

Chapitre 4

Mesures QND avec un jet atomique de sodium

4.1 Introduction

Nous allons, dans ce chapitre, présenter l'expérience de mesure QND utilisant l'effet Kerr croisé dans un système atomique à trois niveaux en échelle, que nous avons décrit théoriquement, et analysé numériquement dans le chapitre précédent.

Nous avons vu qu'une population suffisamment dense "d'atomes à trois niveaux", réalise, en première approximation, c'est-à-dire à la limite dispersive (section 3.2), un milieu Kerr permettant d'établir des corrélations quantiques entre l'intensité d'un faisceau laser et la phase d'un deuxième. Nous avons montré que, pour des régimes de paramètres réalistes se situant clairement en-dehors de la limite dispersive (*cf.* section 3.4.2), on peut néanmoins réaliser des mesures quantiques non-destructives avec une bonne efficacité.

Il reste maintenant à trouver un atome réel ayant une structure se rapprochant le plus possible de celle d'un système à trois niveaux fermé. D'après le schéma de niveau de l'atome de sodium, représenté sur la figure 4.1, cet atome constitue un bon candidat. Le système à trois niveaux le plus favorable est le système de transitions $3s_{1/2} - 3p_{3/2} - 3d_{5/2}$. L'écart principal avec un "vrai" système à trois niveaux vient de la présence de la structure hyperfine du niveau fondamental qui va provoquer un phénomène de pompage hyperfin pouvant être gênant. Nous avons néanmoins utilisé l'atome de sodium, sous la forme d'un jet atomique.

Nous allons commencer par décrire les différents éléments constituant le dispositif expérimental (section 4.2). Nous précisons ensuite les conditions et la procédure expérimentale, et effectuerons des ajustements de paramètres à l'aide d'une modélisation numérique de l'état stationnaire (section 4.3). Nous exposerons enfin (section 4.4) les résultats expérimentaux, et nous les confronterons aux résultats donnés par les modèles théoriques que nous avons développés (*cf.* chapitre précédent), en utilisant ces paramètres déduits de l'état stationnaire.

4.2 Dispositif expérimental

4.2.1 L'atome de sodium

Les considérations de physique atomique sur l'atome de sodium, discutées ici sont tirées de la thèse de J.-F. Roch [Roch 92a], dans laquelle une étude beaucoup plus détaillée de ces problèmes est présentée. Nous avons utilisé dans le sodium une structure à trois niveaux en échelle. Le diagramme d'énergie des niveaux intervenant dans cette structure est représenté sur la figure 4.1. La transition, représentée en trait plein, est nettement plus intense que les autres, et constitue donc un système quasi fermé¹. La principale différence avec un système fermé à trois niveaux, est causée par la structure hyperfine du niveau fondamental, pouvant induire un phénomène de pompage hyperfin qui pourra être gênant si on ne dispose pas d'un laser de prépompage (cf. section 4.4.2). L'écart entre les deux sous-niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ du niveau fondamental (1.77 GHz) étant bien plus grand que la largeur Doppler du jet atomique (200 MHz de largeur totale à mi-hauteur), on peut, en négligeant les effets de pompage hyperfin, traiter ces deux sous-niveaux de manière indépendante. Les intensités relatives de raies entre ces deux sous-niveaux et le niveau intermédiaire sont dans le rapport de leurs dégénérescences, c'est-à-dire de 5/3 en faveur du sous-niveau $F=2$. On peut ajouter que, de manière à se tenir le plus à l'écart possible du niveau $3d_{3/2}$, nous choisirons plutôt un désaccord à deux photons négatif.

4.2.2 Le jet atomique

Le jet atomique utilisé est un jet effusif collimaté par une galette de micro-canaux. Une description détaillée du four, ainsi qu'une discussion approfondie des caractéristiques du jet sont présentées dans la thèse de J.-F. Roch [Roch 92a]. On ne fera, dans cette section que rappeler les résultats principaux.

Un schéma simplifié du four est représenté sur la figure 4.2. La température à l'intérieur du four est de l'ordre de 300°C . Le libre parcours moyen des atomes dans le four est d'environ 1 cm, ce qui est grand par rapport au diamètre de 0.33 mm des microtubes, et de l'ordre de leur longueur.

La densité des atomes dans la zone d'interaction est déterminée par une mesure des variations de l'indice du jet atomique en fonction du désaccord laser-atome. On fait passer un bras d'un interféromètre de Michelson par le jet d'atomes. La technique consiste alors à compter le nombre de franges qui défilent, lorsqu'on balaye la fréquence d'une sonde de faible intensité (par rapport à l'intensité de saturation) autour de la résonance de la transition inférieure (589 nm). Une analyse détaillée et quantitative de cette méthode est faite dans la thèse de J.F. Roch [Roch 92a]. La densité atomique typique est de 3×10^{11} atomes/cm³, ce qui donne

¹Nous n'avons représenté, sur la figure 4.1, que la structure fine, et nous avons omis tous les sous-niveaux hyperfins. En tenant compte de ces sous-niveaux, on s'aperçoit que la transition la plus à droite, qui est bien fermée, est encore la plus intense. Les arguments donnés dans le texte tiennent donc toujours.

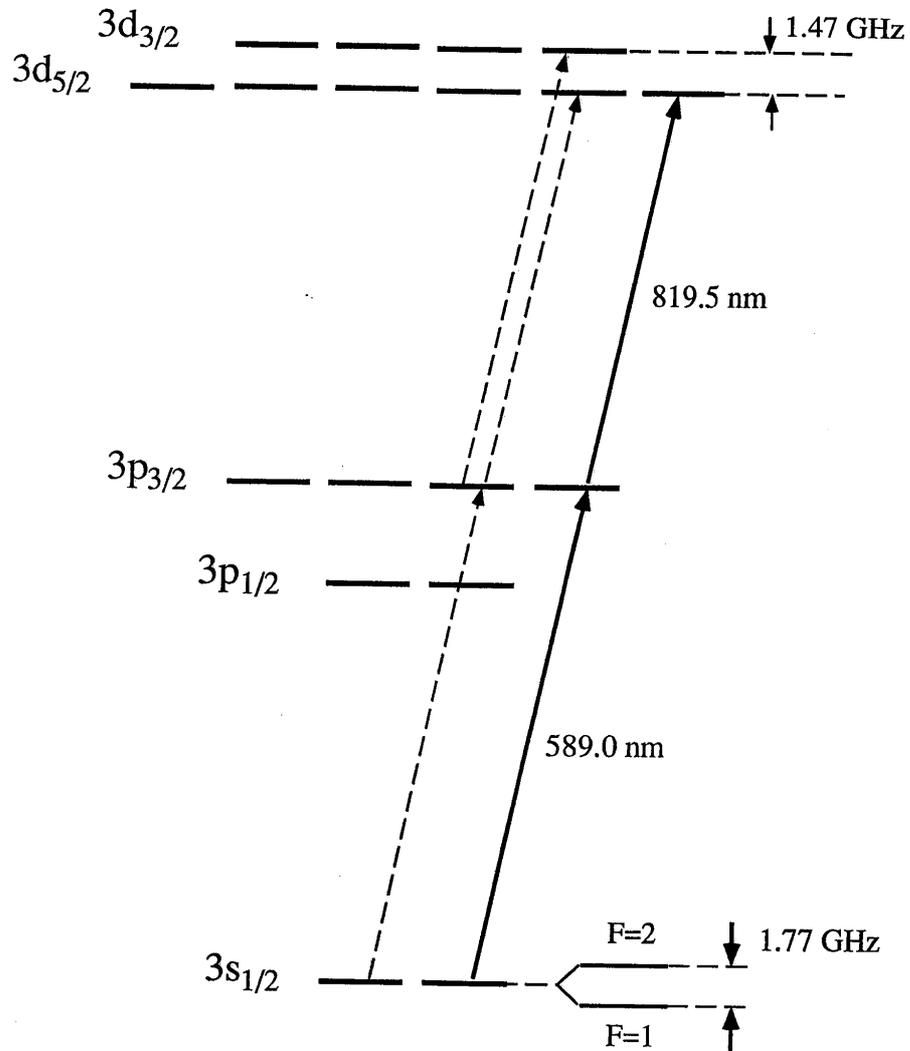


Figure 4.1: schéma restreint de la structure fine du sodium, et de la structure hyperfine du niveau fondamental. Les transitions à deux photons représentées par des tirets sont environ 10 fois moins intenses que la transition représentée par des traits pleins. Seul le processus représenté par des traits pleins comporte un vrai système fermé à trois niveaux. Pour les autres processus, l'émission spontanée couple des niveaux n'appartenant pas au système à trois niveaux envisagé. Le niveau $3p_{1/2}$ est trop loin (519 GHz) du niveau $3p_{3/2}$ pour avoir à être pris en considération.

