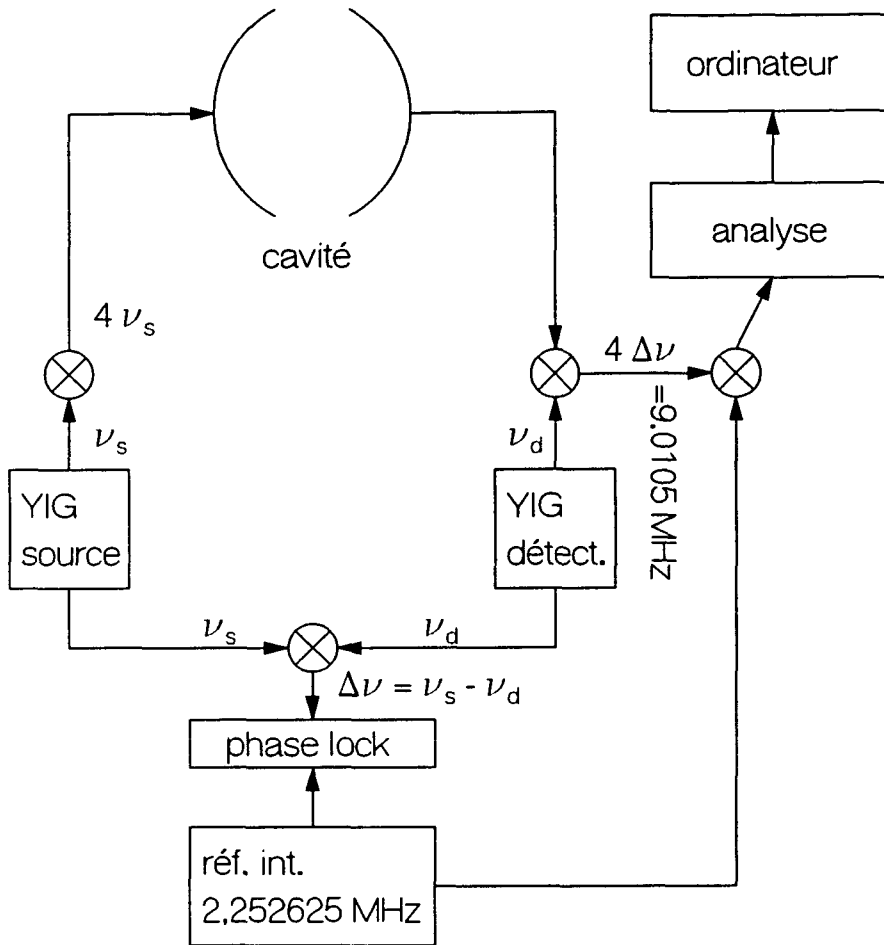


Figure B.1: La mesure des résonances d'une cavité à l'aide de l'analyseur vectoriel d'ABmm. Les rôles des différents éléments sont précisés dans le texte.

le traitement, l'affichage et le stockage des données.

À une fréquence de 51,1 GHz, ce système de source et détection possède une dynamique de 120 dB, fort précieuse notamment pour l'observation des résonances de la cavité supraconductrice.

La figure B.1 présente le schéma simplifié du système utilisé pour la caractérisation d'une cavité.

