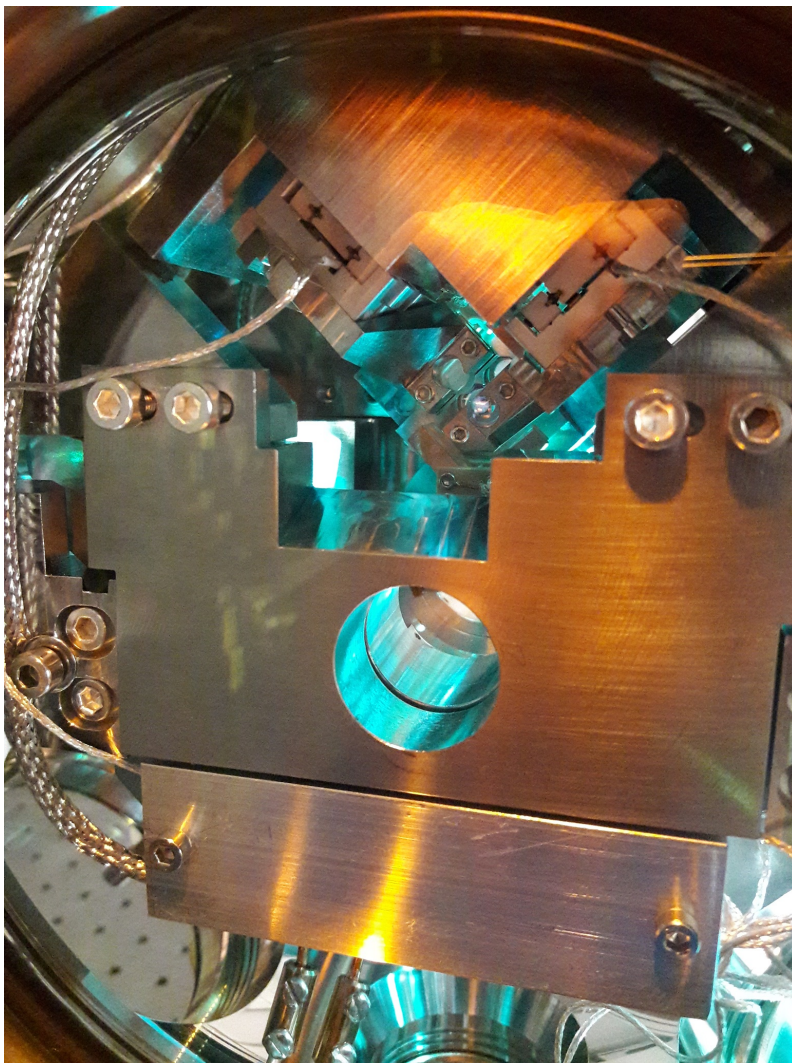


Rapport de stage M2 Laser Optique Matière

---

# L'ingénierie quantique de la lumière dans un ensemble d'atomes de Rydberg en cavité

---



par

**Valentin MAGRO**

Tuteur de stage : **Alexei Ourjountsev**

Juin 2021

# Introduction

Actuellement en Master 2 Laser Optique Matière (LOM) à l'université Paris-Saclay et en double-diplôme avec l'Institut d'Optique (IOGS), j'ai réalisé mon stage de dernière année dans la jeune équipe de photonique quantique au Collège de France. Cette équipe est dirigée par Alexei Ourjoumtsev chargé de recherche au CNRS. Elle est aussi composée d'un post-doctorant Sebastien Garcia et d'un thésard Julien Vaneecloo. Toute l'équipe travaille sur un projet central, « l'ingénierie quantique de la lumière dans un ensemble d'atomes de Rydberg en cavité ». Le but est de faire interagir des photons entre eux via les interactions entre atomes et leurs couplage à une cavité optique.

Je suis arrivé dans cette équipe pour une durée de 4 mois. L'objectif de ce stage était tout d'abord de prendre en mains progressivement le montage expérimental. Et que je sois capable à la fin du stage de prendre les mesures expérimentales élémentaires. Ce montage est fonctionnel et est opéré tout les jours par le thésard. De plus il est assez complexe d'un point de vu structurel mais aussi dans son utilisation qui demande de maîtriser l'interface numérique permettant de réaliser des séquences d'acquisitions.

Dans ce cadre j'ai été accompagné par toute l'équipe, nous nous sommes particulièrement focalisé sur la prise de mesures avec la détection homodyne pour détecter des impulsions optiques réfléchies sur une cavité chargée d'atomes. Ce travail résume les étapes clés nous amenant jusqu'à la détection d'états comprimés et à la reconstruction de fonction de Wigner.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Description et principe du montage expérimental</b>	<b>3</b>
1.1	Atomes de Rydberg . . . . .	3
1.1.1	Sphère de blocage . . . . .	3
1.1.2	Transparence électromagnétiquement induite . . . . .	3
1.2	Montage expérimental . . . . .	8
1.3	Pompage du nuage atomique dans l'état $5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = +1$ . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Impulsion envoyée en réflexion sur la cavité science</b>	<b>11</b>
2.1	Détection homodyne . . . . .	11
2.1.1	Montage expérimental de la détection homodyne . . . . .	12
2.1.2	Calibrer de façon fiable la détection homodyne . . . . .	14
2.2	États comprimés . . . . .	16
2.2.1	Optimisation du critère de compression à partir de fonctions d'Hermite–Gauss . . . . .	17
2.2.2	Optimisation du critère de compression $\xi$ à partir des fonctions d'Hermite–Gauss avec une contrainte . . . . .	19
2.2.3	Optimisation du critère de compression $\xi$ à partir du mode calculé par une simulation numérique . . . . .	20
2.3	Reconstruction d'une fonction de Wigner . . . . .	22
2.3.1	Algorithme de maximum de vraisemblance . . . . .	22
2.3.2	Impulsions optiques de mode temporel gaussien . . . . .	23
2.3.3	Reconstruction d'une fonction de Wigner à partir de mesures expérimentales . . . . .	24

# Chapitre 1

## Description et principe du montage expérimental

Ce chapitre est consacré à la présentation du montage expérimental ainsi que les outils théoriques nécessaire à la compréhension de notre travail. Plus précisément il s'agit de décrire ce que sont les atomes de Rydberg et les propriétés physiques qu'ils adoptent une fois chargés sous forme d'un nuage froid dans une cavité optique.

### 1.1 Atomes de Rydberg

Les atomes de Rydberg sont des atomes excités à un niveau proche de l'ionisation. En situation expérimentale nous excitons des atomes de Rubidium 87 vers des états sphériques  $nS_{1/2}$  de nombre quantique principal  $n \sim 100$ . L'excitation se réalise grâce à deux faisceaux laser, un faisceau *Sonde* vient faire une transition de l'état  $5^2S_{1/2}$  vers l'état  $5^2P_{1/2}$ , puis un faisceau de *Contrôle* réalise la transition de l'état  $5^2P$  vers l'état Rydberg  $nS_{1/2}$ . Parmi les nombreuses propriétés intéressantes des états de Rydberg, nos états utilisent leurs longues durées de vie et leurs fortes polarisabilités, conduisant à de très fortes interactions entre ces atomes.

Le spectre de l'atome de Rydberg permet deux transitions fines différentes de l'état fondamental  $5^2S_{1/2}$  à l'état excité intermédiaire  $5^2P$ . Il y a la raie D1 faisant la transition de  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  et la raie D2 faisant la transition de  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ . Dans notre montage expérimental la raie D2 sert à préparer les atomes dans un état interne bien défini et la raie D1 sert à la manipulation des photons.

#### 1.1.1 Sphère de blocage

Lorsqu'une excitation Rydberg est créée dans le nuage d'atome, l'atome de Rydberg interagit fortement avec les autres atomes à travers la force de *Van der Waals*. Ceci se traduit par un décalage d'énergie du niveau Rydberg pour ses atomes voisins de  $\frac{C_6}{r^6}$  avec  $r$  la distance entre ces deux atomes. En raison de ce décalage aucune autre excitation ne peut exister dans un rayon  $r_b = \left(\frac{C_6}{\hbar\gamma_r}\right)^{1/6}$  avec  $\gamma_r$  la largeur de raie de l'excitation Rydberg, cette zone est appelée sphère de blocage. Un schéma représente cet effet sur la figure 1.1 en haut à gauche. Avec nos paramètres expérimentaux, le rayon de blocage fait 15-20 $\mu\text{m}$ . Le nuage atomique, dont la densité a un écart-type gaussien de 5 $\mu\text{m}$ , est nettement plus petit, de sorte qu'une seule excitation Rydberg peut y exister.

#### 1.1.2 Transparence électromagnétiquement induite

Cet effet a lieu lorsque le nuage d'atome est irradié par le faisceau de contrôle résonnant et que l'on sonde le nuage à faible intensité. Un effet d'interférence entre les amplitudes de transition permet au photon de se propager à travers le gaz sans pertes, sous forme d'un polariton, particule hybride constituée d'une superposition cohérente d'un photon et d'une excitation de Rydberg. Les interactions entre atomes de

Rydberg et les décalages des niveaux qui en résultent brisent cet effet d'interférence. Un deuxième photon injecté au même moment dans le gaz est alors absorbé.

Pour profiter de cet effet dans l'optique de réaliser une porte logique quantique, il serait avantageux de ne pas avoir de perte de photons du à l'absorption. C'est pourquoi nous venons placer un nuage d'atomes de dimension inférieure à celle de la sphère de blocage dans une cavité optique. Les paramètres de l'expérience ont été choisis de sorte que la présence d'un polariton de Rydberg dans le nuage modifie fortement l'impédance optique de la cavité, la faisant passer de sur-couplée à sous-couplée. Plutôt que d'être absorbé, le faisceau incident sur la cavité reste efficacement réfléchi, mais subit un déphasage de  $\pi$  entre les deux régimes (voir figure 1.1).

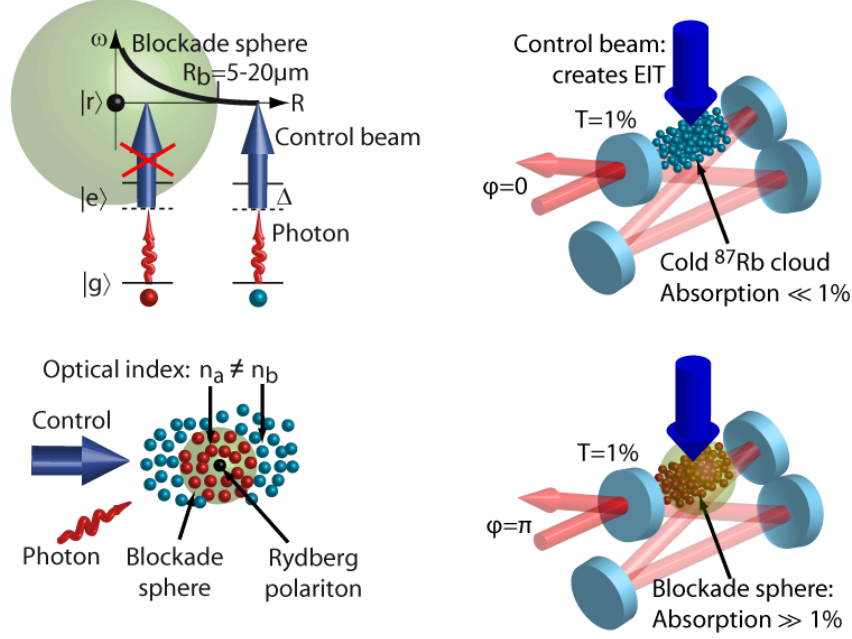


FIGURE 1.1 – Principe de l'expérience

Pour comprendre la réponse du système  $\{atomes + cavité\}$ , nous allons sonder cette cavité en transmission avec une faisceau cohérent de faible intensité comme représenté sur le schéma de la figure 1.2. Dans un premier temps nous allons résoudre le problème analytiquement, le calcul mené ici est inspiré des notes [3]. Nous notons la pulsation de la sonde  $\omega$  et l'état cohérent associé à ce faisceau  $|\alpha(t)e^{-i\omega t}\rangle$  avec  $\alpha(t)$  réel. Concernant la cavité, sa pulsation de résonance est noté  $\omega_a$ , son coefficient d'amortissement  $\kappa$  (largeur spectral de la cavité) et le taux de couplage  $\kappa_0 = \frac{T_0}{L}\kappa$  avec  $T_0$  le coefficient de transmission du miroir d'entrée et  $L$  la somme des pertes de la cavité.