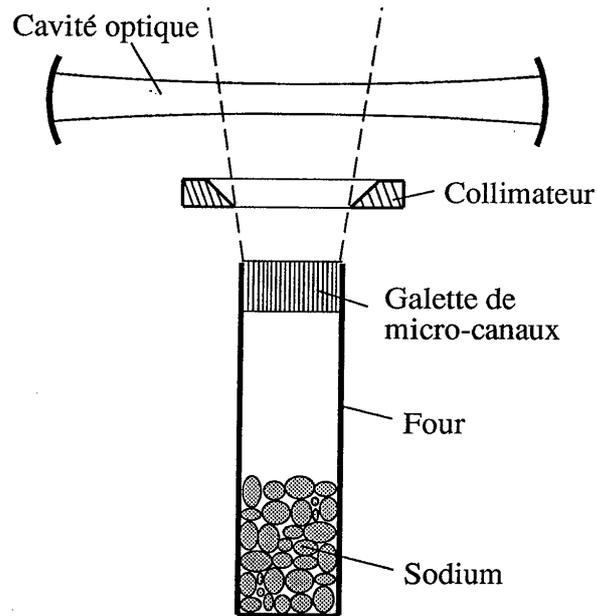


Figure 4.2: Schéma du four. L'ensemble du système est à symétrie cylindrique. Le four est chauffé par une résistance chauffante bobinée à l'extérieur de celui-ci. La galette de micro-canaux est constituée de 300 petits tubes en acier inoxydable de diamètres internes et externes respectivement 0.33 mm et 0.55 mm et de longueur 5 mm. Le diamètre total de la galette est de 1 cm. Le collimateur est refroidi à l'azote liquide de sorte que les atomes de sodium qui le touchent s'y collent.

5×10^7 atomes dans la zone d'interaction, déterminée par la largeur du jet atomique (1 cm) et le waist ($w_0 = 80 \mu\text{m}$) des faisceaux lasers dans la cavité (cf. section 4.2.4).

La largeur Doppler totale à mi-hauteur est de l'ordre de 200 MHz pour le jet atomique utilisé, ce qui correspond à une température transverse de l'ordre de 3K. La vitesse des atomes est de l'ordre de 1000 m/s.

4.2.3 Les lasers

On utilise deux lasers à colorants continus monomodes asservis en fréquence, pompés par un même laser Argon (Coherent Innova 200) La longueur d'onde correspondant à la transition du bas (589.0 nm) est obtenue par un laser en anneau Spectra Physics 380 D utilisant de la Rhodamine 6G, tandis que la transition du haut (819.5 nm) est excitée par un laser linéaire Coherent 599.21 fonctionnant avec du Styryl 9 (LDS 821).

La puissance de pompe est d'environ 5 W par laser, pour une puissance de sortie monomode de quelques dizaines de mW. L'asservissement électronique conduit à une stabilité en fréquence de l'ordre du MHz. L'utilisation d'un lambdamètre construit au laboratoire permet de se caler autour de la longueur d'onde souhaitée avec une précision relative de 10^{-5} , c'est-à-dire à ± 3 GHz de la raie atomique. On repère ensuite cette raie au moyen d'un balayage de 10 GHz de la fréquence du laser. Les réglages fins des désaccords, de l'ordre du GHz, sont effectués grâce à des Fabry-Pérot confocaux d'intervalle spectral libre 750 MHz.

4.2.4 La cavité optique

La cavité optique est un élément crucial du dispositif expérimental. Elle permet en effet, par la surtension qu'elle crée pour l'intensité des champs lorsqu'ils sont à résonance, d'augmenter considérablement le couplage non-linéaire entre le faisceau signal et le faisceau de mesure. Mais plus le facteur de surtension, ou finesse, de la cavité est élevé (de l'ordre de 100), plus la lumière fait d'aller-retour dans la cavité. Les pertes sur les miroirs vont alors avoir un effet cumulatif qui pourra vite devenir rédhibitoire.

Pour une cavité de bonne finesse, les différents modes sont suffisamment séparés pour pouvoir être traité de façon indépendantes. Pour des désaccords à résonance ϕ petits devant l'intervalle entre deux modes successifs, on peut alors approximer chaque pic de la fonction d'Airy par une Lorentzienne. L'intensité intracavité dans une cavité à un seul miroir de sortie s'écrit alors, pour $\phi \ll 2\pi$,

$$\frac{I}{I^{\text{in}}} = \frac{T}{\left(\frac{T+P}{2}\right)^2 + \phi^2}, \quad (4.1)$$

où I est l'intensité intracavité, I^{in} l'intensité incidente, T la transmission en intensité du miroir de couplage et P les pertes en intensité sur un tour de cavité ² (cf.

² T et P sont reliés à la finesse \mathcal{F} par la formule

$$\mathcal{F} = \frac{2\pi}{T+P} \quad (4.2)$$

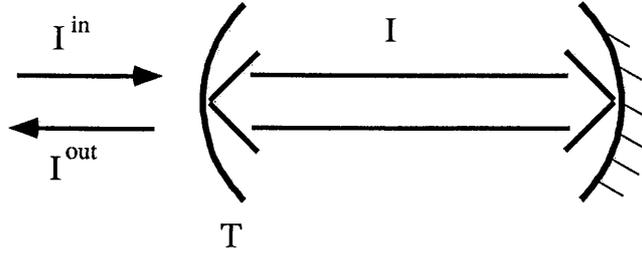


Figure 4.3: Représentation schématique d'une cavité.

figure 4.3). Ces pertes sont composées d'une part des pertes par diffusion sur les miroirs, et d'autre part des fuites par le miroir supposé totalement réfléchissant. Une mesure de ce coefficient de pertes P peut se faire en comparant l'intensité de la lumière sortante à l'intensité de la lumière incidente lorsqu'on balaye la cavité sur une résonance. On a en effet,

$$\frac{I^{out}}{I^{in}} = \frac{\left(\frac{T-P}{2}\right)^2 + \phi^2}{\left(\frac{T+P}{2}\right)^2 + \phi^2} \quad (4.3)$$

La valeur de la réflexion à résonance $[(T-P)/(T+P)]^2$ permet donc, connaissant la transmission T de remonter au coefficient de pertes P . D'autre part, le meilleur couplage QND étant obtenu lorsque les deux faisceaux (signal et mesure) sont accordés à la résonance de la cavité, la réflexion à résonance donne une évaluation des pertes sèches contribuant directement à la dégradation des corrélations quantiques.

Dans notre expérience, la cavité optique est composée de miroirs à traitement diélectrique multicouche³ permettant d'avoir, pour la longueur d'onde de chacun des faisceaux (589 nm et 820 nm), une cavité à une seule porte de sortie, cette sortie s'effectuant d'un côté différent suivant la longueur d'onde. Les caractéristiques de ces miroirs sont les suivantes : $T_{fuites} = 7 \times 10^{-4}$ dans le jaune, et $T = 7 \times 10^{-2}$ dans l'infra-rouge, pour le miroir de couplage infra-rouge, et $T_{fuites} = 5 \times 10^{-4}$ dans l'IR, et $T = 7 \times 10^{-2}$ dans le jaune, pour le miroir de couplage jaune. Les coefficients de réflexion à résonance sont de 0.95 à 820nm, et 0.90 à 589nm, ce qui est relativement élevé compte tenu de la valeur de la finesse $\mathcal{F} = 90$.

Le rayon de courbure des miroirs est de $R = 5$ cm. La distance L entre les miroirs est choisie de manière à avoir une configuration stable proche d'une cavité confocale, afin que le mode de la cavité ait une longueur de Rayleigh z_R qui soit plus grande que la section transverse du jet atomique qui est de ~ 1 cm. On a pris $L = 5.2$ cm, alors que la configuration confocale correspond à $L = R = 5$ cm. On a alors une longueur de Rayleigh

$$z_R = \left(\left(R - \frac{L}{2} \right) \frac{L}{2} \right)^{1/2} = 2.5 \text{ cm} , \quad (4.4)$$

³Achetés chez Layertec en Allemagne.