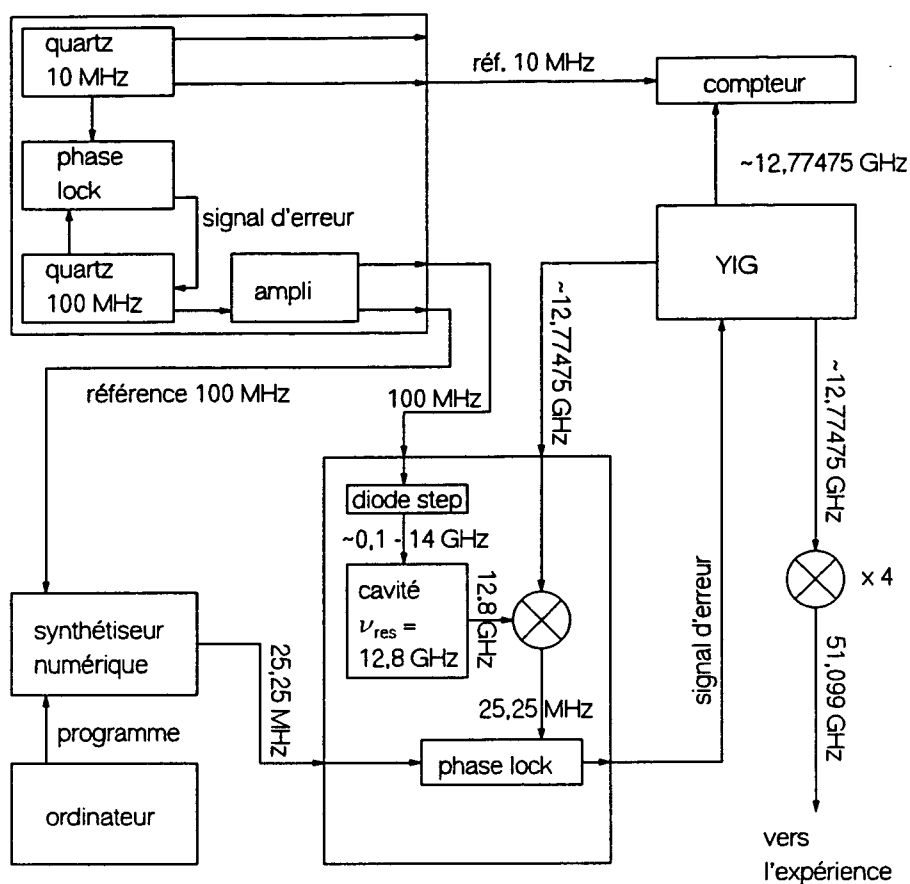


Figure B.2: Le système de stabilisation qui nous permet d'atteindre une stabilité meilleure que 1 Hz en fréquence et d'effectuer un balayage commandé de façon numérique par ordinateur. Les différents éléments sont présentés dans le texte.

B.3 La stabilisation haute précision

Nous venons maintenant au système de stabilisation réalisé au laboratoire que présente la figure B.2. Nous présentons les différents éléments dans la suite de ce paragraphe.

Avant cela, il nous importe de souligner que nous devons l'idée de ce système à André CLAIRON et son équipe du Laboratoire Primaire des Temps et Fréquences de l'Observatoire de Paris. Ils nous ont en particulier fourni le "phase lock" qui stabilise le quartz à 100 MHz sur celui à 10 MHz.

La stabilisation comporte trois éléments principaux : deux sources de références à 10 et 100 MHz, un synthétiseur à commande numérique et la

stabilisation de la source YIG sur la référence de fréquence.

La référence en fréquence de ce système est le quartz d'une fréquence de 10 MHz. Il s'agit d'un oscillateur OCXO 8600-B de la société suisse Oscilloquartz. Sa stabilité à court terme (0,2–30 s) est de l'ordre de 10^{-12} , à long terme elle est d'environ 10^{-11} par jour ou de 10^{-10} par mois. Le bruit de phase de cet oscillateur est d'environ -115 dBc à 1 Hz (bande passante 1 Hz). Il est stabilisé en température et présente selon le fabricant une stabilité de 10^{-12} pour des températures variant entre -30 et 60°C . Sur ce signal de référence, qui sert également comme référence pour notre compteur, est stabilisé en phase un quartz de fréquence 100 MHz (Vectron Laboratories, série CO-224). Son bruit de phase est de -130 dBc à 100 Hz et c'est à partir de ce signal que nous générons une référence à 13 GHz environ.