Cette cavité est remplie d'un nuage composé de  $N$  atomes à trois niveaux que nous supposons sans interaction. La transition du niveau fondamental  $|g\rangle$  au niveau excité intermédiaire  $|e\rangle$  à une énergie de  $\hbar\omega_e$ .

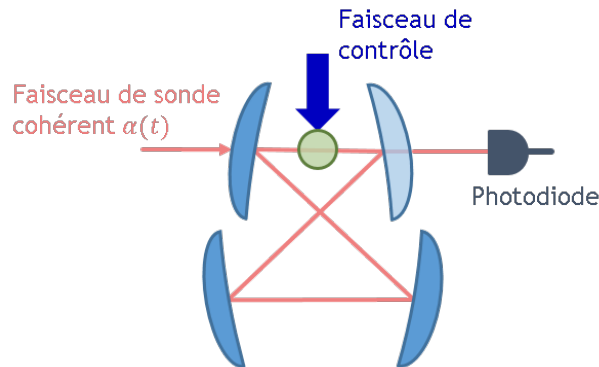


FIGURE 1.2 – Schéma de principe pour le système sondé en transmission

Les  $N$  atomes sont couplés à la cavité avec une constante de couplage  $g_n$ ,  $n$  est l'indice d'un des atomes. L'état intermédiaire possède une largeur de raie non nulle notée  $\gamma$ . Enfin, les atomes dans ce nuage sont irradiés par le faisceau de contrôle leur permettant de passer de l'état excité intermédiaire  $|e\rangle$  à l'état Rydberg  $|r\rangle$  de largeur de raie  $\gamma_r$  en acquérant une énergie  $\hbar\omega_r$ . Nous notons  $\omega'$  la pulsation du faisceau de contrôle et sa pulsation de Rabi  $\Omega$ . La pulsation de Rabi  $\Omega$  est supposée homogène pour tout les atomes car la dimension du point de focalisation du faisceau de contrôle de  $60\text{ }\mu\text{m}$  est bien plus large que la taille du nuage atomique de  $5\text{ }\mu\text{m}$ .

Le problème à résoudre est un système ouvert, pour prendre en compte ses pertes nous utilisons l'équation maîtresse suivante appliquée à la matrice densité  $\hat{\rho}_0$ ,

$$\frac{d\hat{\rho}_0}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}_0, \hat{\rho}_0] + \mathcal{L}_a[\hat{\rho}_0] + \mathcal{L}_e[\hat{\rho}_0] + \mathcal{L}_r[\hat{\rho}_0], \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\hat{H}_0}{\hbar} = & \omega_a \hat{a}^\dagger \hat{a} + i\alpha(t)\sqrt{2\kappa_0}(\hat{a}^\dagger e^{-i\omega t} - \hat{a} e^{i\omega t}) + \omega_e \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{ee}^{(n)} + \sum_{n=1}^N g_n(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)(\hat{\sigma}_{eg}^{(n)} + \hat{\sigma}_{ge}^{(n)}) \\ & + \omega_r \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{rr}^{(n)} + \Omega \sum_{n=1}^N \cos(\omega' t)(\hat{\sigma}_{er}^{(n)} + \hat{\sigma}_{re}^{(n)}), \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\mathcal{L}_a[\hat{\rho}_0] = \kappa(2\hat{a}\hat{\rho}_0\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{\rho}_0 - \hat{\rho}_0\hat{a}^\dagger\hat{a}), \quad (1.3)$$

$$\mathcal{L}_e[\hat{\rho}_0] = \gamma \sum_{n=1}^N (2\hat{\sigma}_{ge}^{(n)}\hat{\rho}_0\hat{\sigma}_{eg}^{(n)} - \hat{\sigma}_{ee}^{(n)}\hat{\rho}_0 - \hat{\rho}_0\hat{\sigma}_{ee}^{(n)}), \quad (1.4)$$

$$\mathcal{L}_r[\hat{\rho}_0] = \gamma_r \sum_{n=1}^N (2\hat{\sigma}_{er}^{(n)}\hat{\rho}_0\hat{\sigma}_{re}^{(n)} - \hat{\sigma}_{rr}^{(n)}\hat{\rho}_0 - \hat{\rho}_0\hat{\sigma}_{rr}^{(n)}). \quad (1.5)$$

Les équations 1.3, 1.4 et 1.5 sont les liouvilliens qui représentent les pertes du système provenant des pertes de la cavité, de l'état excité intermédiaire et de l'état de Rydberg. Nous écrivons les opérateurs d'états atomiques  $\hat{\sigma}_{ij} = |i\rangle\langle j|$ . L'étape suivante du calcul est de passer dans le référentiel tournant, cette étape permet de nous affranchir des différents termes dépendant du temps. Nous appliquons à la matrice densité  $\hat{\rho}_0$  un opérateur unitaire  $\hat{U}$  qui donne la matrice densité  $\hat{\rho} = \hat{U}\hat{\rho}_0\hat{U}^\dagger$ . Nous définissons l'opérateur  $\hat{U}$  comme,

$$\hat{U} = \exp(i\omega t \hat{a}^\dagger \hat{a}) \exp\left(i\omega t \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{ee}^{(n)}\right) \exp\left(i(\omega + \omega')t \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{rr}^{(n)}\right). \quad (1.6)$$

Il est utile de remarquer que  $\exp(i\omega \hat{a}^\dagger \hat{a})\hat{a}\exp(i\omega \hat{a}^\dagger \hat{a})^\dagger = \hat{a}e^{-i\omega t}$  ce qui se démontre avec le lemme de Baker-Hausdorff. Aussi

$$\begin{aligned} \exp\left(i\omega t \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{ee}^{(n)}\right) &= \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{gg}^{(n)} + e^{i\omega t} \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{ee}^{(n)} \\ \exp\left(i(\omega + \omega')t \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{rr}^{(n)}\right) &= \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{gg}^{(n)} + e^{i(\omega + \omega')t} \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{rr}^{(n)} \end{aligned}$$

L'équation maîtresse dans le référentiel tournant s'écrit en négligeant les oscillations rapides,

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}] + \mathcal{L}_a[\hat{\rho}] + \mathcal{L}_e[\hat{\rho}] + \mathcal{L}_r[\hat{\rho}], \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\hat{H}}{\hbar} = & -\delta_a \hat{a}^\dagger \hat{a} - \delta_e \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{ee}^{(n)} - \delta_r \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_{rr}^{(n)} + i\alpha\sqrt{2\kappa_0}(\hat{a}^\dagger - \hat{a}) \\ & + \sum_{n=1}^N g_n(\hat{a}\hat{\sigma}_{eg}^{(n)} + \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_{ge}^{(n)}) + \sum_{n=1}^N \frac{\Omega}{2}(\hat{\sigma}_{er}^{(n)} + \hat{\sigma}_{re}^{(n)}). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Avec  $\delta_a = \omega - \omega_a$ ,  $\delta_e = \omega - \omega_e$  et  $\delta_r = \omega + \omega' - \omega_r$ . À partir de l'équation 1.7 nous pouvons déduire les équations de Bloch optique, où nous exprimons les dérivées temporelles de valeurs moyennes  $\langle \hat{a} \rangle$ ,  $\langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle$  et  $\langle \hat{\sigma}_{gr}^{(n)} \rangle$ . Ces valeurs moyennes s'expriment selon  $\langle \hat{A} \rangle = \text{Tr}(\hat{\rho} \hat{A})$  et  $\frac{d\langle \hat{A} \rangle}{dt} = \text{Tr}(\dot{\hat{\rho}} \hat{A})$ . Nous obtenons les équation de Bloch suivantes,

$$i \frac{d\langle \hat{a} \rangle}{dt} = -\Delta_a \langle \hat{a} \rangle + i\alpha\sqrt{2\kappa_0} + \sum_{n=1}^N g_n \langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle, \quad (1.9)$$

$$i \frac{d\langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle}{dt} = -\Delta_e \langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle + g_n \langle \hat{a}(\hat{\sigma}_{gg}^{(n)} - \hat{\sigma}_{ee}^{(n)}) \rangle + \frac{\Omega}{2} \langle \hat{\sigma}_{gr}^{(n)} \rangle, \quad (1.10)$$

$$i \frac{d\langle \hat{\sigma}_{gr}^{(n)} \rangle}{dt} = -\Delta_r \langle \hat{\sigma}_{gr}^{(n)} \rangle + \frac{\Omega}{2} \langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle - g_n \langle \hat{a} \hat{\sigma}_{er}^{(n)} \rangle. \quad (1.11)$$

$\Delta_a = \delta_a + i\kappa$ ,  $\Delta_e = \delta_e + i\gamma$  et  $\Delta_r = \delta_r + i\gamma_r$ . Les équations 1.10 et 1.11 impliquent des corrélations entre le champ dans la cavité et les atomes ce qui rend la résolution impossible analytiquement. Nous nous plaçons donc dans l'approximation de faible excitation, autrement dit le champ de sonde arrivant sur la cavité est de faible intensité. Cette approximation permet de ne conserver dans les équations de Bloch que les termes évoluant au première ordre en  $\alpha(t)$ . Les termes proportionnels à  $\alpha(t)$  sont le champ  $\langle \hat{a} \rangle$ , ainsi que les cohérences  $\langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle$  et  $\langle \hat{\sigma}_{gr}^{(n)} \rangle$  du à l'effet du couplage  $g_n$ . Or les termes  $\langle \hat{\sigma}_{ee}^{(n)} \rangle \propto \alpha(t)^2$  et  $\langle \hat{a} \hat{\sigma}_{er}^{(n)} \rangle \propto \alpha(t)^3$ , nous les négligeons. Nous obtenons les équations de Bloch simplifiés,

$$i \frac{d\langle \hat{a} \rangle}{dt} = -\Delta_a \langle \hat{a} \rangle + i\alpha\sqrt{2\kappa_0} + \sum_{n=1}^N g_n \langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle, \quad (1.12)$$

$$i \frac{d\langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle}{dt} = -\Delta_e \langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle + g_n \langle \hat{a} \rangle + \frac{\Omega}{2} \langle \hat{\sigma}_{gr}^{(n)} \rangle, \quad (1.13)$$

$$i \frac{d\langle \hat{\sigma}_{gr}^{(n)} \rangle}{dt} = -\Delta_r \langle \hat{\sigma}_{gr}^{(n)} \rangle + \frac{\Omega}{2} \langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle. \quad (1.14)$$

Nous pouvons maintenant constater que le champ dans la cavité (équation 1.12) ne se couple aux atomes qu'au travers d'un opérateur collectif noté  $\hat{P} = \frac{1}{g} \sum_{n=1}^N g_n \hat{\sigma}_{ge}^{(n)}$ , avec une constante de couplage  $g = \sqrt{\sum_{n=1}^N g_n^2}$ . De plus

$$\begin{aligned} [\hat{P}, \hat{P}^\dagger] &= \frac{1}{g^2} \sum_{n=1}^N g_n^2 [\hat{\sigma}_{ge}^{(n)}, \hat{\sigma}_{eg}^{(n)}] \\ &= \frac{1}{g^2} \sum_{n=1}^N g_n^2 (\hat{\sigma}_{gg}^{(n)} - \hat{\sigma}_{ee}^{(n)}). \end{aligned}$$

Dans notre approximation on obtient  $[\hat{P}, \hat{P}^\dagger] = 1$ , cet opérateur agit comme un opérateur d'annihilation dans la cas d'un oscillateur harmonique. Nous exprimons la dérivé de ce nouvel opérateur à partir de l'équation 1.13,

$$\begin{aligned} i \frac{d\langle \hat{P} \rangle}{dt} &= \frac{i}{g} \sum_{n=1}^N g_n \frac{d\langle \hat{\sigma}_{ge}^{(n)} \rangle}{dt} \\ &= -\Delta_e \langle \hat{P} \rangle + g \langle \hat{a} \rangle + \frac{\Omega}{2g} \sum_{n=1}^N g_n \langle \hat{\sigma}_{gr}^{(n)} \rangle \end{aligned} \quad (1.15)$$