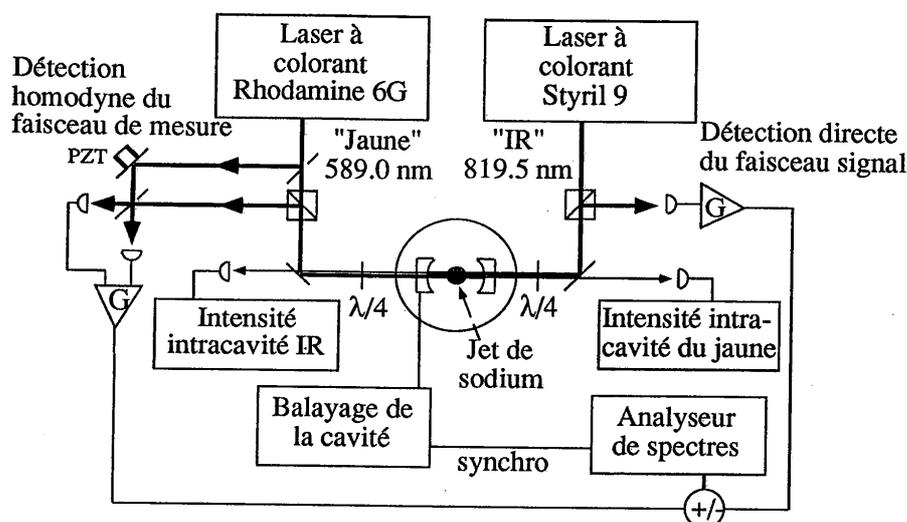


Figure 4.4: Schéma expérimental. Chaque laser traverse un prisme polariseur, est ensuite polarisé circulairement par une lame quart d'onde, résonne dans la cavité, puis ressort en repassant par la lame quart d'onde, et est finalement réfléchi par le prisme polariseur. Le miroir de gauche de la cavité est le miroir de couplage pour le jaune, $t^2 = 7 \times 10^{-2}$, et réflecteur pour l'IR, $t^2 = 5 \times 10^{-4}$, alors que c'est le contraire pour le miroir de droite $t^2 = 7 \times 10^{-4}$ pour le jaune, et $t^2 = 7 \times 10^{-2}$ pour l'IR. Les intensités intra cavité sont mesurées par les fuites des miroirs à haut coefficient de réflexion. La phase de l'oscillateur local servant à la détection homodyne du jaune peut être balayée par la cale piezo-électrique PZT.

et un waist⁴

$$w_o = \left(\frac{\lambda z_R}{\pi} \right)^{1/2} = 70 \mu m \text{ (pour le jaune)} \\ = 80 \mu m \text{ (pour l'IR)}. \quad (4.5)$$

4.2.5 Montage expérimental

Un schéma du dispositif expérimental est donné sur la figure 4.4. L'information sur l'amplitude du faisceau signal (IR) est lue sur la phase du faisceau de mesure (jaune). La détection de ce dernier se fait donc par l'intermédiaire d'une détection homodyne pour laquelle on peut balayer la phase de l'oscillateur local au moyen d'une cale piezo-électrique (PZT). Le signal est lui détecté de façon directe, mais on a également installé une détection homodyne de manière à avoir accès, si nécessaire, à la phase du signal pour avoir la possibilité d'en contrôler le bruit.

⁴Le profil transverse du faisceau en intensité est donné par $P(r) \propto \exp[-2(r/w)^2]$ où r est la distance à l'axe du faisceau.

Le taux d'extinction de l'ensemble prisme polariseur - lame quart d'onde est de 10^{-2} .

Les photodétecteurs utilisées sont des photodiodes rapides au silicium de type p-i-n (Centronic BPX 65) d'efficacité quantique 0.78 à 589 nm, et 0.93 à 820 nm, suivies de préamplificateurs à bas niveaux de bruit construits autour de l'amplificateur OEI AH0013. Une description électronique détaillée des systèmes de photodétection est présentée en annexe H. Les fluctuations des courants issus des détecteurs sont ensuite soit visualisées directement sur un analyseur de spectre, soit après avoir été combinées linéairement par un "power combiner" 0-180°.

L'intensité intracavité de chacun des faisceaux est contrôlée en permanence grâce aux fuites des miroirs R max de la cavité. Un des miroirs de cette dernière est monté sur une cale piezo-électrique (non représentée sur la figure 4.4), ce qui permet de balayer, ou d'ajuster la longueur de la cavité, afin de l'accorder sur la résonance d'un des deux lasers.

La difficulté principale de tout ce montage expérimental est l'adaptation des modes spatiaux (mode matching). En effet tout écart est irrémédiablement sanctionné par des pertes de corrélations quantiques. Il faut d'abord adapter très soigneusement le mode de chacun des deux lasers avec le mode fondamental TEM_{00} de la cavité, en veillant à ce que les modes transverses soient le moins excités possible (globalement, moins de 5% de l'intensité lumineuse). Il faut ensuite maximiser le contraste des franges de la détection homodyne, en superposant au mieux le mode de l'oscillateur local avec celui du faisceau revenant de la cavité. Nous avons obtenu une visibilité des franges de $v = 0.92$, dont l'écart à l'unité est vraisemblablement dû à une absence de filtrage spatial sur l'oscillateur local. On rappelle que l'efficacité quantique de la détection homodyne est égale à l'efficacité quantique des photodiodes multipliée par v^2 .

4.3 Conditions expérimentales

4.3.1 Recherche d'un point de fonctionnement

Le régime de paramètres dans lequel nous nous plaçons correspond à celui des "transitions fantômes" [Gheri 92] analysées dans la partie théorique 3.4.2. La procédure expérimentale pour y arriver est la suivante. Pendant la première phase de réglage, la cavité optique est continuellement balayée, ce qui permet d'en observer les modes. Après avoir trouver les deux raies de la transition du bas correspondant aux deux sous-niveaux hyperfins $F=2$ et $F=1$ du niveau fondamental (cf. figure 4.1), on désaccorde le laser jaune négativement par rapport à la raie $F=2$ jusqu'à ce que la valeur de l'intensité jaune dans la cavité soit environ 75% de la valeur à très grand désaccord, et on verrouille l'asservissement du laser. La valeur du désaccord pour le jaune est alors de -1.5 GHz. Le signe du désaccord est choisi de manière à profiter du couplage plus important (d'un facteur $5/3$) du sous-niveaux $F=2$ avec le niveau intermédiaire. On cherche alors la résonance à deux photons avec le laser IR, en observant son absorption par les atomes dans la cavité. Mais lorsque les deux lasers ont une intensité de même

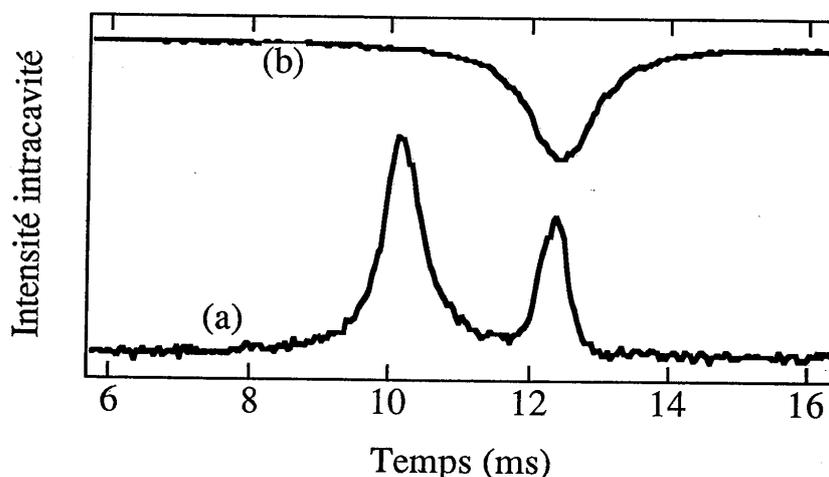


Figure 4.5: Intensité intracavité du faisceau jaune de mesure (a), et du faisceau signal IR (b), inversée pour raison de clarté, en fonction du balayage de la longueur de la cavité. La puissance des faisceaux avant d'entrer dans la cavité est de $5 \mu W$ pour le faisceau signal jaune, et de $265 \mu W$ pour le signal IR. Le désaccord atomique du jaune est de -1.5 GHz, et le désaccord à deux photons est d'environ -1 GHz.