Pour cela, le signal de 100 MHz est d'abord amplifié et ensuite envoyé vers le système de stabilisation à proprement parler. Il y entre dans une diode STEP (Hewlett and Packard) qui génère les harmoniques de la fréquence initiale jusqu'à environ 14 GHz. À l'aide d'une cavité, nous filtrons l'harmonique à 12,8 GHz et c'est ce signal auquel est comparée la fréquence de la source YIG. Pour ce faire, les deux fréquences sont mélangées afin d'obtenir le battement entre elles. Pour une fréquence envoyée vers l'expérience de 51,099 GHz, la fréquence du YIG est de 12,77475 GHz, si bien que nous obtenons un battement vers 25,25 MHz. Il est stabilisé en phase sur le signal fourni par le synthétiseur numérique. (Nous avons pu profiter d'un "phase lock" mis au point par Michel GROSS.) Le synthétiseur génère ce signal également à partir de celui à 100 MHz et son signal possède donc la même stabilité que celui à 12,8 GHz, à savoir celle du quartz à 10 MHz. Le signal d'erreur du phase lock est finalement injecté dans la source YIG, qui acquiert ainsi une excellente stabilité. En vue de la largeur de la cavité (environ 1 kHz) ou de celle de la transition atomique (de l'ordre de 15 kHz dans la cavité), la source YIG ainsi stabilisée se comporte comme une source parfaite de largeur spectrale nulle.

Le balayage en fréquence s'effectue en changeant la fréquence émise par le synthétiseur. Il est pour cela reprogrammé par un ordinateur. La résolution en fréquence est suffisante pour faire varier la fréquence par pas de 1 Hz. Le système étant optimisé en vue d'une bonne stabilité à $51,099/4$ GHz = 12,77475 GHz, il n'est balayable que sur un faible intervalle de fréquences, d'environ ± 10 MHz.

Bibliographie

- [1] E. Schrödinger. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. *Naturwissenschaften* **23**, 807,823,844 (1935).
- [2] W. Heisenberg. Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. *Z. Phys.* **43**, 172 (1927).
- [3] N. Bohr. The quantum postulate and the recent development of atomic theory. *Nature* **121**, 580 (1928).
- [4] N. Bohr. Can quantum-mechanical description of reality be considered complete? *Phys.Rev.* **48**, 696 (1935).
- [5] J. von Neumann. *Die Matematischen Grundlagen der Quantenmechanik*. Springer, Berlin, 1932.
- [6] J.A. Wheeler and W.H. Zurek. *Quantum Theory and Measurement*. Princeton University Press, Princeton (New Jersey), 1983.
- [7] Roland Omnès. *The Interpretation of Quantum Mechanics*. Princeton University Press, Princeton (New Jersey), 1994.
- [8] H. Primas. *Chemistry, Quantum Mechanics and Reductionism*. Springer, Berlin, 1983.
- [9] Bryce S. Dewitt and R. Neill Graham. Resource letter IQM-1 on the interpretation of quantum mechanics. *Am. J. Phys.* **39**, 724 (1971).
- [10] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, and Franck Laloë. *Mécanique Quantique*. Hermann, Paris, 1977.
- [11] V. B. Braginsky, Y.I. Vorontsov, and K.S. Thorne. *Science* **209**, 547 (1980).
- [12] C.M. Caves, K.S. Thorne, R.W.D. Drever, V.D. Sandberg, and M. Zimmermann. On the measurement of a weak classical force coupled to a quantum mechanical oscillator. *Rev. Mod. Phys.* **52**, 341 (1980).