La forme que prend l'équation 1.15 est similaire l'équation 1.12, en laissant de coté son couplage avec le champ dans la cavité. Ainsi nous introduisons l'opérateur d'excitation collectif  $\hat{S} = \frac{1}{g} \sum_{n=1}^N g_n \hat{\sigma}_{gr}^{(n)}$  et de la même manière que pour l'opérateur  $\hat{P}$ ,  $[\hat{S}, \hat{S}^\dagger] = \frac{1}{g^2} \sum_{n=1}^N g_n^2 (\hat{\sigma}_{gg}^{(n)} - \hat{\sigma}_{rr}^{(n)}) \approx 1$ . La dérivée temporelle de

l'opérateur  $\hat{S}$  se calcule en fonction de l'équation 1.14,

$$i \frac{d\langle \hat{S} \rangle}{dt} = -\Delta_r \langle \hat{S} \rangle + \frac{\Omega}{2} \langle \hat{P} \rangle \quad (1.16)$$

Nous sommes en mesure de résoudre ce système pour le régime stationnaire, ce qui nous intéresse est la forme que prend le champ électrique dans la cavité. Le champ moyen s'exprime comme,

$$\langle \hat{a} \rangle = \frac{i\alpha(\omega)\sqrt{2\kappa_0}}{\Delta_a - \frac{g^2}{\Delta_e - \frac{\Omega^2}{4\Delta_r}}} \quad (1.17)$$

Le dénominateur de cette expression est un polynôme complexe du troisième degré selon la pulsation du faisceau sonde  $\omega$ . Dans le cas où la cavité est à résonance avec les atomes  $\omega_a = \omega_e$  et où le faisceau de contrôle est accordé sur la transition Rydberg  $\omega' = \omega_r - \omega_a$ , l'expression précédente se réécrit en fonction du décalage en fréquences du faisceau sonde et de la résonance de la cavité  $\delta_a$  sous la forme

$$\langle \hat{a} \rangle = \frac{i\alpha(\omega)\sqrt{2\kappa_0} \left( (\delta_a + i\gamma_r)(\delta_a + i\gamma) - \frac{\Omega^2}{4} \right)}{(\delta_a + i\kappa)(\delta_a + i\gamma)(\delta_a + i\gamma_r) - \frac{\Omega^2}{4}(\delta_a + i\kappa) - g^2(\delta_a + i\gamma_r)} \quad (1.18)$$

En négligeant les largeurs de raies, le dénominateur de cette expression se factorise en

$\delta_a \left( \delta_a + \sqrt{g^2 + \frac{\Omega^2}{4}} \right) \left( \delta_a - \sqrt{g^2 + \frac{\Omega^2}{4}} \right)$ . On voit apparaître trois résonances dont une pour  $\delta_a = 0$ , cette résonance est l'effet de transparence électromagnétiquement induite (EIT). Elle est la signature d'un polariton noir existant dans la cavité. Les deux autres résonances sont symétriques autour de la réponse du polariton noir à une distance de  $\sqrt{g^2 + \frac{\Omega^2}{4}}$ , elles sont la signature des polaritons lumineux.

La réponse du polariton noir est centrale dans la suite de nos expérimentations. Nous allons pour cela nous placer à faible décalage dans l'approximation suivante  $\Omega, g \gg \delta_a, \gamma, \kappa, \gamma_r$  pour calculer la largeur de raie de l'EIT. Ainsi nous avons d'après l'expression 1.18 au premier ordre en  $\delta_a$ ,

$$\begin{aligned} \langle \hat{a} \rangle &= \frac{i\alpha(\omega)\sqrt{2\kappa_0} \left( i\delta_a(\gamma + \gamma_r) - \frac{\Omega^2}{4} \right)}{\delta_a \left( g^2 + \frac{\Omega^2}{4} \right) + i \left( \frac{\Omega^2}{4} \kappa + g^2 \gamma_r \right)} \\ &= \frac{i\alpha(\omega)\sqrt{2\kappa_0} \cos^2(\theta)}{\delta_a + i \left( \kappa \cos^2(\theta) + \gamma_r \sin^2(\theta) \right)} \end{aligned} \quad (1.19)$$

Nous introduisons,  $\sin(\theta) = g/\sqrt{g^2 + \frac{\Omega^2}{4}}$  et  $\cos(\theta) = \frac{\Omega}{2}/\sqrt{g^2 + \frac{\Omega^2}{4}}$  autrement dit  $\tan(\theta) = \frac{2g}{\Omega}$ . Le rapport entre la pulsation de Rabi du faisceau de contrôle et le paramètre de couplage collectif des atomes à la cavité détermine la réponse spectrale du polariton. Ce polariton est en quelque sorte un hybride entre un photon sonde et une excitation Rydberg, découplé de l'état 5P intermédiaire. La proportion entre ces deux caractéristiques est donnée par l'angle  $\theta$ . Quand  $\theta \rightarrow 0$  ce qui veut dire que  $\frac{\Omega}{2} \gg g$  le champ dans la cavité atteint un maximum, le polariton est uniquement photonique. Inversement quand  $\frac{\Omega}{2} \ll g$  et  $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$ , le champ dans la cavité devient nul, le polariton est entièrement une excitation Rydberg. De plus la forme que prend la valeur moyenne du champ est une lorentzienne. La largeur spectrale est donnée par  $\gamma_{\text{noir}} = \kappa \cos^2(\theta) + \gamma_r \sin^2(\theta)$ , la largeur de raie de l'état excité intermédiaire  $\gamma$  n'intervient toujours pas dans la largeur de raie.

Expérimentalement nous avons mesuré la réponse de notre cavité comme illustré figure 1.2. Dans notre montage nous venons exciter l'état Rydberg  $109S_{1/2}$ , la transition intermédiaire est la raie D1 du Rubidium 87 avec une largeur de raie de  $2\pi \times 2.738$  MHz (mi-hauteur à mi largeur) selon [5]. Notre cavité possède une largeur de raie de  $2\pi \times 2.8$  MHz. Sur la figure 1.3, nous avons tracé la réponse de spectrale du système pour un faisceau de contrôle résonnant sur la transition Rydberg. Nous observons bien trois pics dont un à résonance de transmission proche des 80%. La première courbe ajustée correspond à la réponse complète en prenant le module carré l'expression de 1.17. Avec cet ajustement nous avons accès au couplage des



atomes à la cavité  $g = 2\pi \times 8.9$  MHz, la pulsation de Rabi du faisceau de contrôle  $\Omega = 2\pi \times 9.41$  MHz ainsi que la largeur de raie de l'état Rydberg  $\gamma_r = 2\pi \times 93$  kHz. La seconde courbe ajustée est la réponse spectrale du polariton noir calculée en 1.19, qui nous donne accès à la largeur spectrale du polariton qui est de  $\gamma_{\text{noir}} = 2\pi \times 590$  kHz.

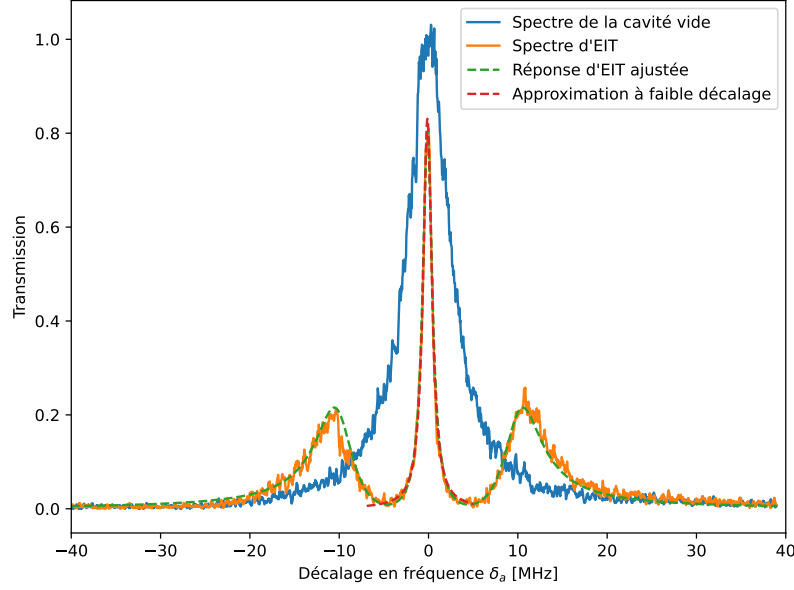


FIGURE 1.3 – Réponse spectrale du système en transmission

## 1.2 Montage expérimental

Le montage complet se divise en trois parties. Une partie sert à asservir les différents lasers, une deuxième prépare les différents faisceaux laser nécessaires à l'expérience et une troisième accueille une chambre à vide dans laquelle sont préparés les atomes.

L'expérience accueille en tout huit lasers regroupés dans le tableau 1.1. Sur les huit, sept sont asservis en fréquence. Cinq sont asservis avec une méthode de Pound-Drever-Hall et deux autres avec un verrouillage en phase. La méthode de Pound-Drever-Hall utilise une cavité servant de référence. Dans notre cas nous disposons de deux cavités :

- La première cavité est une cavité ultra stable appelée commerciale produite par Stable Laser Systems (SLS). C'est une cavité de type Fabry-Perot constitué d'un tube avec deux miroirs collés à ses extrémités. Le tube utilisé est fait d'un verre à très basse expansion. Enfin cette cavité est placée dans une enceinte sous vide à  $10^{-6}$  mbar ou la température est contrôlée. La température est choisie de manière à ce que le tube de la cavité ait un coefficient d'expansion thermique nul. Cette cavité vient verrouiller le DL 780 ainsi que le Titan-Saphir SLS. Elle possède une finesse de 25 000 avec un intervalle spectral libre de 1.5 GHz.
- La deuxième cavité appelée cavité de transfert. Elle est aussi placée sous un vide poussé à environ  $10^{-8}$  mbar. C'est une cavité de type Fabry-Pérot dont la structure est maintenue par trois barreaux faits de d'un verre à très basse expansion. Le miroir d'entrée est plan et le deuxième est concave et monté sur trois cales piézoélectriques permettant l'asservissement de la cavité. La cavité est asservie sur le laser DL 780 et possède une finesse de 1800 avec un intervalle spectral libre de 200 MHz. Enfin cette cavité verrouille les lasers DL 795, Titane-Saphir Transfert et TA pro 780 : TA Convoyeur.

Une fois les lasers stabilisés en fréquence, les faisceaux sont injectés dans plusieurs voies pour servir à l'expérience. Le tableau 1.1 donne un exemple d'utilisation de chacun des faisceaux. Chaque voie envoyée sur le montage est contrôlée en fréquence et en intensité par des modulateurs acousto-optique. Un modulateur

est un dispositif optique composé d'un cristal dans lequel est injectée une onde radiofréquence, créant une onde de pression qui agit comme un réseau sur une onde lumineuse incidente. L'onde lumineuse incidente est diffractée d'un angle  $\theta$  suivant la loi  $\sin(\theta) = \frac{m\lambda}{2\Lambda}$  avec  $m$  un entier définissant l'ordre de diffraction,  $\lambda$  la longueur d'onde du laser et  $\Lambda$  la longueur d'onde des ondes acoustiques. De plus par effet Doppler l'onde lumineuse a sa fréquence modifiée  $\omega \rightarrow \omega + m\Omega$  où  $\Omega$  est la fréquence de l'onde radio injectée.