ordre de grandeur, les effets indésirables de bistabilité à deux photons sont très importants [Roch 92a][Grangier 92b]. On atténue alors le laser jaune, comme indiqué par les prévisions théoriques des "transitions fantômes", ce qui diminue du même coup les effets de bistabilité et on cherche, en balayant à la main la fréquence du laser IR, un point de fonctionnement stable pour lequel les deux lasers résonnent en même temps dans la cavité. Une telle situation est représentée sur la figure 4.5. Le faisceau signal (courbe (b) sur la figure), intense et correspondant à la transition du haut n'est pas affecté par la présence dans la cavité du champ jaune de mesure, peu intense. La forme du mode est en effet celle, usuelle, de la fonction d'Airy pour une cavité vide. Le faisceau de mesure (courbe (a)), d'intensité faible, et correspondant à la transition du bas, est lui, par contre, fortement perturbé par le champ signal. A la position du pic de gauche de la courbe (a), l'intensité du champ du faisceau signal IR dans la cavité est négligeable. Ce pic n'est donc pas modifié par la présence du champ IR. La position de ce pic est fixée par la dispersion atomique linéaire à un photon, c'est-à-dire l'indice du jet atomique, qui conduit à un décalage de l'ordre de plusieurs dizaines de largeurs de cavité, et la hauteur du pic dépend de l'absorption à un photon du faisceau jaune (de l'ordre de 25%). Pour comprendre l'existence du deuxième pic, il faut se rappeler, qu'à l'ordre le plus bas, l'effet non-linéaire est un couplage par effet Kerr croisé entre les deux champs, c'est-à-dire dire que l'indice vu par le faisceau de mesure dépend de l'intensité du faisceau signal. La position des résonances de la cavité pour le faisceau jaune de mesure dépend donc de l'intensité du faisceau signal dans la

cavité, et donc de la position de son pic de résonance. Sur la figure 4.5, l'intensité intracavité à résonance de l'IR, correspond à une intensité conduisant à une valeur de l'indice vu par le jaune telle qu'une résonance du jaune se produit justement à l'endroit du pic de l'IR. Le jaune est ainsi "attiré" à résonance par l'IR. Les deux champs sont alors résonants simultanément dans la cavité, offrant ainsi un couplage maximum des fluctuations des deux faisceaux, ce qui est la situation recherchée. La distance entre les deux pics est une mesure de l'intensité du couplage entre les deux champs, tandis que la diminution de la hauteur du pic induit par rapport à celle du pic "ordinaire" est due à l'absorption à deux photons.

On s'efforce donc d'obtenir une situation similaire à celle de la figure 4.5, en jouant principalement sur le désaccord du laser IR, et la puissance des deux lasers, et en cherchant à rendre la distance entre les deux pics la plus grande possible, pour bénéficier d'un couplage maximum, et à faire de telle sorte que le pic "induit" soit le moins absorbé possible. Une fois cette situation trouvée, on arrête le balayage de la cavité et on se place au point pour lequel les deux champs résonnent en même temps. Le dispositif est ainsi réglé en position de dispositif de mesure QND, et il ne reste alors plus qu'à évaluer son efficacité.

4.3.2 Comparaison avec les prévisions théoriques

La modélisation numérique de l'état stationnaire de ce système de deux modes du champ électromagnétique couplés par un milieu atomique à trois niveaux, étant donné les valeurs des intensités des champs incidents, n'est pas un problème facile, puisqu'elle nécessite la résolution d'un système de 12 équations différentielles non-linéaires couplées. Ce système est constitué des équations (3.55-3.60), obtenues au début du chapitre 3, auxquelles on aura enlevé les termes de bruits. Ce calcul numérique a été réalisé en collaboration avec F. Castelli et A. Sinatra du groupe de L.A. Lugiato à l'Université de Milan. Afin de trouver un couple de valeurs de l'intensité de chacun des deux champs, le programme informatique explore un maillage à deux dimensions (une pour chaque champ) avec une succession de différentes fonctions permettant un repérage progressif des solutions.

Nous avons superposé, sur la figure 4.6, la courbe expérimentale de la figure 4.5 avec le résultat du calcul numérique après un ajustage "à la main" des paramètres. Un fois les largeurs de cavité et les durées de vie des niveaux fixés, les différents paramètres sont les désaccords à un et à deux photons (Δ_{21} et Δ_{31}), les deux coopérativités C_1 , C_2 , et les deux fréquences de Rabi Ω_1 , Ω_2 . Le désaccord à un photon Δ_{21} est connu de façon assez fiable en comptant le nombre d'intervalle spectral libre d'un Fabry-Pérot balayés depuis la résonance. Le rapport des fréquences de Rabi est également connu de façon acceptable par la mesure de l'intensité de chacun des faisceaux. Enfin, la connaissance des largeurs de cavité et des paramètres atomiques permet d'en déduire les valeurs relatives des coopérativités, et on a $C_1 = C_2$. La stratégie de recherche des autres paramètres expérimentaux a été la suivante : La hauteur relative des deux pics est ajustée par le désaccord à deux photons Δ_{31} , ainsi que par la valeur des coopérativités; et la distance entre les deux pics, qui est une mesure de l'intensité du couplage non-linéaire, est ensuite ajustée en jouant sur les fréquences de Rabi. Ces valeurs sont compatibles avec l'ordre

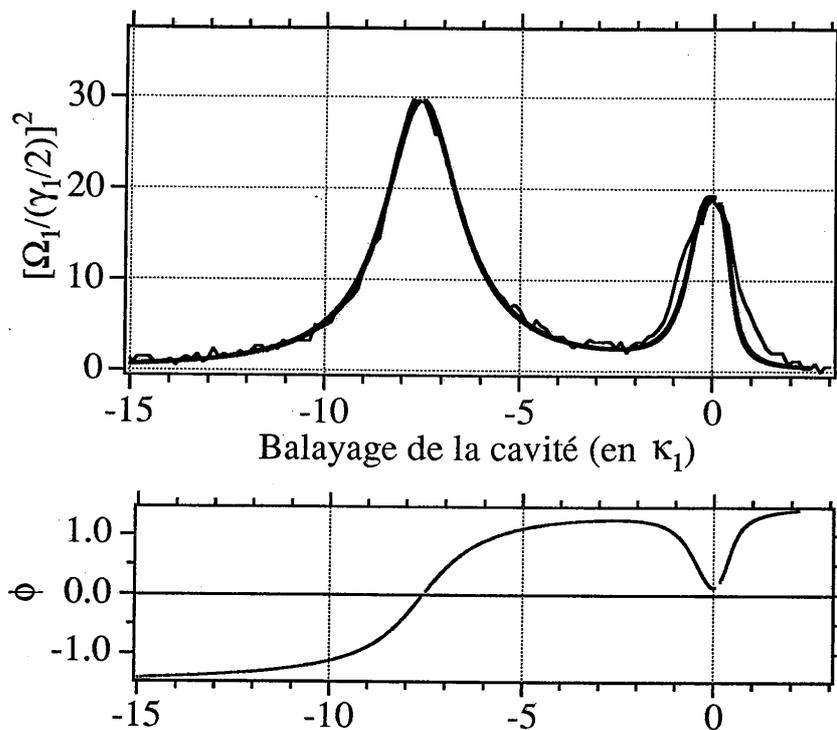


Figure 4.6: Le graphe du haut compare la courbe expérimentale de l'intensité intra-cavité du faisceau de mesure de la figure 4.5 avec le résultat du calcul numérique (en gras). La pleine échelle de l'axe des ordonnées correspond à l'intensité intra-cavité résonnante lorsqu'il n'y a pas d'absorption. L'axe des abscisses correspond à une variation de la longueur de la cavité, et est gradué en largeur de cavité κ_1 . Le zéro correspond à la résonance cavité pour le faisceau signal IR. Le graphe du bas représente le déphasage ϕ entre le champ à l'extérieur de la cavité et le champ dans la cavité. Les paramètres pour ces deux courbes sont : $\kappa_1 = \kappa_2 = 3 \times 10^7$ MHz, $\gamma_1 = 10^7$ MHz, $\gamma_2 = 0.8 \times 10^7$ MHz, $C_1 = C_2 = 5000$, $\Delta_{21} = 300(\gamma_1/2)$, $\delta_{31} = 36(\gamma_1/2)$, $\Omega_1 = 6.08(\gamma_1/2)$, et $\Omega_2 = 45(\gamma_1/2)$.

de grandeur des valeurs calculées directement, qui sont entachées de l'imprécision due au fait que l'onde stationnaire Gaussienne dans l'expérience devient une onde plane progressive dans la théorie.