- [13] A.J. Leggett, S. Chakravarty, A.T. Dorsey, M.P.A. Fisher, A. Garg, and W. Zwerger. Dynamics of the dissipative two-state system. *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1 (1987).
- [14] A.O. Caldeira and A.J. Leggett. Quantum tunneling in a dissipative system. *Ann. Phys (N.Y.)* **149**, 374 (1983).
- [15] A.J. Leggett. Quantum mechanics at the macroscopic level. In J. Souletie, J. Vannimenus, and R. Stora, editors, *Chance and Matter, Les Houches Summer School, Session XLVI*, page 395. North Holland, Amsterdam, 1987.
- [16] C.D. Tesche. *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **480**, 36 (1986).
- [17] John M. Martinis, Michel H. Devoret, and John Clarke. Experimental tests for the quantum behaviour of a macroscopic degree of freedom: The phase difference across a Josephson junction. *Phys. Rev.* **B35**, 4682 (1987).
- [18] John Clarke, Andrew N. Cleland, Michel H. Devoret, Daniel Esteve, and John M. Martinis. Quantum mechanics of a macroscopic variable: The phase difference of a Josephson junction. *Science* **239**, 992 (1988).
- [19] R. Rouse, Siyuan Han, and J. E. Lukens. Observation of resonant tunneling between macroscopically distinct quantum levels. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1614 (1995).
- [20] Michel H. Devoret et al. In Kagan and Leggett, editors, *Quantum Tunneling in Condensed Media*. Elsevier, Amsterdam, 1992.
- [21] Giovanella and Tinkham, editors. *Macroscopic Quantum Phenomena and Coherence in Superconducting Networks*. World Scientific, Singapore, 1995.
- [22] Michel H. Devoret. In E. Giacobino, S. Reynaud, and J. Zinn-Justin, editors, *Quantum Fluctuations*. Elsevier, Amsterdam, to be published.
- [23] E. Wigner. In L.J. Good, editor, *The Scientist Speculates*, page 284. William Heinemann, London, 1962.
- [24] E. Wigner. *Am. J. of Phys.* **31**, 1 (1963).
- [25] E. Wigner. In *Symmetries and Reflections*, page 171. Indiana University Press, Bloomington, 1967.

- [26] G. Ludwig. *Werner Heisenberg und die Physik in unserer Zeit*. Friedrich Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1961.
- [27] W.H. Zurek. Pointer basis of quantum apparatus: Into what mixture does the wave packet collapse? *Phys. Rev.* **D24**, 1516 (1981).
- [28] W.H. Zurek. Environment-induced superselection rules. *Phys. Rev.* **D26**, 1862 (1982).
- [29] W. Zurek. Decoherence and the transition from quantum to classical. *Phys. Today*, page 36, October 1991.
- [30] E. Joos and H.D. Zeh. The emergence of classical properties through interaction with the environment. *Z. Phys.* **B59**, 223 (1985).
- [31] A.O. Caldeira and A.J. Leggett. *Physica* **121A**, 587 (1983).
- [32] R.P. Feynman and F.L. Vernon, Jr. *Ann. Phys. (N.Y.)* **24**, 118 (1963).
- [33] H.D. Zeh. *Found. Phys.* **1**, 69 (1970).
- [34] F. Haake and D.F. Walls. *Phys. Rev.* **A36**, 730 (1987).
- [35] W.G. Unruh and W.H. Zurek. *Phys. Rev.* **D40**, 1071 (1989).
- [36] H. Dekker. *Phys. Rev.* **A16**, 2126 (1977).
- [37] A.O. Caldeira and A.J. Leggett. *Phys. Rev.* **A31**, 1059 (1985).
- [38] B.L. Hu, J.P. Pay, and Y. Zhang. *Phys. Rev.* **D45**, 2843 (1992).
- [39] Claude Cohen-Tannoudji. Cours de physique atomique et moléculaire au Collège de France, 1989/90.
- [40] R.G. Hulet and D. Kleppner. Rydberg atoms in “circular” states. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1430 (1983).
- [41] P. Nussenzveig, F. Bernardot, M. Brune, J. Hare, J.-M. Raimond, S. Haroche, and W. Gawlik. Preparation of high principal quantum number circular states of rubidium. *Phys. Rev.* **A48**, 3991 (1993).
- [42] A. Nussenzveig, J. Hare, A.M. Steinberg, L. Moi, M. Gross, and S. Haroche. A continuous beam of circular Rydberg atoms for fundamental tests and applications in metrology. *Europhys. Lett.* **14**, 755 (1991).