Nom des Lasers	Fonction principale
DL 780 : Repompeur	Verrouiller la cavité de transfert et le TA pro 780. Sert au pompage des atomes dans le MOT 2D et le MOT. Produit la sonde D2
TA pro 780	Crée les MOT 2D et MOT
DL 795	Produit la sonde D1 ainsi que le faisceau servant d'oscillateur local
DL pro 780 : Raman 780	Produit les faisceaux servant au refroidissement Raman
TA pro 783 : TA Convoyeur	Permet de transporter des atomes du MOT dans la cavité et stabiliser la longueur de celle-ci
Titane-Saphir SLS	Faisceau de contrôle pour la sonde D1 et stabilisation de sa cavité d'amplification ("cavité bleue gauche").
Titane-Saphir Transfert	Faisceau de contrôle pour la sonde D2 et stabilisation de sa cavité d'amplification ("cavité bleue droite").
Laser à 1064 nm	Sert au piège dipolaire des atomes dans la cavité science

TABLE 1.1 – Lasers présents dans le montage expérimental

Les atomes provenant d'un réservoir sont d'abord piégés dans un piège magnéto-optique à deux dimensions (MOT 2D) formé dans une chambre à vide auxiliaire. Ils sont ensuite poussés à travers un tube de pompage différentiel dans l'enceinte principale où règne une pression de  $2.5 \times 10^{-9}$  mbar, où ils y sont piégés dans un piège magnéto-optique (MOT) tridimensionnel. Une fois chargé, le MOT est comprimé et les atomes sont refroidis par mélasse optique. Ils sont alors chargés dans un réseau optique unidimensionnel formé par deux faisceaux à 783 nm contra-propageants suivant l'axe vertical. En contrôlant le désaccord entre ces faisceaux on transporte les atomes depuis le MOT vers la cavité "science" où se déroulent les expériences. Enfin dans cette cavité les atomes sont refroidis par refroidissement Raman dégénéré et sont piégés dans un piège dipolaire avec deux faisceaux croisés à 1064 nm. Le nuage piégé a un profil de densité gaussien avec un écart-type de  $5 \mu\text{m}$  et une température de  $3 \mu\text{K}$ .

La cavité principale où ont lieu les expériences est appelée cavité science. Cette cavité est en queue d'hirondelle constituée de quatre miroirs (figure 1.4). De plus les miroirs de cette cavité ne sont pas contenus dans le même plan et sont tournés de  $90^\circ$  comme représenté sur la figure 1.4. La finesse de la cavité est de 621 à 780 nm et possède un intervalle spectral libre de 3.2 GHz. La cavité est verrouillée sur une des raies D1 ou D2 avec une des voies provenant du TA convoyeur grâce à des cales piézoélectrique placées derrière une paire de miroirs.

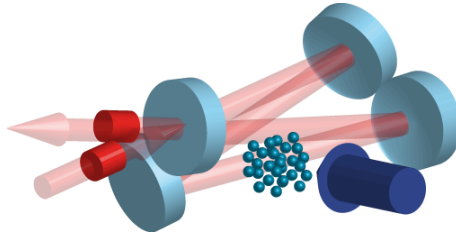


FIGURE 1.4 – Géométrie de la cavité science

Pour irradier le nuage d'atomes avec le faisceau de contrôle comme représenté sur le schéma 1.4, on utilise une cavité confocale placée perpendiculairement à la cavité science. Il y a dans le montage deux cavités de ce type qui sont appelées cavité bleue droite et gauche, une cavité pour chaque laser Titane-Saphir émettant à 475 nm ou 480 nm (pour les excitations via les raies D1 et D2 respectivement) avec

une puissance optique disponible de 500 mW au maximum. L'intérêt d'utiliser ces cavités est d'avoir une intensité de bleu au niveau des atomes plus importante qu'en espace libre.

### 1.3 Pompage du nuage atomique dans l'état $5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = +1$

La préparation de l'état interne des atomes se fait par un pompage *Zeeman*. On applique tout d'abord un champ magnétique produisant une levée de dégénérescence des sous niveaux magnétiques  $m_F = \pm 1, 0$  et l'on envoie sur ce nuage un faisceau laser de polarisation  $\sigma^+$  de transition  $5S_{1/2}F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 1$ . Cette transition combinée à l'effet *Zeeman* produit un état noir pour le sous niveau magnétique  $m_F = +1$  au bout de quelques cycles la totalité des atomes se trouvent alors dans l'état  $m_F = +1$ .

# Chapitre 2

## Impulsion envoyée en réflexion sur la cavité science

Une importante partie de mon stage fut dédiée l'acquisition et au traitement de données mesurées par une détection homodyne pour des impulsions envoyées en réflexion sur la cavité en présence d'atomes.

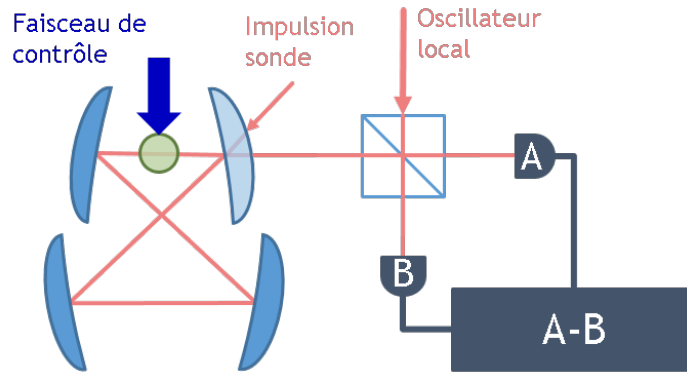


FIGURE 2.1 – Schéma du montage expérimental

### 2.1 Détection homodyne

La détection homodyne permet de mesurer une quadrature du champ électrique du signal d'entrée. Elle se compose d'une séparatrice, d'un faisceau laser servant d'oscillateur local dont la phase est connue, et de deux détecteurs en sortie de cette séparatrice dont nous mesurons la différence de réponse (voir figure 2.2).

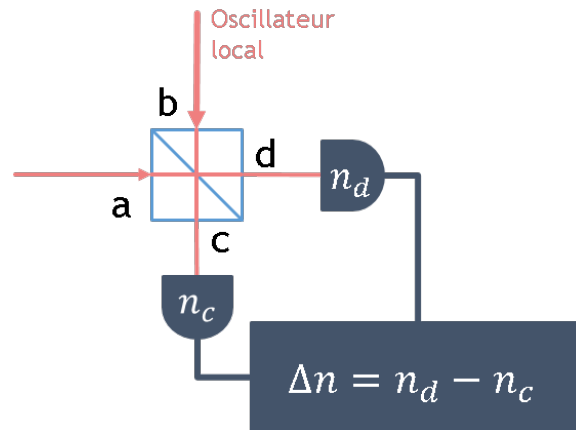


FIGURE 2.2 – Schéma de la détection homodyne

En prenant une séparatrice équilibrée 50:50 on peut exprimer les modes de sortie  $\hat{c}$  et  $\hat{d}$  en fonction des modes d'entrée  $\hat{a}$  et  $\hat{b}$ . Les opérateurs  $\hat{a}$ ,  $\hat{b}$ ,  $\hat{c}$  et  $\hat{d}$  sont les opérateurs d'annihilation dans la description quantique des modes du champs l'électromagnétique. Ce qui nous donne:

$$\hat{c} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{b} - \hat{a}) \quad (2.1)$$

$$\hat{d} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{b} + \hat{a}) \quad (2.2)$$

D'après les équations 2.1 et 2.2 nous pouvons exprimer les opérateurs nombres  $\hat{n}_c$  et  $\hat{n}_d$  des modes de sortie. Les opérateurs nombres correspondent à l'intensité mesurée par les détecteurs, ainsi

$$\begin{aligned} \hat{n}_c &= \hat{c}^\dagger \hat{c} \\ &= \frac{1}{2}(\hat{b}^\dagger - \hat{a}^\dagger)(\hat{b} - \hat{a}) \\ &= \frac{1}{2}(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{b}^\dagger \hat{b} - \hat{a}^\dagger \hat{b} - \hat{b}^\dagger \hat{a}) \end{aligned} \quad (2.3)$$

et

$$\begin{aligned} \hat{n}_d &= \hat{d}^\dagger \hat{d} \\ &= \frac{1}{2}(\hat{b}^\dagger + \hat{a}^\dagger)(\hat{b} + \hat{a}) \\ &= \frac{1}{2}(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{b}^\dagger \hat{b} + \hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{b}^\dagger \hat{a}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Les équations 2.3 et 2.4 nous permettent finalement de calculer la différence de réponse entre les deux détecteurs  $\Delta n$ ,

$$\begin{aligned} \Delta \hat{n} &= \hat{n}_d - \hat{n}_c \\ &= \hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{b}^\dagger \hat{a} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Si on injecte un état cohérent  $|\alpha_b\rangle$  de phase connue  $\varphi$  dans le mode  $b$  on a alors d'après 2.5

$$\begin{aligned} \Delta \hat{n}_a &= \langle \alpha_b | \Delta \hat{n} | \alpha_b \rangle \\ &= |\alpha_b| (\hat{a}^\dagger e^{-i\varphi} + \hat{a} e^{i\varphi}) \\ &= \sqrt{2} |\alpha_b| \hat{X}(\varphi) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le résultat 2.6 montre qu'en faisant varier la phase de l'oscillateur local nous pouvons déterminer les quadratures  $X(\varphi)$  pour n'importe quel angle  $\varphi$  dans l'espace des phases. En particulier pour une phase  $\varphi = 0$  et  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  on mesure respectivement les quadratures  $X$  et  $P$ .

### 2.1.1 Montage expérimental de la détection homodyne

On peut voir sur la figure 2.3 le montage expérimental que nous utilisons actuellement.

Sur ce montage apparaissent évidemment les éléments principaux de la détection homodyne, soit la lame séparatrice 50:50, le système de détection ainsi que le faisceau de l'oscillateur local. Le module de détection sur la figure 2.3 est constitué de deux photodiodes, il renvoie en sortie le signal de différence entre ces deux photodiodes. L'acquisition du signal en sortie de ce détecteur se fait grâce à une carte rapide d'une fréquence d'échantillonnage de 250 MHz. Le faisceau de l'oscillateur local est de forte puissance (7 mW) en comparaison du faisceau venant de la cavité (puissance de quelques photons par microseconde, de l'ordre du picowatt). Aussi l'oscillateur local est présent lors de l'acquisition et à la même longueur d'onde que le faisceau de sonde. Il faut impérativement protéger l'expérience de ce faisceau qui viendrait parasiter le système, pour cela un isolateur optique est placé devant la séparatrice avant que le faisceau provenant de la cavité ne rentre dans la détection homodyne.

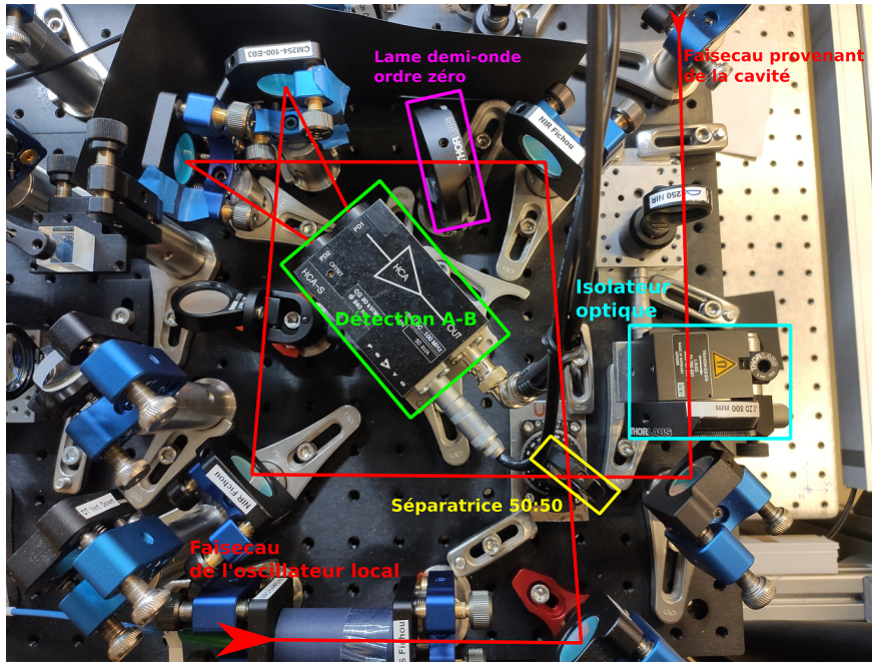


FIGURE 2.3 – Montage expérimental du module de détection homodyne

Pour que la détection soit efficace les modes spatiaux de l'oscillateur local et du faisceau de signal doivent se recouvrir au mieux sur la séparatrice. Cet alignement est assuré en maximisant le contraste des franges observées lorsque l'on vient faire battre les faisceaux de l'oscillateur local et du faisceau sonde. Les battements sont observés avec un décalage de 20 kHz en fréquence et leur visibilité est au maximum de 96%. Aussi, les deux voies en sortie de la séparatrice doivent être équilibrées. C'est pourquoi une lame demi-onde est placée sur l'une des voies (figure 2.3). En allumant seulement l'oscillateur local nous venons légèrement tourner cette lame pour nous assurer que le signal en sorti du module de détection soit de moyenne nulle.