Le graphe du bas de la figure 4.6 représente le déphasage ϕ subi par le faisceau de mesure au passage du miroir de couplage de la cavité. Lorsqu'on est en-dehors de toute résonance, on $\phi = \pm\pi/2$. Au passage de la résonance ordinaire, ϕ passe de $-\pi/2$ à $+\pi/2$ et vaut 0 au sommet du pic de résonance. Le comportement du déphasage ϕ autour de la résonance induite est différent. Le déphasage avant et après la résonance a le même signe, ce qui est en fait naturel, puisque ce pic induit peut être considéré comme une perturbation.

La série de graphes numériques de la figure 4.7 représente les intensités intracavité des deux champs, comme on les voit sur l'oscilloscope quand on balaye la longueur de la cavité, lorsqu'on se trouve autour du point de fonctionnement adéquat pour les mesures QND, représenté ici sur le graphe (3). Expérimentalement, le passage d'une courbe à l'autre se fait par un changement de la fréquence d'un des lasers. Le point de fonctionnement QND optimum nécessite une intensité maximum des deux champs dans la cavité, c'est-à-dire que les deux doivent être résonants en même temps et avec une intensité la plus grande possible, pour des puissances incidentes données. Sur les deux premiers graphes, on a bien une résonance simultanée des deux champs, mais l'intensité du faisceau de mesure n'est pas maximale. Sur les trois dernières courbes par contre, la résonance du signal induit un "creux" entre deux pics pour l'intensité de la mesure, qui n'est alors pas suffisamment importante. La position optimum (3) correspond en fait à la limite où le pic induit sur le faisceau de mesure se dédouble. Si on avait poursuivi la série de graphes au-delà de la courbe (6), jusqu'au moment où les deux pics principaux de chaque faisceau se rejoignent, on aurait alors pu observer l'apparition de bistabilité pour le faisceau de mesure. Nous ne nous étendons pas sur ce sujet, qui a été discuté en détail dans la thèse de J.-F. Roch. On peut également remarquer sur toute cette série de courbes, que le faible faisceau de mesure ne perturbe pas la "forme de la résonance" du faisceau signal intense, ce qui est, ici, directement relié à la non-dégradation souhaitée des fluctuations quantiques d'intensité de ce dernier.

Ces résultats numériques reproduisent en fait très bien les observations expérimentales faites lors des recherches pour les meilleures conditions de mesures QND, voir par exemple la figure 4.8. Mais, malheureusement, nous n'avons pas fait d'acquisition systématique d'une telle série de courbes en cours de manipulation, car notre préoccupation principale était surtout de trouver le "point de fonctionnement QND" optimal, qui était alors le seul à être enregistré.

4.4 Résultats

4.4.1 Résultats expérimentaux

Ces résultats ont été publiés dans la référence [Poizat 93].

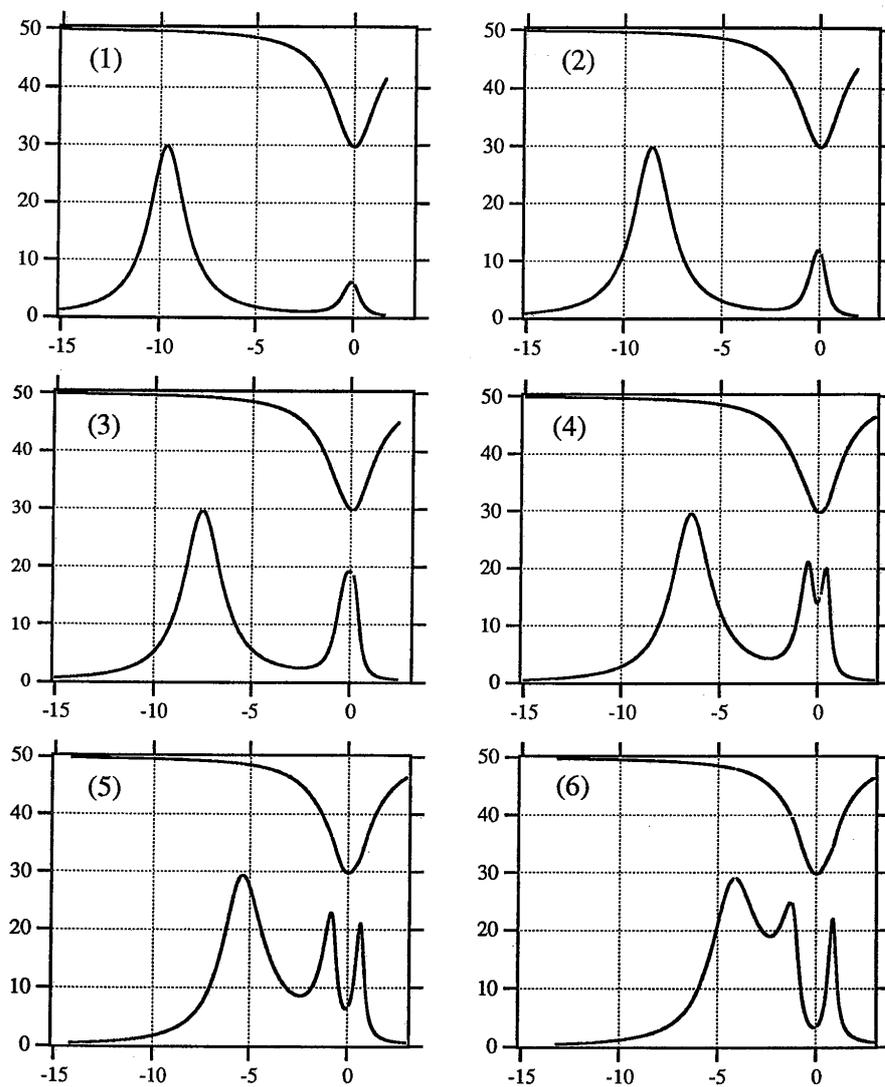


Figure 4.7: Sur tous ces graphes, la courbe du bas est l'intensité intra-cavité de la mesure, et la courbe du haut, l'intensité intra-cavité du signal a été divisé par 100 et inversé pour plus de clarté. Ces résultats sont des résultats numériques. L'axe des ordonnées est gradué en $[\Omega_1/(\gamma_1)]^2$ comme sur la figure 4.6. L'axe des abscisses représente un balayage de la longueur de la cavité, comme sur la figure 4.6, et est gradué en largeur de cavité κ_1 . Le zéro correspond à la résonance cavité du signal. En partant d'un décalage de $2\kappa_1$ (courbe (1)), par rapport à la situation optimale de la courbe (3), on diminue le décalage d'une largeur de cavité κ_1 par graphe pour terminer avec un décalage de $-3\kappa_1$ sur la courbe (6).

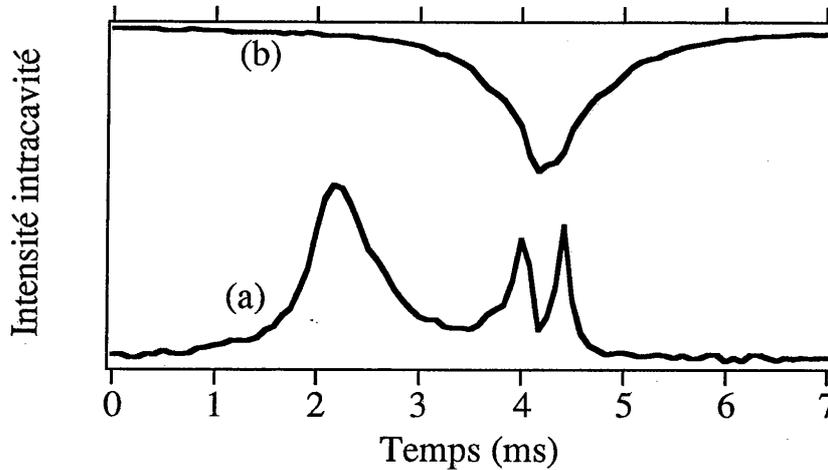


Figure 4.8: Exemple d'une courbe expérimentale correspondant à la série de courbes théoriques de la figure 4.7. En abscisse, on a le balayage de la longueur de la cavité. La courbe (a) correspond au faisceau de mesure (jaune), et la courbe (b) au faisceau signal (IR).