- [43] E.T. Jaynes and F.W. Cummings. Comparison of quantum and semi-classical radiation theories with application to the beam maser. *Proc. IEEE* **51**, 89 (1963).
- [44] R.J. Glauber. The quantum theory of optical coherence. *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963).
- [45] R.J. Glauber. Coherent and incoherent states of the radiation field. *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
- [46] D.M. Meekhof, C. Monroe, B.E. King, W.M. Itano, and D.J. Wineland. Generation of non classical motional states of a trapped ion. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1796 (1996).
- [47] C. Monroe, D.N. Meekhof, B.E. King, W.M. Itano, and D.J. Wineland. Demonstration of a fundamental quantum logic gate. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4714 (1995).
- [48] C.Monroe, D.M.Meekhof, B.E.King, and D.J.Wineland. A “Schrödinger cat” superposition state of an atom. *Science.* **272**, 1131 (1996).
- [49] D.J. Wineland and W.M. Itano. *Phys. Today* **40**, 34 (1987).
- [50] S. Haroche and D. Kleppner. Cavity Quantum Electrodynamics. *Phys. Today* page 24 January 1989.
- [51] S. Haroche. *Physics World* **4**, 33 (1991).
- [52] S. Haroche and J.-M. Raimond. Cavity Quantum Electrodynamics. *Scientific American* page 54 April 1993.
- [53] S. Haroche. Cavity Quantum Electrodynamics. In J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Zinn-Justin, editors, *Fundamental Systems in Quantum Optics, Les Houches Summer School, Session LIII*, page 767. North Holland, Amsterdam, 1992.
- [54] Michel Brune. *Réalisation d’un micromaser à deux photons*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 1990. non-publié.
- [55] F. Bernardot. *Électrodynamique en cavité : expériences résonnantes en régime de couplage fort*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 1994. non-publié.

- [56] P. Nussenzveig. *Mesures de champs au niveau du photon par interférométrie atomique*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 1994. non-publié.
- [57] N.F. Ramsey. *Molecular Beams*. Oxford University Press, New York, 1985.
- [58] M. Brune, P. Nussenzveig, F. Schmidt-Kaler, F. Bernardot, A. Maali, J.-M. Raimond, and S. Haroche. From Lamb shifts to light shifts: Vacuum and subphoton cavity fields measured by atomic phase sensitive detection. *Phys. Rev. Lett* **72**, 3339 (1994).
- [59] A. Maali. *Oscillations de Rabi quantiques : test direct de la quantification du champ*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 1996. non-publié.
- [60] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J.-M. Raimond, and S. Haroche. Quantum Rabi oscillation: A direct test of field quantization in a cavity. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1800 (1996).
- [61] S. Haroche. Rydberg atoms and radiation in a resonant cavity. In G. Grynberg and R. Stora, editors, *New Trends in Atomic Physics, Les Houches Summer School Session XXXVIII*, page 347. North Holland, Amsterdam, 1984.
- [62] S. Haroche and J.-M. Raimond. Radiative properties of Rydberg states in resonant cavities. In D.R. Bates and B. Bederson, editors, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, volume XX, page 347. Academic Press, New York, 1985.
- [63] D. Meschede, H. Walther, and N. Klein. One-atom maser. *Phys. Rev. Lett* **54**, 551 (1985).
- [64] G. Rempe, H. Walther, and N. Klein. Observation of quantum collapse and revival in a one-atom maser. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 353 (1987).
- [65] G. Raithel, O. Benson, and H. Walther. Atomic interferometry with the micromaser. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3446 (1995).
- [66] M. Brune, J.-M. Raimond, P. Goy, L. Davidovich, and S. Haroche. Realization of a two-photon maser oscillator. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1899 (1987).