Pour que la détection opère nous devons connaître la phase de l'oscillateur local, ou plutôt nous devons nous donner une référence pour la différence de phase entre le faisceau signal et l'oscillateur local. Cette prise de référence est réalisée à chaque début de prise de mesure, elle dure en tout 400  $\mu$ s. Tout d'abord les fréquences de l'oscillateur local et de la sonde sont décalées de 40 MHz, le faisceau sonde devient très désaccordé avec la cavité et il est réfléchi sans venir perturber les atomes qui y sont chargés. L'étape de verrouillage de la phase se fait en deux étapes de 200  $\mu$ s :

- Les premières 200  $\mu$ s sont réservées au calcul du décalage résiduel par rapport au zéro. Dans cette étape le faisceau sonde est coupé. Le décalage par rapport au zéro du signal homodyne est mesuré avec seulement l'oscillateur local. La moyenne de ce décalage est gardée en mémoire et soustraite aux mesures lors de l'étape suivante.
- Les 200  $\mu$ s restantes sont cette fois-ci réservées au calcul de référence de la phase. Le faisceau sonde est de nouveau allumé pendant cette étape. La phase du modulateur acousto-optique de l'oscillateur local est fixée à  $0^\circ$  pendant 100  $\mu$ s puis à  $45^\circ$ <sup>1</sup> pour les dernières 100  $\mu$ s. Les valeurs moyennes du signal homodyne enregistrées lors de ces deux étapes correspondent respectivement au cosinus et au sinus de la phase relative entre l'oscillateur local et la sonde. Cette phase est alors calculée sur le module FPGA contrôlant les deux faisceaux, et soustraite de la phase de consigne lors de l'étape de mesure ultérieure.

L'étape de verrouillage de phase finie nous sommes maintenant capable de prendre des mesures avec la détection homodyne.

1. Le modulateur acousto-optique est monté en double passage une phase de  $45^\circ$  correspond à une phase imprimée sur le faisceau de l'oscillateur local de  $90^\circ$

### 2.1.2 Calibrer de façon fiable la détection homodyne

En pratique réaliser une telle mesure est un défi expérimental, cette partie liste quelques uns des problèmes rencontrés.

Dans toutes les mesures de quadratures qui sont faites, nous avons besoin de normaliser ces quadratures par la variance du vide quantique. Cette variance est calculée en intégrant le signal de la détection homodyne aux instants où il n'y a pas de faisceau sonde. Nous devons nous assurer que le calcul de la variance du vide n'est pas soumis à des erreurs. Ces sources d'erreurs peuvent venir de dérives lentes du voltage de la détection homodyne en l'absence de faisceau sonde qui apparaissent lors d'acquisitions longues. Pour s'affranchir de ces dérives nous corrigeons le zéro des mesures. On doit répondre à deux questions concernant cette correction : comment doit-on faire le zéro et de quelle longueur doit-il être en fonction de la longueur du signal d'intérêt.

Les séquences expérimentales que nous prenons sont divisées en plusieurs parties:

- Le chargement des atomes et leur pompage.
- L'étape de verrouillage de la phase.
- Des boucles dans lesquelles nous avons ;
  - Une séquence de pompage
  - Une acquisition de points expérimentaux

Dans ce cadre une prise de mesure complète comprend:

- Un nombre de moyennes qui correspond au nombre de fois où la séquence totale a été réalisée.
- Un nombre de boucles correspondant au nombre de fois où la sous séquence "boucle" a été faite.
- Un nombre de points expérimentaux.

Lors de l'acquisition des points expérimentaux nous réservons une plage d'une durée autour de la microseconde pour faire le zéro et prendre la quadrature du vide. La résolution que nous cherchons à obtenir pour les phénomènes que nous observons est de l'ordre de la nanoseconde, ce qui correspond à une fréquence de 100 MHz. Les dérivés qui peuvent venir détériorer notre mesure ont donc des fréquences inférieures à 100 MHz. La figure 2.4 donne la densité spectrale de bruit pour notre détection homodyne. On constate bien du bruit à faible fréquence à quelques méga-hertz, le reste du bruit provient essentiellement du bruit de photons grâce à l'intensité élevée de l'oscillateur local. Le bruit électronique est largement inférieur et ne vient pas perturber les mesures. Pour s'affranchir des dérives lentes il convient de corriger le décalage de

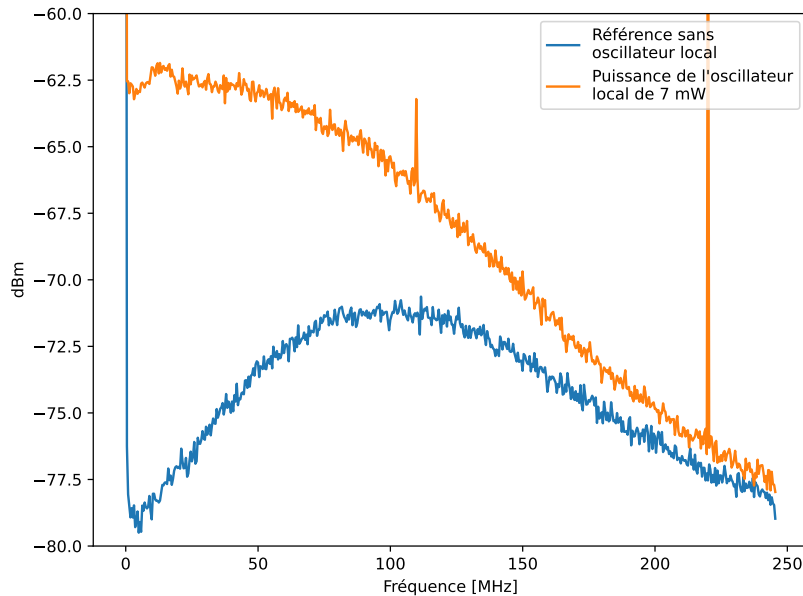


FIGURE 2.4 – Densité spectral de puissance du bruit de la détection homodyne

zéro le plus souvent possible. Nous avons mis en évidence cet effet sur la figure 2.5, en venant compenser



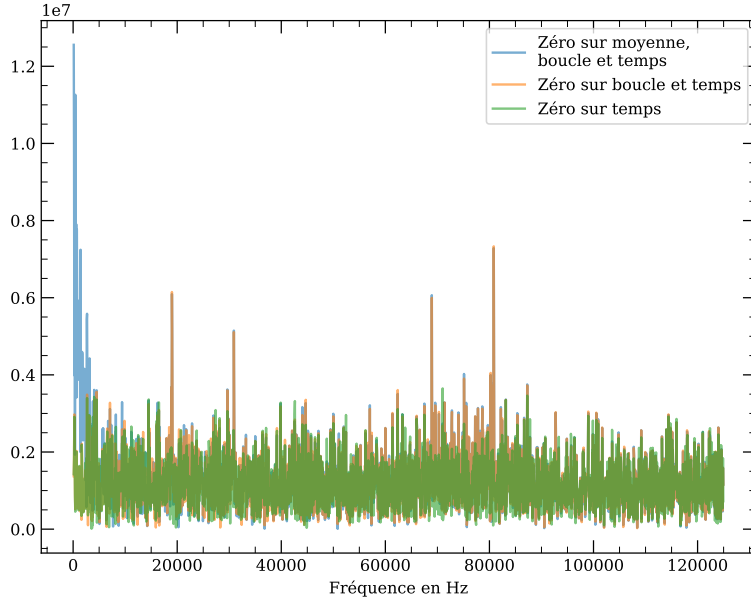


FIGURE 2.5 – Spectre du vide réalisé pour différent zéro

le zéro avec différentes fréquences de répétition. Sur la courbe bleue le zéro est moyenné sur tout le temps d'acquisition, le nombre de boucles et le nombre de moyennes. Le zéro de la courbe orange est calculé en moyennant sur le temps de d'acquisition et sur le nombre de boucles. Enfin le zéro de la courbe verte est calculé uniquement en moyennant sur le temps d'acquisition. La courbe bleu sert de témoin et possède bien du bruit basse fréquence. Ce bruit disparaît dans sa majorité pour la courbe orange car le zéro est compensé plus régulièrement. Il en est de même pour la courbe verte qui est la plus efficace des trois essais.

L'autre paramètre crucial dans le choix de la compensation est la longueur qu'elle doit prendre. Autrement dit quel doit être le rapport de longueur entre notre morceau de signal dédié au calcul du vide et celui dédié au calcul du zéro. La variance du vide est calculée en intégrant une sur une plage de temps de l'ordre de la microseconde. En théorie la variance d'une mesure  $\sigma^2$  évolue en fonction du temps d'intégration  $t$  suivant,

$$\sigma^2 \propto \frac{1}{t} \quad (2.7)$$

Nous cherchons dans notre cas à avoir le rapport entre l'écart type du zéro  $\sigma_{\text{zéro}}$  et celui du vide  $\sigma_{\text{vide}}$  inférieur à 10%,

$$\frac{\sigma_{\text{zéro}}}{\sigma_{\text{vide}}} < 0.1$$

Ce qui se réécrit en fonction du temps d'intégration  $t_{\text{zéro}}$  (respectivement  $t_{\text{vide}}$ ) utilisé pour calculer les deux écart-types comme,

$$\frac{\sigma_{\text{zéro},0}}{\sigma_{\text{vide},0}} \sqrt{\frac{t_{\text{vide}}}{t_{\text{zéro}}}} < 0.1$$

Or les deux écart-types  $\sigma_{\text{zéro},0}$  et  $\sigma_{\text{vide},0}$  sont égaux puisque calculé sur le même signal de détection homodyne. Ainsi nous obtenons un critère sur le rapport de longueurs entre le vide et le zéro qui s'écrit,

$$\frac{t_{\text{zéro}}}{t_{\text{vide}}} > 100$$

En tout nous avons deux critères à respecter pour que la variance de la quadrature du vide soit exempte de bruit. Il faut réaliser une zéro le plus régulièrement possible au mieux pour chaque nouvelle acquisition et la longueur de ce zéro doit être 100 fois supérieure à la durée de notre signal d'intérêt. Or la durée moyenne du signal d'intérêt est de 1  $\mu\text{s}$ , ce qui veut dire qu'il faudrait faire des acquisitions de 100  $\mu\text{s}$  en moyenne. Des acquisitions de cette taille produiraient des fichiers bien trop lourd qui seraient long à



traiter numériquement. Pour réconcilier ces deux critères, nous modifions la séquence d’acquisition, on ajoute à l’intérieur de chaque boucle une série d’impulsions. Dans cette nouvelle boucle après avoir pompé les atomes nous faisons 11 acquisitions avec 2  $\mu\text{s}$  de zéro avec un signal d’intérêt d’une longueur de 1  $\mu\text{s}$ . Cette fois ci le zéro est calculé en moyennant sur un sous-ensemble de 7 boucles, sur le nombre d’impulsions et les premières 2  $\mu\text{s}$  ainsi nous avons un rapport de  $7 \times 11 \times 2 = 154$ .

## 2.2 États comprimés

Dans l’expérience menée, nous envoyons des impulsions optiques sur la cavité en réflexion comme représenté sur la figure 2.1, en présence d’un laser de contrôle permettant de convertir les photons de ces impulsions en polaritons de Rydberg. A faible intensité, le déphasage non-linéaire dû au blocage Rydberg conduit à la préparation d’états comprimés. Ces états s’observent dans l’espace des phases lorsqu’une quadrature  $X(\varphi)$  d’angle  $\varphi$  voit sa variance devenir inférieure à celle du vide. On détermine alors le paramètre de compression  $\xi$  comme,

$$\xi = \frac{\sigma_{X(\varphi)}^2}{\sigma_{\text{vide}}^2} \quad (2.8)$$

Lorsque l’on obtient un état comprimé notre paramètre 2.8 devient inférieur à 1.