Coefficients de transfert

Pour la mesure des coefficients de transfert, on module l'amplitude du signal au-dessus du bruit quantique, grâce à un modulateur électro-optique, et on évalue la fidélité du transfert de ce rapport signal sur bruit (RSB) incident vers la voie de mesure, et vers la sortie du signal. Les résultats sont présentés sur la figure 4.9. La valeur du RSB du signal incident est mesurée sur la voie de sortie du signal, lorsque celui-ci ne résonne pas dans la cavité et est donc simplement réfléchi par le miroir de couplage de la cavité. La valeur ainsi obtenue est plus faible que le véritable RSB incident, puisque le faisceau signal subit alors les pertes des éléments optiques à partir du premier passage dans le prisme polariseur inclus jusqu'au détecteur également inclus. Ces pertes sont de 5% pour les éléments optiques, et de 7% pour le détecteur. On sous-estime donc le RSB du signal entrant d'environ 12%. L'information inscrite sur l'amplitude du faisceau signal est alors transférée sur la phase du faisceau de mesure. La détection de ce dernier se fait donc via une détection homodyne dont on balaye continuellement la phase, et c'est ce qui donne les franges sur la courbe (b) de la figure 4.9. On a d'autre part vérifié, en comparant ces franges à celles données par les interférences entre l'oscillateur local et le faisceau de mesure, que l'enveloppe supérieure de la courbe (b) correspond bien à la quadrature phase du faisceau de mesure. Les franges en dehors du pic sont dues au transfert des fluctuations quantiques du signal sur la phase du faisceau de mesure. Le fait qu'elles ne redescendent pas jusqu'au niveau du bruit de photon du faisceau de mesure (qui est le même que celui du signal sur la figure 4.9) est dû à un excès de bruit du système atomique, ainsi qu'à un petit couplage entre l'amplitude du signal et l'amplitude du faisceau de mesure, causé d'une part par

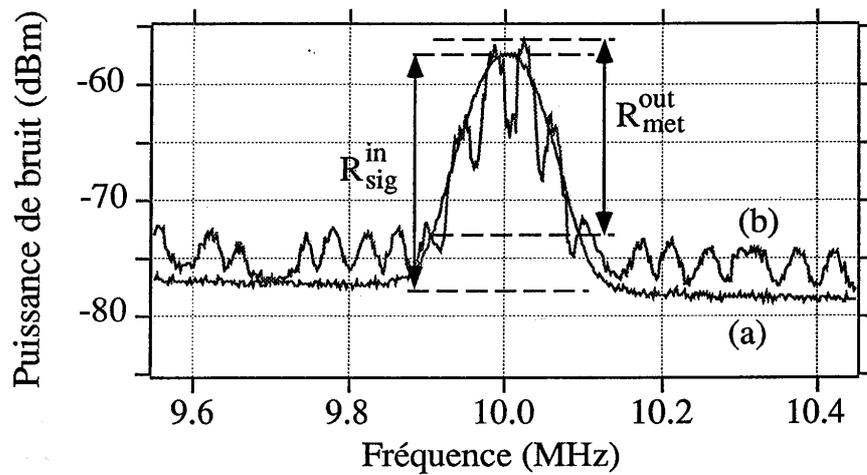


Figure 4.9: Transfert d'une modulation classique à 10 MHz. Les paramètres expérimentaux sont ceux de la figure 4.5. La courbe (a) représente le spectre de bruit du signal réfléchi sur la cavité désaccordé, pris comme valeur du RSB pour le signal entrant. On a $R_{sig}^{in} = 20$ dB. La courbe (b) représente le spectre de bruit du faisceau de mesure. Les franges sont dues au balayage de la phase de l'oscillateur local de la détection homodyne, pendant que l'analyseur de spectre parcourt le spectre des fréquences. La hauteur du pic de l'enveloppe supérieure de cette courbe donne le RSB du faisceau de mesure. On trouve $R_{met}^{out} = 17$ dB, ce qui donne un transfert brut de -3 dB. Les bruits de photon des deux faisceaux ont été mis au même niveau.

le réglage imparfait de la détection homodyne, et d'autre part par un transfert parasite effectif des fluctuations de l'amplitude du signal vers l'amplitude de la mesure par le milieu atomique.

Le transfert brut du RSB incident vers la voie de mesure est de -3 dB. Après correction du bruit électronique, qui est 8 dB en-dessous des bruits de photon, et les corrections dues à la sous-estimation du RSB entrant, on obtient pour le coefficient de transfert pour la mesure,

$$T_m = 0.40 . \quad (4.6)$$

Cette valeur n'est, par contre, pas corrigée de l'efficacité quantique globale de la détection homodyne, qui est considéré comme partie intégrante du système de mesure. Cette correction consisterait alors à diviser la valeur obtenue par le produit de l'efficacité quantique des photodiodes $\eta = 0.78$, et par le facteur de visibilité de la détection homodyne $v^2 = 0.85$. On obtiendrait alors un T_m avant détection de 0.6 .

Par ailleurs, on ne peut pas déceler de dégradation du RSB sur la voie de sortie du signal, lorsque le faisceau signal voit les atomes dans la cavité résonante. Le coefficient de transfert sur la voie signal est donc estimé à

$$T_s = 0.90 , \quad (4.7)$$

d'après les pertes à résonance de la cavité, environ 5% , et les pertes dues à l'imperfection des éléments optique, également 5% . En revanche, on ne prend pas en compte ici l'efficacité de détection du signal, puisque cette détection est seulement un contrôle, mais ne fait pas partie du dispositif de mesure.

La somme de ces deux coefficients, qui est inférieure à 1 pour n'importe quel dispositif classique donc indépendant de la phase, et vaut 2 dans le cas idéal d'un duplicateur quantique parfait, est, dans notre expérience, égale à

$$T_s + T_m = 1.30 . \quad (4.8)$$

Ce résultat peut également être considéré comme une amélioration de 1.15 dB du transfert total d'information par rapport à n'importe quel dispositif classique, comme par exemple une lame séparatrice.

Variance conditionnelle

Le troisième critère QND caractérise l'efficacité du système en tant que préparateur d'état quantique, et est mesuré par la variance conditionnelle du signal sortant connaissant le résultat de la mesure. L'évaluation de cette quantité se fait en corrigeant le bruit du photocourant de détection du signal δi_s^{out} par soustraction des fluctuations du photocourant de mesure δi_m convenablement atténué (cf. annexe B). On regarde ensuite la réduction du bruit par rapport au niveau du bruit de photon du signal seul.

Dans notre expérience, le faisceau de mesure est détecté au moyen d'une détection homodyne. Comme on va le montrer, la phase de l'oscillateur local a une influence sur la phase RF du photocourant issu de cette détection différentielle.

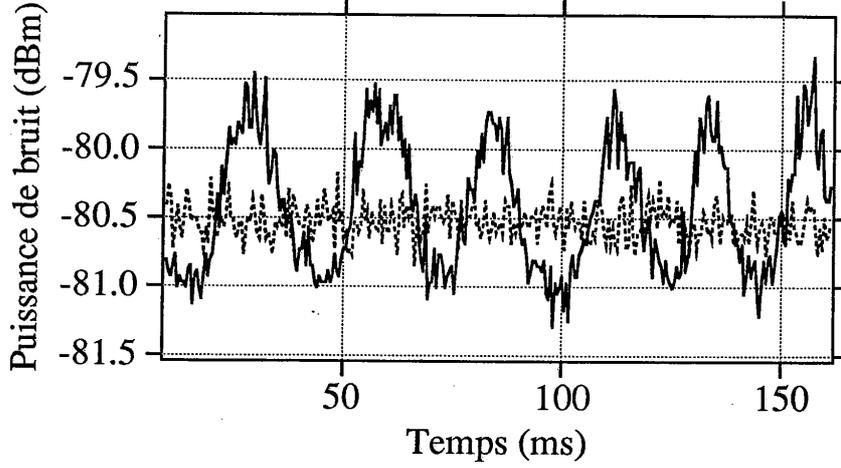


Figure 4.10: Variance conditionnelle correspondant aux mêmes paramètres expérimentaux que dans les figures 4.5 et 4.9. La courbe en pointillés est le bruit de photon du signal seul. La courbe en trait plein est la recombinaison du photocourant du signal avec le photocourant venant du faisceau de mesure atténué de 12 dB. Le balayage de la phase de l'oscillateur local de la détection homodyne permet d'observer successivement l'addition et la soustraction des deux photocourants. On observe une réduction du bruit de 0.5 dB en-dessous du bruit de photon.