- [67] F. Bernardot, P. Nussenzveig, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche. Vacuum Rabi splitting observed on a microscopic atomic sample in a microwave cavity. *Europhys. Lett.* **17**, 33 (1992).
- [68] S. Haroche and J.-M. Raimond. Manipulation of non-classical field states in a cavity by atom interferometry. In P. Berman, editor, *Advances in Atomic and Molecular Physics, supplement 2*, page 123. Academic Press, New York, 1994.
- [69] N.F. Ramsey. *Phys. Rev.* **78**, 695 (1950).
- [70] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Photons and Atoms*. Wiley, New York, 1992.
- [71] B. Yurke and D. Stoler. Generating quantum mechanical superpositions of macroscopically distinguishable states via amplitude dispersion. *Phys. Rev. Lett.* **57**, 13 (1986).
- [72] G. Milburn. Quantum and classical Liouville dynamics of the anharmonic oscillator. *Phys. Rev.* **A33**, 674 (1986).
- [73] C.M. Savage, S.L. Braunstein, and D.F. Walls. Macroscopic quantum superpositions by means of single-atom dispersion. *Opt. Lett.* **15**, 628 (1990).
- [74] B. Yurke, W. Schleich, and D.F. Walls. Quantum superpositions generated by quantum non-demolition measurements. *Phys. Rev.* **A42**, 1703 (1990).
- [75] V. Buzek, H. Moya-Cessa, P.L. Knight, and S.D.L. Phoenix. *Phys. Rev.* **A45**, 8190 (1992).
- [76] T. Ogawa, M. Ueda, and N. Imoto. *Phys. Rev.* **A43**, 6458 (1991).
- [77] P. Meystre. Micromasers. In E. Wolf, editor, *Progress in Optics*, volume XXX, page 261. Elsevier Science, New York, 1992.
- [78] L. Davidovich, A. Maali, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche. Quantum switches and non-local microwave fields. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2360 (1993).
- [79] D.F. Walls and G.J. Milburn. *Quantum Optics*. Springer Verlag, New York, 1995.

- [80] M.O. Scully and H. Walther. Quantum optical test of observation and complementarity in quantum mechanics. *Phys. Rev.* **A39**, 5299 (1989).
- [81] M.O. Scully, B.G. Englert, and H. Walther. Quantum optical tests of complementarity. *Nature* **351**, 111 (1991).
- [82] S. Haroche, M. Brune, and J.-M. Raimond. Manipulation of optical fields by atomic interferometry: Quantum variations on a theme by Young. *Appl. Phys.* **B54**, 355 (1992).
- [83] T.Pfau, S.Spälter, Ch.Kurtsiefer, C.R.Ekstrom, and J.Mlynek. Loss of spatial coherence by a single spontaneous emission. *Phys.Rev.Lett* **73**, 1223 (1994).
- [84] M.S. Chapman, T.D. Hammond, A. Lenef, J. Schmiedmayer, R.A. Rubenstein, E. Smith, and D.E. Pritchard. Photon scattering from atoms in an atom interferometer: Coherence lost and regained. *Phys.Rev.Lett* **75**, 3783 (1995).
- [85] W.H. Louisell and W.H. Marburger. *IEEE J. of Quant. Electr.* **3**, 348 (1967).
- [86] H. Dekker. *Phys. Rep.* **80**, 1 (1981).
- [87] W.H. Zurek. In P. Meystre and M.O. Scully, editors, *Frontiers in Nonequilibrium Statistical Physics*, page 145. Plenum, New York, 1986.
- [88] J. Perina. *Quantum Statistics of Linear and non Linear Optical Phenomena*. Reidel, Dordrecht, 1984.
- [89] Claude Cohen-Tannoudji. Cours de physique atomique et moléculaire au Collège de France. 1988/89.
- [90] V. Arnold. *Chapitres supplémentaires de la théorie des équations différentielles ordinaires*. Éditions Mir, Moscou, 1980. Réimpression 1984.
- [91] L. Davidovich, M. Brune, J.-M. Raimond, and S. Haroche. Mesoscopic quantum coherences in cavity qed: Preparation and decoherence monitoring schemes. *Phys. Rev.* **A53**, 1295 (February 1996).
- [92] J. Hare. *Étude théorique et expérimentale des Atomes de Rydberg Circulaires : vers une mesure directe de la Constante de Rydberg en unités de fréquence*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 1990. non-publié.