Les impulsions sont produites par un modulateur acousto-optique en l’utilisant comme un interrupteur. La taille du faisceau au niveau du modulateur limite la durée minimale des impulsions pouvant être produites à 160 ns environ (figure 2.6).

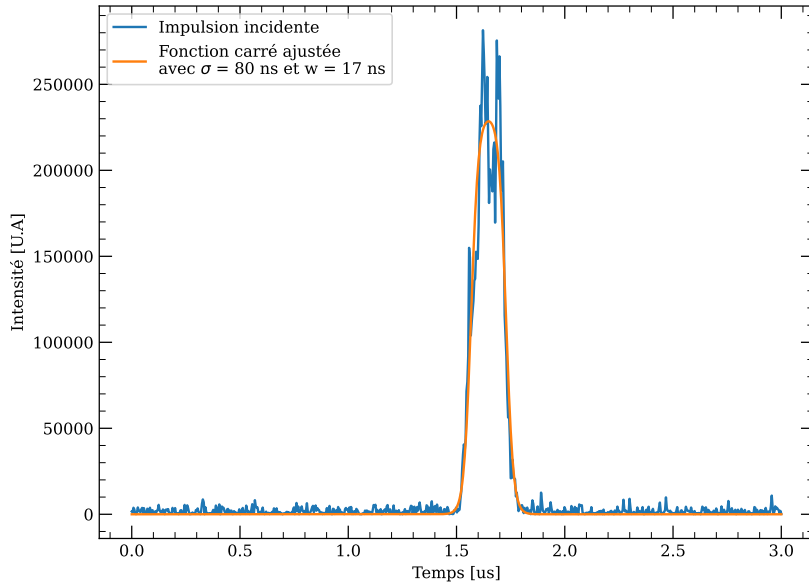


FIGURE 2.6 – Impulsion incidente

Les mesures affichées sur la figure 2.6 sont prises lorsque la cavité est placée hors résonance du faisceau de sonde, elle joue alors le rôle d’un miroir. De plus nous mesurons cette impulsion avec la détection homodyne, pour afficher l’intensité de cette impulsion il faut faire l’acquisition de quadratures  $X$  et  $P$ . À partir de ces deux quadratures nous pouvons tracer l’intensité dans le cas d’une impulsion cohérente en calculant  $\frac{X^2 + P^2}{2}$ . Pour déterminer proprement la largeur de cette impulsion, nous venons l’ajuster avec une fonction carrée du type

$$f(t) = \frac{a}{1 + \exp\left(-\frac{\sigma - t + t_0}{w}\right) + \exp\left(-\frac{\sigma + t - t_0}{w}\right)}$$

où  $\sigma$  est la demi-largeur et  $w$  est la pente de front montant et descendant.

Du fait que l'on envoie des impulsions en réflexion sur la cavité le champ sortant de la cavité est lui aussi en forme d'impulsion. Pour tracer les quadratures de l'état sortant de la cavité il faut donc sélectionner un mode temporel adapté. Une première approche consiste à construire un algorithme permettant d'optimiser le critère de compression défini en 2.8.

### 2.2.1 Optimisation du critère de compression à partir de fonctions d'Hermite–Gauss

On ramène maintenant la cavité à résonance avec le faisceau sonde et l'on charge des atomes dans la cavité en présence du faisceau de contrôle. On peut voir figure 2.7 la mesure de détection homodyne pour les quadratures  $X$  et  $P$ . Nous avons superposé aux tracés des quadratures l'intensité incidente. Ce que nous observons sur les mesures de champs est la réponse percussive du système. L'impulsion incidente est de largeur spectrale  $2\pi \times 2$  MHz qui est de l'ordre de celle de la cavité ( $2\pi \times 2.8$  MHz) par opposition la largeur du polariton est bien plus faible à  $2\pi \times 590$  kHz. Du fait que l'impulsion incidente soit plus large spectralement que celle du polariton noir nous observons dans la partie négative du signal la réponse impulsionnelle de ce polariton. La fonction de transfert du polariton est donnée par l'expression 1.19 et est une Lorentzienne, la réponse temporelle de cette entité est de la forme  $\exp(-\gamma_d t)$ . C'est ce que nous observons sur la partie négative du signal émis par la cavité après avoir stocké une partie de l'impulsion incidente sous forme de polariton noir. Un calcul rapide donne ce temps de décroissance  $\frac{1}{\gamma_{\text{noir}}} = 271$  ns qui est en adéquation avec la mesure. Le début de l'impulsion incidente est elle réfléchi, puis une fois entrée dans la cavité l'impulsion interfère avec elle même ce qui vient tronquer partie positive.

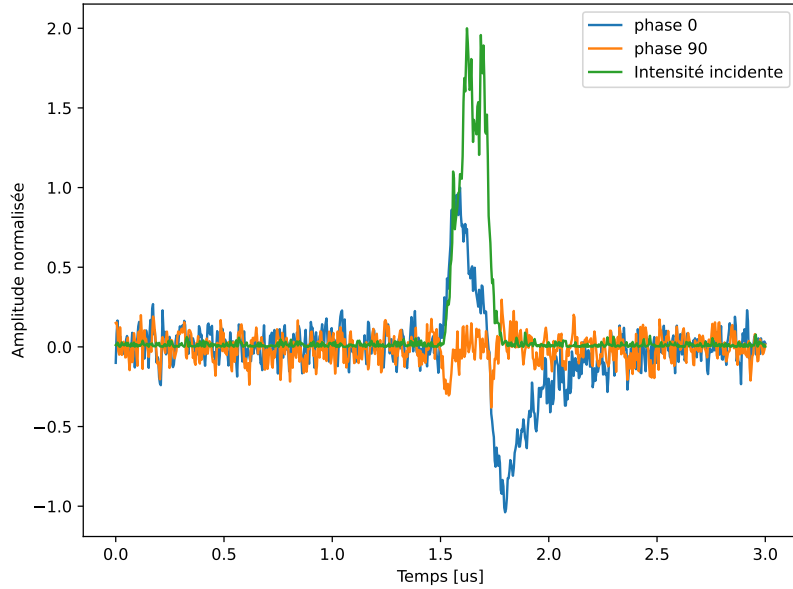


FIGURE 2.7 – Mesures obtenues avec la détection homodyne

Pour chercher le mode temporel en sortie de la cavité nous avons choisi la base des fonctions d'Hermite–Gauss qui s'écrit :

$$g_n(t) = \frac{1}{\sqrt{2^n n!} \sqrt{\pi}} H_n(t) e^{-t^2/2}$$

avec,  $H_n(t) = (-1)^n e^{t^2} \frac{d^n}{dt^n} e^{-t^2}$

Avec ces fonctions nous venons optimiser le paramètre de compression  $\xi$  ( en 2.8) de tel sorte qu'il soit minimal. Nous espérons ainsi que le mode temporel trouvé sera celui qui est physiquement vrai. L'algorithme permettant de trouver le mode spatial se déroule en plusieurs étapes.

Premièrement, nous définissons une fonction *squeezing* qui renvoie la valeur du paramètre de compression pour un jeu de fonctions d’Hermite–Gauss données avec une position et une largeur. Pour calculer ce paramètre la fonction construit un filtre qui est utilisé pour la quadrature et pour le vide<sup>2</sup> à partir des paramètres d’entrée que sont la position, la largeur et les amplitudes des fonctions d’Hermite–Gauss à utiliser. Pour créer le filtre du vide la position reste fixe pour s’assurer que le filtrage se fasse bien en dehors des instants où l’impulsion sonde est envoyée. Les données brutes de la détection homodyne corrigées du décalage en zéro sont filtrées pour obtenir une quadrature et le vide. Il ne reste plus qu’à calculer le rapport des variances de ces deux signaux.

Deuxièmement, nous utilisons la fonction *minimize* de la bibliothèque *scipy.optimize* dans Python qui recherche le minimum du paramètre de compression 2.8 en utilisant la fonction *squeezing*. La fonction *minimize* vient jouer sur les paramètres de position, de largeur ainsi que sur les amplitudes de chaque fonctions d’Hermite–Gauss utilisées. En opérant ce protocole d’optimisation sur la mesure de détection homodyne pour la phase nulle de la figure 2.7 en utilisant les quatre premières fonctions d’Hermite–Gauss, nous obtenons les filtres suivant figure 2.8.

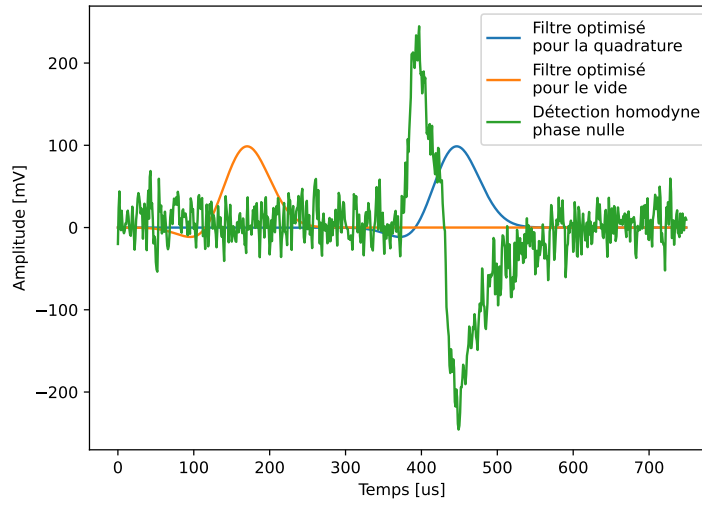


FIGURE 2.8 – Filtres optimisés pour minimiser le paramètre de compression

Cette recherche de minimum est assez longue car pour chaque jeu de paramètres il faut demander à l’ordinateur de calculer les quadratures qui utilisent des données brutes assez volumineuses<sup>3</sup>. C’est pourquoi nous nous sommes limités à faire des optimisations avec peu de fonctions. Figure 2.9 sont affichés d’autres filtres optimisés pour différents ordres (nombre de fonctions d’Hermite–Gauss utilisées). Le tableau 2.1 donne le paramètre de compression  $\xi$  pour les quadratures  $X$  ( $X(0)$ ) et  $P$  ( $X(\pi/2)$ ), les incertitudes de mesures dans le tableau sont données à 1 écart-type. On constate une compression selon la quadrature  $X$ , cette compression augmente avec le nombre de fonctions disponible pour l’optimisation. Les fonctions d’Hermite–Gauss sont une base on peut donc écrire n’importe quelle fonction sous forme d’une série utilisant les fonctions de la base. On comprend logiquement que plus on donne de fonctions d’Hermite–Gauss à l’algorithme et plus il tend vers la vraie fonction que l’on cherche c’est à dire le mode temporel de l’état comprimé. Plus l’algorithme tend vers cette fonction et plus l’effet de compression se fait sentir, pour l’ordre 14 du tableau 2.1 nous obtenons la valeur minimale du paramètre de compression  $\xi$  à  $0.85 \pm 0.01$ .