En effet, en notant respectivement $a = \langle a \rangle + \delta a$ et $b = \langle b \rangle + \delta b$ les opérateurs bosoniques du faisceau de mesure, et de l'oscillateur local de la détection homodyne, la différence des variations des photocourants $\delta i_m = \delta i_1 - \delta i_2$ des deux photodiodes de la détection homodyne s'écrit

$$\delta i_m = \delta i_1 - \delta i_2 = \delta a^\dagger \langle b \rangle + \langle a^\dagger \rangle \delta b + \delta b^\dagger \langle a \rangle + \langle b^\dagger \rangle \delta a. \quad (4.9)$$

Mais le champ moyen de l'oscillateur local $\langle b \rangle$ est bien plus intense que celui du faisceau de mesure $\langle a \rangle$, et on obtient alors :

$$\delta i_m = (\delta a^\dagger) \langle b \rangle + \langle b^\dagger \rangle (\delta a). \quad (4.10)$$

Seule la différence de phase $\Phi = \Phi_b - \Phi_a$ entre les deux champs a et b a une importance physique. On peut donc choisir $\Phi_a = 0$, et on a alors

$$\delta i_m = b_o [\delta a_o^\dagger e^{i\Phi_b} + \delta a_o e^{-i\Phi_b}], \quad (4.11)$$

où $\langle b \rangle = b_o e^{i\Phi_b}$ avec b_o réel. Lorsqu'on change Φ_b en $\Phi_b + \pi$, on change le signe de δi_m . Le balayage de la phase de la détection homodyne permet donc d'alterner la somme et la différence du photocourant du signal sortant et de celui de la mesure, comme on peut le voir sur la figure 4.10.

Pratiquement, on additionne les courants δi_s et δi_m à l'aide d'un "power combiner". L'atténuation du courant de mesure avant le "power combiner" est faite

à l'aide d'un atténuateur variable dont on choisit la valeur empiriquement en essayant d'optimiser la réduction de bruit. On peut observer sur la figure 4.10, que la réduction brute du bruit du signal sortant est de 0.5 dB en-dessous de son bruit de photon. Après correction du bruit électronique, la valeur est de 0.6 dB, conduisant à une variance conditionnelle de

$$W = 0.87 . \quad (4.12)$$

4.4.2 Comparaison avec les prévisions théoriques

Nous allons maintenant confronter ces résultats expérimentaux avec les prévisions théoriques utilisant le modèle complet à trois niveaux que nous avons développé dans le chapitre 3.

Les paramètres utilisés dans le calcul quantique sont ceux qui reproduisent le mieux les aspects classiques du problème, c'est-à-dire en fait la courbe de la figure 4.5 donnant l'intensité intra-cavité moyenne du faisceau de mesure en fonction du désaccord entre le laser et la cavité. Cet ajustage de paramètres a été fait dans la section 4.3.2 et visualisé sur la figure 4.6. Ce sont ces mêmes valeurs que l'on va utiliser pour le calcul numérique des effets quantiques dans ce système.

Les prévisions théoriques concernant les trois critères d'efficacité de mesure QND sont représenté sur la figure 4.11 en fonction du décalage de la cavité pour des fréquences données des lasers. Comme prévu, les "performances QND" les meilleures sont obtenues lorsque les deux champs résonnent en même temps dans la cavité. La dégradation du signal est effectivement très faible ($T_s \sim 1$), et on peut remarquer que, sur les flanc du pic de résonance, le signal est contaminé par l'excès de bruit de phase du à la mesure. Les valeurs théoriques du coefficient de transfert T_m sur la voie de mesure, et de la variance conditionnelle $V_{s|m}$ sont respectivement $T_m = 0.68$ et $V_{s|m} = 0.36$. Ces valeurs sont, bien sûr, à corriger des pertes de transmission et de détection. Ces pertes sont réparties de la façon suivante : le coefficient de réflexion à résonance (cf. eq.4.3) est $\alpha_{res}^m = 0.90$ pour le faisceau de mesure, et $\alpha_{res}^s = 0.95$ pour le faisceau signal; les pertes de propagation, de la cavité jusqu'aux détecteurs, sont évaluées à $\beta_{prop} = 0.95$ pour les deux faisceaux; l'efficacité de détection du faisceau signal IR a été mesurée à $\epsilon^s = 0.93$, tandis que l'efficacité de la détection homodyne du faisceau de mesure doit prendre en compte le recouvrement des modes de l'oscillateur local et du faisceau venant de la cavité (visibilité des franges $v = 0.92$) ainsi que l'efficacité des photodiodes dans le jaune $\epsilon^m = 0.78$. Les pertes totales sur la voie de mesure sont donc estimées à ,

$$P^m = \alpha_{res}^m \beta_{prop} v^2 \epsilon^m = 0.56 , \quad (4.13)$$

et tandis que celles sur la voie signal sont,

$$P^s = \alpha_{res}^s \beta_{prop} \epsilon^s = 0.84 . \quad (4.14)$$

Les prévisions théoriques, tenant compte de ces réalités expérimentales, sont donc de

$$T_m^{th} = P^m T_m = 0.38 \pm 0.03 \quad (4.15)$$

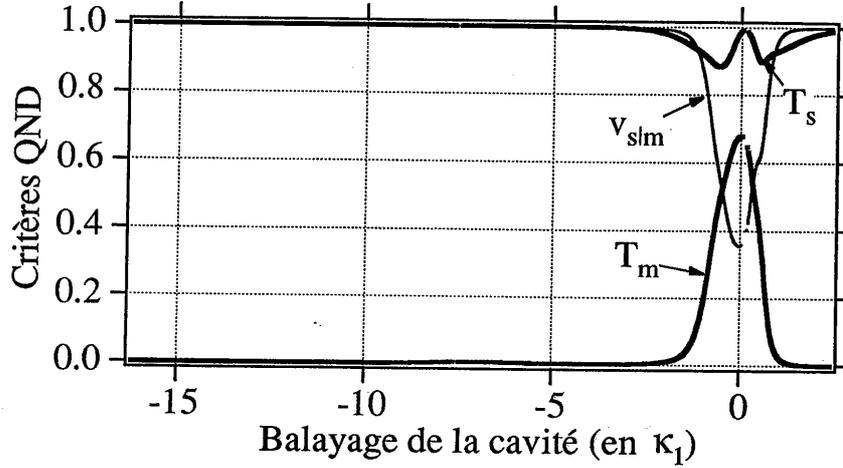


Figure 4.11: Les trois critères QND, à la fréquence d'analyse $f = 10$ MHz, sont représentés en fonction du balayage de la cavité. Les paramètres de ce diagramme théorique sont ceux définis par le fit de la figure 4.6.

et de

$$1 - V_{s|m}^{th} = P^m P^s (1 - V_{s|m})$$

$$i.e. \quad V_{s|m}^{th} = 0.70 \pm 0.03 . \quad (4.16)$$

La valeur expérimentale du coefficient de transfert T_m sur la voie de mesure ($T_m^{exp} = 0.4$) correspond assez bien au résultat théorique attendu, mais l'accord est moins bon pour la variance conditionnelle ($V_{s|m}^{exp} = 0.85$). Nous allons donc discuter les raisons possibles de ce désaccord, en considérant divers effets non pris en compte dans le calcul théorique. Tout d'abord, les calculs ont été fait pour un système atomique fermé à trois niveaux, alors que les transitions du sodium envisagées ont quelques écarts à cette structure idéale. En effet, la principale différence entre le système réel considéré et un ensemble d'atomes à trois niveaux est la présence de deux sous-niveaux hyperfins séparés de 1.77 GHz dans le niveau fondamental (cf. figure 4.1). Cette structure hyperfine rend possible un phénomène de pompage hyperfin qui accumule les atomes dans le sous-niveaux le moins couplé, et diminue ainsi les corrélations entre les deux faisceaux. La constante de temps caractéristique intervenant pour décrire ce pompage est le temps de transit des atomes à travers les faisceaux dans la cavité ($\tau = 10^{-7}$ s). Ceci est dû au fait que la probabilité de transition \mathcal{P} d'un atome, de son niveau fondamental vers le niveau intermédiaire $|2\rangle$, est très faible. On a, en effet, $\mathcal{P} \sim \gamma_1 P_2 \tau$, où P_2 est la population du niveau $|2\rangle$ dans l'état stationnaire, qui est, d'après les équations de Bloch, inférieure à 10^{-3} . On trouve alors $\mathcal{P} < 5 \times 10^{-3}$. Les atomes n'ont donc pas le temps d'être pompés dans un autre sous-niveaux hyperfin durant le temps de traversée des faisceaux, et τ est alors le temps de "renouvellement" des atomes. Ceci correspond à une