- [93] B. H. Bransden and C. J. Joachain. *Physics of atoms and molecules*. Longman Scientific & Technical, 1983.
- [94] L. Allen and J.H. Eberly. *Optical Resonance and Two-Level Atoms*. Wiley, New York, 1975.
- [95] Shigeru Nakayama. Theoretical analysis of Rb and Cs D₂ lines in saturation spectroscopy with optical pumping. *Jpn. J. Appl. Phys.* **23**(7), 879 (1984).
- [96] R.J. Damburg and V.V. Kosolov. *J. Phys.* **B12**, 2637 (1979).
- [97] G. Rempe, F. Schmidt-Kaler, and H. Walther. Observation of sub-poissonian photon statistics in a micromaser. *Phys. Rev. Lett* **64**(23), 2783 (1990).
- [98] S.Isagawa. *J.Appl.Phys.* **51**, 4460 (1984).
- [99] R.Bonin and R.W.Röth. *Particle Accelerators.* **40**, 59 (1992).
- [100] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, second edition, 1975.
- [101] J. Liang. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 1986. non-publié.
- [102] M. Brune, S. Haroche, J.-M. Raimond, L. Davidovich, and N. Zagury. Manipulation of photons in a cavity by dispersive atom-field coupling: Quantum non demolition measurements and generation of Schrödinger cat states. *Phys. Rev.* **A45**, 5193 (1992).
- [103] H. Paul. *Quantum Optics* **3**, 169 (1991).
- [104] Carl E. Wieman and Leo Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Rev. Sci. Instrum.* **62**(1), 1 (1991).
- [105] V. S. Lethokov and V. P. Chebotayev. *Nonlinear Laser Spectroscopy*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1977.

Résumé

Dans ce mémoire nous présentons l'observation de la décohérence dans une situation simple, modélisant une mesure quantique idéale. Nous exploitons l'interaction entre un champ micro-onde confiné dans une cavité ne contenant que quelques photons et un atome de Rydberg circulaire. Elle crée un état de superposition quantique qui implique simultanément deux états du champ de phases macroscopiquement différentes. La décohérence, *i.e.* la transformation de la superposition initialement cohérente en un mélange statistique, est observée à l'aide d'un second atome. Celui-ci sonde l'état du champ un certain temps après l'interaction avec le premier atome. Cette étude apporte un élément de réponse expérimental à la question fondamentale que pose la non-existence de superpositions quantiques cohérentes dans le monde macroscopique. Nos résultats sont en très bon accord avec les prédictions théoriques. Ils confirment que le couplage entre un système physique et son environnement se trouve à l'origine de la décohérence.

Mots-clés : décohérence, mesure quantique, transition quantique-classique, électrodynamique quantique en cavité, atomes de Rydberg, cavité supraconductrice, interférométrie atomique.

Abstract

We present the observation of the decoherence phenomenon, observed on a simple system, modelling an ideal quantum measurement. The experiment is based on the interaction of a circular Rydberg atom with a microwave field that contains a few photons stored in a superconducting cavity. It creates a quantum superposition involving field states with macroscopically distinct phases. The coherence of the state is tested by a second atom. We observe the transformation of an initially coherent superposition into a statistical mixture. This work represents an experimental contribution to the fundamental issue of the nonexistence of quantum superpositions at a macroscopic scale. Our results are in very good agreement with theory and support the interpretation of decoherence as being the result of the coupling between a system and its environment.

Key words: decoherence, quantum measurement, quantum to classical transition, cavity quantum electrodynamics, Rydberg atoms, superconducting cavity, atomic interferometry.