La troisième colonne du tableau 2.1 donne la valeur du rapport  $\frac{\sigma_X \sigma_P}{\sigma_{\text{vide}}^2}$ . Ce rapport n’est autre qu’une réécriture de l’inégalité d’Heisenberg. Cette inégalité s’écrit communément,  $\sigma_X \times \sigma_P \geq \frac{1}{2}$  avec des quadratures normalisées. De plus la variance du vide pour ces quadratures normalisées vaut  $\frac{1}{2}$  donc on peut réécrire cette inégalité comme  $\sigma_X \times \sigma_P \geq \sigma_{\text{vide}}^2$ , donc  $\frac{\sigma_X \sigma_P}{\sigma_{\text{vide}}^2} \geq 1$ . Or on observe sur cette colonne que le

2. le filtre pour le vide est décalé temporellement

3. Les variables utilisées dans l’algorithme pour déterminer les quadratures peuvent faire plusieurs GBits

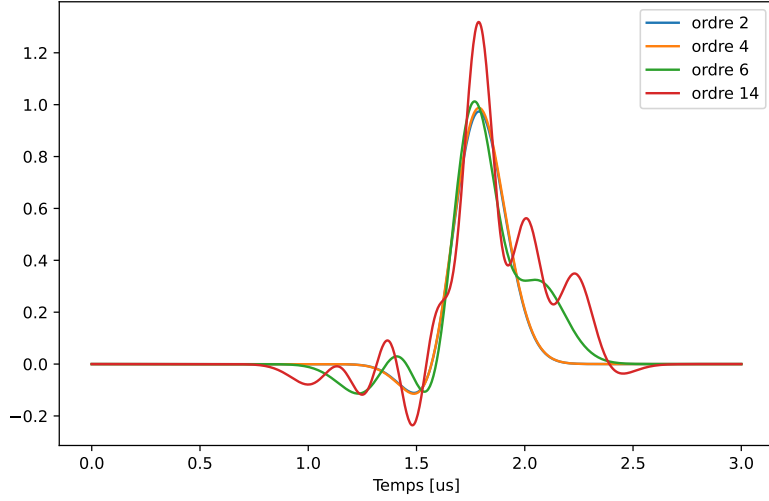


FIGURE 2.9 – Filtres optimisés pour minimiser le paramètre de compression

	$\frac{\sigma_X^2}{\sigma_{\text{vide}}^2}$	$\frac{\sigma_P^2}{\sigma_{\text{vide}}^2}$	$\frac{\sigma_X \sigma_P}{\sigma_{\text{vide}}^2}$
ordre 2	$0.88 \pm 0.01$	$1.08 \pm 0.02$	$0.97 \pm 0.01$
ordre 4	$0.88 \pm 0.01$	$1.08 \pm 0.02$	$0.97 \pm 0.01$
ordre 6	$0.87 \pm 0.01$	$1.07 \pm 0.02$	$0.97 \pm 0.01$
ordre 14	$0.85 \pm 0.01$	$1.06 \pm 0.02$	$0.95 \pm 0.01$

TABLE 2.1 – Récapitulatif des paramètres de compression pour différentes optimisations

rapport  $\frac{\sigma_X \sigma_P}{\sigma_{\text{vide}}^2}$  est toujours inférieur strictement à 1. Les modes temporels ne peuvent pas produire des états violant les inégalités d’Heisenberg, ce que nous observons pour ces optimisations sont des artefacts numériques. Il faut donc ajouter une condition dans la recherche de minimum pour que les fonctions de filtrage produisent des quadratures respectant les inégalités d’Heisenberg.

### 2.2.2 Optimisation du critère de compression $\xi$ à partir des fonctions d’Hermite–Gauss avec une contrainte

Pour s’assurer que les inégalités d’Heisenberg soient respectées nous ajoutons une contrainte dans la recherche de minimum. La fonction **minimize** permet de faire cela, la contrainte est alors de conserver le rapport  $\frac{\sigma_X \sigma_P}{\sigma_{\text{vide}}^2} \geq 1$ . Le tableau 2.2 résume les paramètres de squeezing pour les quadratures  $X$  et  $P$  ainsi que la valeur de la contrainte pour différents ordres. On remarque que pour ces optimisations la contrainte est toujours respectée, de plus toutes ces optimisations viennent saturer l’inégalité de Heisenberg à 1. L’ajout de cet impératif a modifié le minimum atteint pour le paramètre de compression, on atteint maintenant  $0.89 \pm 0.01$  dans le meilleur des cas.

	$\frac{\sigma_X^2}{\sigma_{\text{vide}}^2}$	$\frac{\sigma_P^2}{\sigma_{\text{vide}}^2}$	$\frac{\sigma_X \sigma_P}{\sigma_{\text{vide}}^2}$
ordre 2	$0.94 \pm 0.01$	$1.06 \pm 0.02$	$1.00 \pm 0.01$
ordre 4	$0.92 \pm 0.01$	$1.08 \pm 0.02$	$1.00 \pm 0.01$
ordre 6	$0.92 \pm 0.01$	$1.08 \pm 0.02$	$1.00 \pm 0.01$
ordre 14	$0.89 \pm 0.01$	$1.10 \pm 0.02$	$0.99 \pm 0.01$

TABLE 2.2 – Récapitulatif des paramètres  $\xi$  pour différentes optimisations

Les modes temporels de la figure 2.10 ont plus de sens physique avec la contrainte. Ils possèdent tous un changement de signe qui est synchronisé avec celui de la mesure de détection homodyne (figure 2.7)

vers  $1.7 \mu\text{s}$ . Cependant, les modes temporels trouvés par l’optimisation avec la base de fonction d’Hermite–

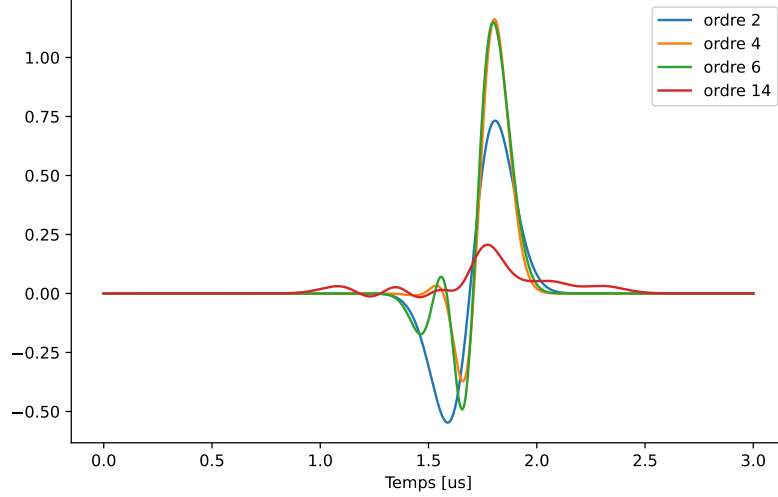


FIGURE 2.10 – Filtres optimisés pour maximiser le squeezing avec une contrainte

Gauss ne sont pas satisfaisants pour plusieurs raisons. Premièrement la partie intéressante de notre signal est la partie négative en décroissance exponentielle sur la quadrature  $X$  figure 2.7. Cette partie du signal est celle qui ressort de la cavité et a interagit avec les atomes. Or les modes produits par cette optimisation ont du mal à s’ajuster à cette décroissance même pour des ordres élevés. Deuxièmement l’optimisation est assez longue est le résultat peut fortement varier selon la supposition initiale et les limites que l’on impose à ce calcul. Pour remédier à ce problème il a été décidé de modéliser notre système dans le cas d’un blocage Rydberg parfait. Cette modélisation devrait nous fournir le profil du mode temporel que nous utiliserons pour traiter nos données.

### 2.2.3 Optimisation du critère de compression $\xi$ à partir du mode calculé par une simulation numérique

L’expérience que nous réalisons en envoyant une impulsion cohérente de faible intensité sur le système  $\{\text{atome} + \text{cavité}\}$  peut se résoudre dans le cas général en prenant en compte la réponse du système (expression 1.17). Dans ce cas nous cherchons la forme temporelle du mode en réflexion. Les impulsions réfléchies se propagent en espace libre. Ces états évoluent dans un espace de Hilbert infini et peuplent un continuum de modes. Pour pouvoir traiter ce problème une méthode est proposée dans l’article [1], l’idée est d’ajouter à notre système deux cavités virtuelles dont les coefficients de couplages dépendent du temps pour reproduire les modes temporels de l’impulsion arrivant en réflexion et de l’impulsion réfléchie. Avec ces deux cavités virtuelles le problème se simplifie car la gestion des impulsions se fait par les modes de ces cavité au lieu d’un continuum. De plus le l’impulsion envoyée en réflexion est un état cohérent, la cavité fictive définissant le mode d’injection reste donc séparable du reste du système et l’impulsion injectée peut être traitée classiquement [4]. Le résolution se simplifie et ne demande plus que d’utiliser une cavité fictive pour le mode réfléchi, ce qui est illustré sur la figure 2.11.

Avec ces outils théoriques, une note [4] et un code ont été produit pour calculer le mode réfléchi le plus peuplé en fonction de l’impulsion envoyée en réflexion sur la cavité. La figure 2.12a montre le résultat du calcul numérique en prenant en impulsion d’entrée un pulse similaire à celui utilisé dans l’expérience (figure 2.6).

Le mode temporel trouvé avec cette simulation est développé en série de fonction d’Hermite–Gauss<sup>4</sup>. Ce mode est optimisé de la même façon que précédemment en présence de la contrainte. Cette optimisation se fait uniquement sur la position et la largeur du mode. Une fois l’optimisation finie le mode trouvé est tracé

4. Dans la pratique nous utilisons les 16 premières fonctions

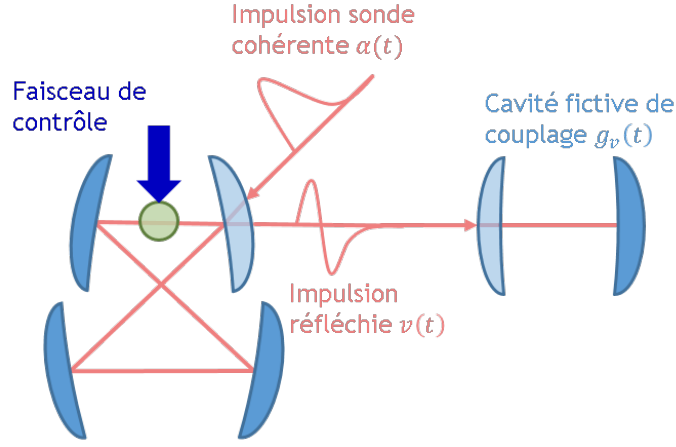
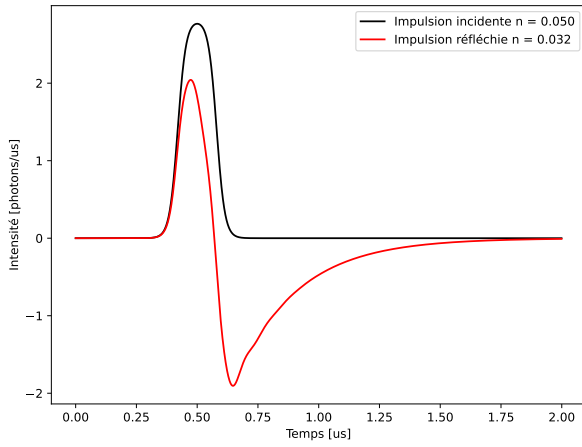
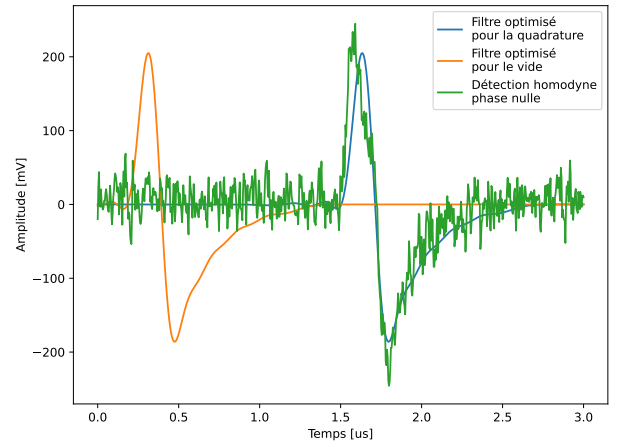


FIGURE 2.11 – Ajout d’une cavité fictive pour trouver le mode temporel de l’impulsion réfléchie



(a) Mode temporel calculé



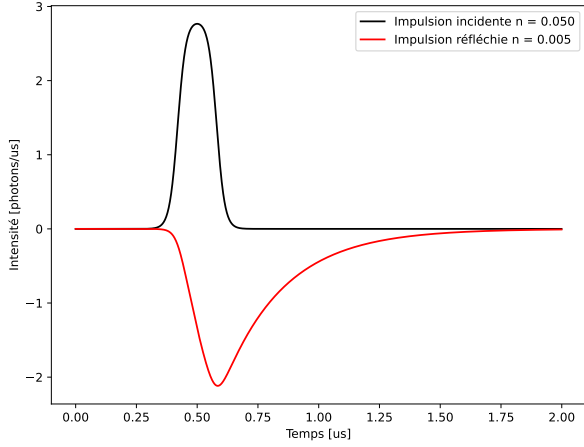
(b) Optimisation du paramètre de compression

FIGURE 2.12

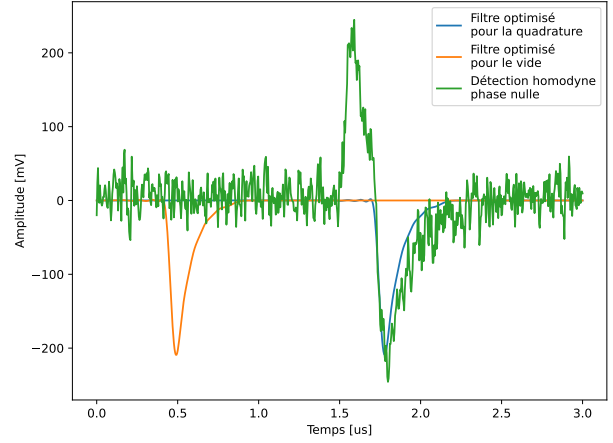
sur la figure 2.12b. Le paramètre de compression donne  $\frac{\sigma_X^2}{\sigma_{\text{vide}}^2} = 0.94 \pm 0.01$  et la contrainte est respectée avec  $\frac{\sigma_X \sigma_P}{\sigma_{\text{vide}}^2} = 1.00 \pm 0.01$ .