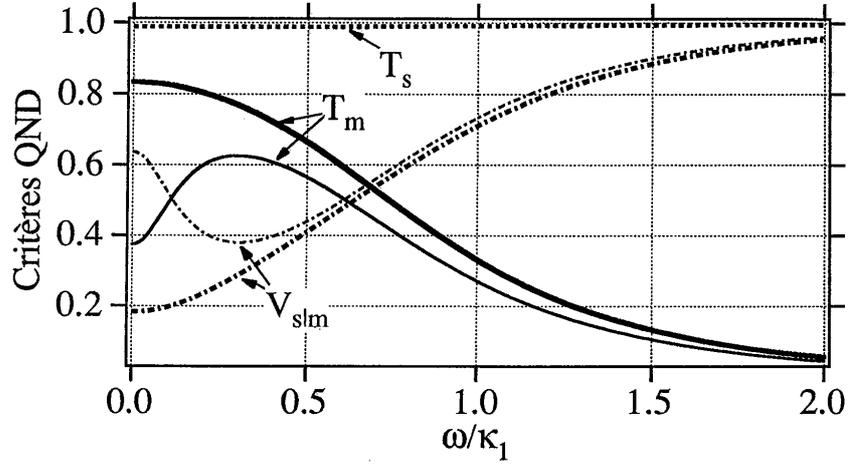


Figure 4.12: Spectres des critères QND en fonction de la fréquence d'analyse de bruit normalisée à la largeur de la cavité. Les courbes en trait gras représentent le résultat donné par le calcul à trois niveaux présenté dans la chapitre 3. Les courbes en trait fin représentent le résultat donné par un modèle à quatre niveaux prenant en compte la structure hyperfine du niveau fondamental (cf. texte). L'écart entre les deux sous-niveaux est pris égal à 1.77 GHz, et le taux de relaxation est de 1.6 MHz. Les autres paramètres sont ceux définis dans la figure 4.6.

fréquence de $f_{Hy} = 1/(2\pi\tau) = 1.6$ MHz. Pour des fréquences d'analyse du bruit $f < f_{Hy}$, cet effet détruit complètement les corrélations quantiques, et peut même rajouter du bruit. Pour des fréquences d'analyse supérieures à f_{Hy} , ce qui est notre cas ($f = 10$ MHz), on n'est en principe plus très sensible à cette dégradation. On a représenté sur la figure 4.12 les résultats théoriques donnés par un modèle à quatre niveaux utilisant la même méthode que celle présentée au chapitre 3, mais dans laquelle on a deux niveaux fondamentaux séparés de 1.77 GHz, chacun couplé au niveau intermédiaire, et ayant un taux de relaxation mutuel correspondant à f_{Hy} . La fréquence d'analyse de 10 MHz correspond à $\kappa_1/3$. On constate sur la figure 4.12 qu'on est bien dans les ailes du pic d'excès de bruit centré sur la fréquence nulle. En fait, le seul moyen pour s'affranchir totalement de l'effet du pompage optique aurait été de prépomper tous les atomes dans le bon sous-niveau hyperfin à l'aide d'un laser auxiliaire, ce qui aurait alourdi considérablement le montage expérimental.

D'autres éléments, non pris en compte dans le calcul théorique, sont également susceptibles de faire dévier les valeurs expérimentales des prédictions numériques. Nous avons déjà mentionné les ordres de grandeur concernant l'effet Doppler au cours de la discussion numérique au chapitre précédent. Citons aussi la fluctuation du nombre d'atomes, le profil Gaussien des faisceaux laser, ainsi que le fait que l'on a une onde stationnaire dans la cavité plutôt qu'une onde progressive. Les essais que nous avons effectués pour tenter d'inclure numériquement des effets

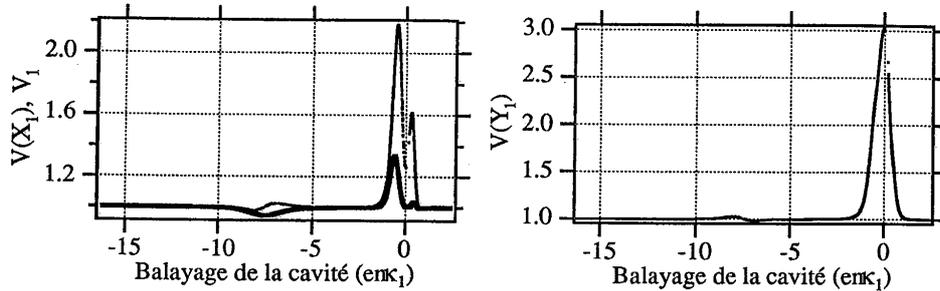


Figure 4.13: Sur le graphe de gauche, sont représentés le meilleur squeezing (en trait épais), et le squeezing de l'amplitude (en trait fin) du faisceau de mesure à $f = 10$ MHz. Le graphe de droite représente le squeezing de la phase du faisceau de mesure. La valeur 1 correspond au bruit de photon. Les paramètres du calcul sont ceux de la figure 4.6.

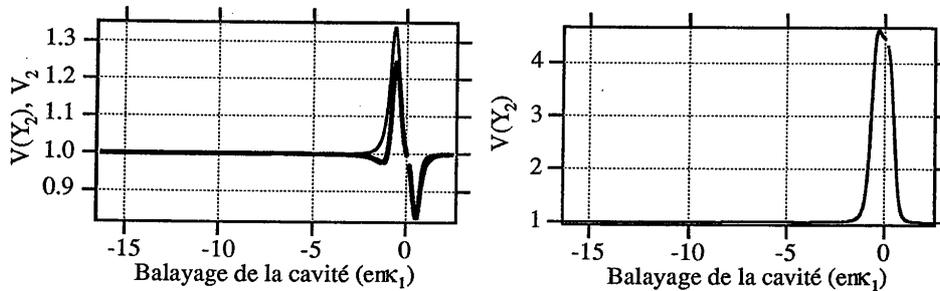


Figure 4.14: Sur le graphe de gauche, sont représentés le meilleur squeezing (en trait épais), et le squeezing de l'amplitude (en trait fin) du faisceau signal à $f = 10$ MHz. Le graphe de droite représente le squeezing de la phase du signal. Les paramètres du calcul sont ceux de la figure 4.6.

n'ont cependant pas donné de résultats parfaitement concluants, et ne seront donc pas présentés ici.

On peut, enfin, commenter les résultats du calcul numérique concernant les propriétés de bruit propre de chaque faisceau. Conformément à ce que l'on s'attend, et à l'observation expérimentale (*cf.* figure 4.9), la variance de la phase du faisceau de mesure, représentée sur la figure 4.13 est bien au dessus du bruit de photon, puisque la raison d'être de tout ce système est justement de transférer le bruit d'amplitude du signal vers la phase du faisceau de mesure. On a cependant un peu d'excès de bruit, par rapport au seul effet de ce transfert, dont on a déjà parlé lors de la discussion numérique (section 3.4.2). Le bruit de phase du signal observé sur la figure 4.14 est supérieur à la valeur minimum imposée par les relations de dispersion de Heisenberg, et est supérieur à celui du faisceau de mesure. Concernant le meilleur squeezing du faisceau de mesure, on peut constater que l'on a des petits effets de squeezing dûs à la bistabilité à un photon autour de chacun des deux pics du faisceau de mesure.

Un effet plus surprenant, que nous avons observé expérimentalement, est le fait que le bruit de l'amplitude du faisceau signal est en-dessous du bruit de photon lorsqu'on est sur l'un des flancs du pic de résonance. L'origine de cet effet est un mélange complexe des quadratures qui se produit lorsque les deux faisceaux sont désaccordés de la cavité. Cet effet est bien reproduit par les simulations numériques (figure 4.14), et subsiste dans un modèle purement paramétrique. Il peut être interprété comme une rétroaction optique directe du faisceau de mesure sur le faisceau signal, et suggère donc la possibilité d'utiliser le résultat de la mesure QND pour réagir directement sur l'amplitude du signal, sans utiliser d'asservissement électronique. Une étude plus détaillée de ce problème est en cours.