Cette fois la forme du mode temporel épouse la réponse mesurée expérimentalement. Mais nous ne retrouvons pas les mêmes valeurs de compression que dans le tableau 2.2, il existe donc un meilleur filtre capable de se rapprocher de ces valeurs. Le premier moyen est de retirer dans le calcul du mode la partie réfléchie de l’impulsion incidente ainsi que d’ignorer la contribution des polaritons lumineux. On ne garde alors que la partie du mode temporel produite par le polariton noir. Dans ce cas le mode calculé figure 2.13a semble être tronqué de sa partie positive comparé au calcul en figure 2.12a. Une fois l’optimisation faite figure 2.13b on trouve un paramètre de squeezing de  $\frac{\sigma_X^2}{\sigma_{\text{vide}}^2} = 0.90 \pm 0.01$  et  $\frac{\sigma_X \sigma_P}{\sigma_{\text{vide}}^2} = 0.99 \pm 0.01$ . On a une amélioration du squeezing en choisissant ce filtre. De plus cela nous indique que c’est bien l’effet du polariton noir qui crée la compression.

On retrouve le même ordre de compression que dans la partie précédente mais cette fois-ci le mode trouvé correspond à la réponse du système. En modifiant les paramètres de l’impulsion d’entrée dans la simulation il apparaît que pour une impulsion de forme gaussienne de mi-largeur 40 ns avec en moyenne 2.7 photons posséderait une fonction de Wigner négative.



(a) Mode calculé



(b) Filtre optimisé

FIGURE 2.13 – Contribution du polariton noir seulement

## 2.3 Reconstruction d'une fonction de Wigner

Dans cette partie nous réalisons une reconstruction d'une fonction de Wigner à partir de données prises pour plusieurs phases de l'oscillateur local. Les impulsions envoyées dans le cadre de ces expériences sont gaussiennes et plus courtes que dans la partie précédente.

### 2.3.1 Algorithme de maximum de vraisemblance

Pour reconstruire la fonction de Wigner, nous faisons une mesure de quadrature pour plusieurs phases de l'oscillateur local. Nous faisons l'acquisition de quadratures pour un jeu de sept phases,  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$  et  $90^\circ$ <sup>5</sup>. Nous filtrons les mesures de la détection homodyne avec la réponse du polariton noir qui est calculée en fonction des paramètres de notre impulsion incidente. Une fois les quadratures obtenues nous traçons les histogrammes correspondants que nous pouvons introduire dans l'algorithme de reconstruction calculant l'état quantique du champ le plus probable d'après ces données.

L'algorithme de reconstruction se décompose en deux parties:

- La première partie est consacrée au calcul de matrice densité de l'état que nous avons mesuré à partir des histogrammes de chaque quadratures.
- la deuxième partie est le calcul de la fonction de Wigner à partir de la matrice de densité trouvée à l'étape précédente.

Pour trouver la matrice de densité de l'état mesuré nous utilisons un algorithme de maximum de vraisemblance. Cet algorithme itératif est décrit dans l'article [2], l'objectif est de trouver la matrice densité qui a le plus de probabilité de produire les mesures que nous réalisons. Pour trouver une telle matrice densité nous utilisons un critère de vraisemblance  $\ln(\mathcal{L})$  que nous cherchons à maximiser. Ce critère s'écrit d'après [2] comme,

$$\ln(\mathcal{L}) = \sum_i f_i \ln(\langle X_i, \varphi_i | \hat{\rho} | X_i, \varphi_i \rangle)$$

L'indice  $i$  représente chaque mesure de quadrature faite,  $\langle X_i, \varphi_i | \hat{\rho} | X_i, \varphi_i \rangle$  est la probabilité de mesurer la valeur  $X_i$  pour un angle donné  $\varphi_i$  pour une certaine de matrice de densité et  $f_i$  est le nombre d'occurrences de la valeur de quadrature  $X_i$  pour un angle  $\varphi_i$  dans les données expérimentales. Pour maximiser ce critère nous utilisons un opérateur d'itération  $\hat{R}(\hat{\rho})$  pour une certaine matrice densité  $\hat{\rho}$  qui s'écrit

$$\hat{R}(\hat{\rho}) = \sum_i \frac{f_i |X_i, \varphi_i\rangle \langle X_i, \varphi_i|}{\langle X_i, \varphi_i | \hat{\rho} | X_i, \varphi_i \rangle}$$

5. Les modulateurs acousto-optiques imprimant la phase à l'oscillateur local sont montés en double passage le jeu de sept phases est donc de  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  et  $180^\circ$



L'étape d'itération donne la nouvelle matrice densité  $\hat{\rho}^{(k+1)}$  à l'étape  $k+1$  en fonction de la matrice densité  $\hat{\rho}^k$  de l'étape  $k$  suivant la relation donnée dans l'article [2],

$$\hat{\rho}^{(k+1)} = \hat{R}(\hat{\rho}^k) \hat{\rho}^k \hat{R}(\hat{\rho}^k)$$

Dans l'implémentation de l'algorithme, nous nous plaçons dans la base des états de Fock et nous exprimons tout ces opérateurs dans cette base. Il est aussi possible de prendre en compte les pertes  $\eta$  de la détection homodyne et de les corriger en imaginant la présence d'une séparatrice de transmission  $\eta$  devant un détecteur parfait.

L'étape d'itération est appliquée 500 fois sur une matrice densité initiale d'un état thermique possédant en moyenne 0.1 photon. La dernière matrice calculée est la plus vraisemblable et nous l'utilisons pour calculer la fonction de Wigner correspondante.

### 2.3.2 Impulsions optiques de mode temporel gaussien

Dans les simulations menées dans la partie précédente nous observions une négativité importante pour des impulsions incidentes de forme temporelle gaussienne d'une largeur à mi-hauteur de 80 à 160 ns. Pour produire ces impulsions nous avons implémenté un dispositif constitué d'un module Red Pitaya, comprenant un processeur couplé à un FPGA muni de deux convertisseurs analogique-numérique et numérique-analogique permettant de réaliser un système d'asservissement. Le FPGA fonctionne à une fréquence de 125 MHz, il peut donc envoyer un signal de commande au modulateur acousto-optique contrôlant l'intensité du faisceau sonde avec des pas de 8 ns. Cependant le temps de réponse d'un asservissement en intensité en boucle fermée n'est pas assez court pour nous permettre de l'utiliser sur des durées de la centaine de nano-secondes. Pour contourner ce problème, l'intensité de la sonde est asservie avant le début des mesures de détection homodyne, une fois verrouillé le FPGA garde en mémoire la valeur atteinte. Les impulsions sont ensuite créées par le FPGA qui envoie au modulateur acousto-optique des rampes d'amplitudes. Ces rampes prennent des valeurs proportionnelles à celle du verrouillage précédent, la réponse des modulateurs acousto-optique n'étant pas linéaire cet effet produit alors une impulsion gaussienne.

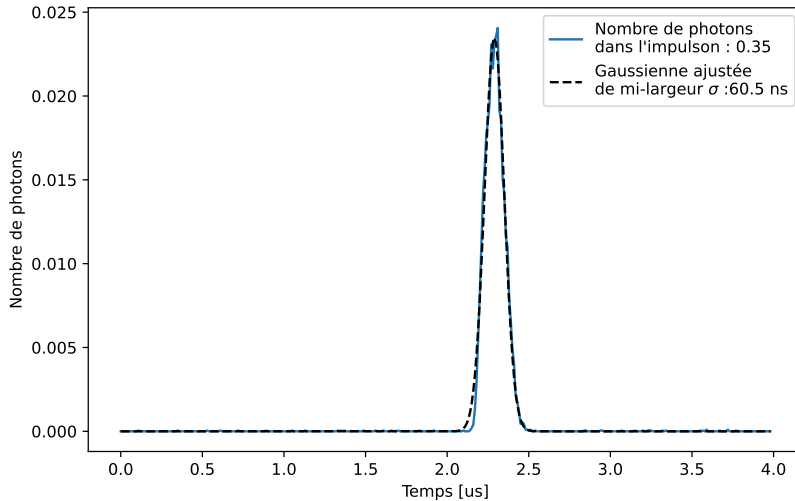
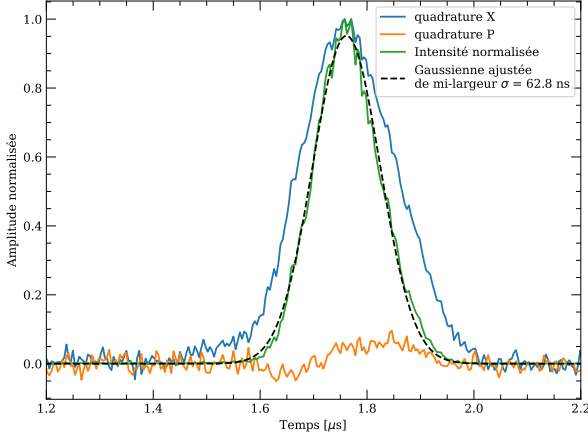


FIGURE 2.14 – Impulsion gaussienne envoyée sur la cavité

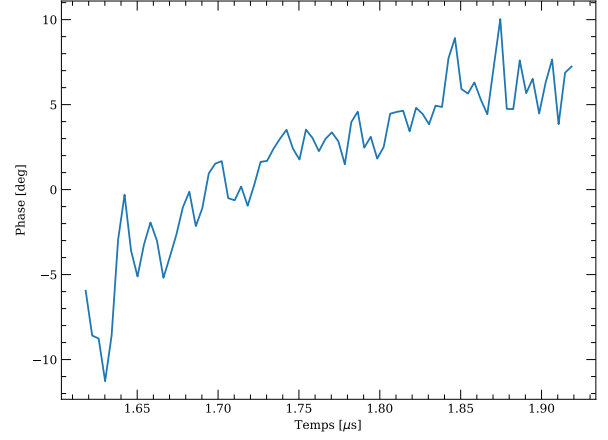
Sur la figure 2.14 nous avons mesuré l'impulsion créée par ce nouveau dispositif. L'impulsion est détectée avec un compteur de photon en décalant la résonance de la cavité de façon à rendre le faisceau sonde très désaccordé. La chaîne de détection étant imparfaite, son efficacité de détection est de 33%. Le nombre de photons donné en intégrant la courbe figure 2.14 est corrigé d'un facteur 3. Il y a dans cette impulsion cohérente 1 photon en moyenne et le mode temporel est de largeur à mi-hauteur de 120 ns. Nous avons ensuite observé ces impulsions avec la détection homodyne pour vérifier la stabilité de la phase à l'intérieur



de l'impulsion (figure 2.15a). Malheureusement, la phase n'est pas constante et semble dériver linéairement (figure 2.15b). La sonde et l'oscillateur local étant contrôlés par des générateurs de fréquence partageant la même horloge, leurs fréquences relatives sont bien connues. Cette dérive provient donc très probablement d'un effet thermique dans le modulateur acousto-optique de la sonde.



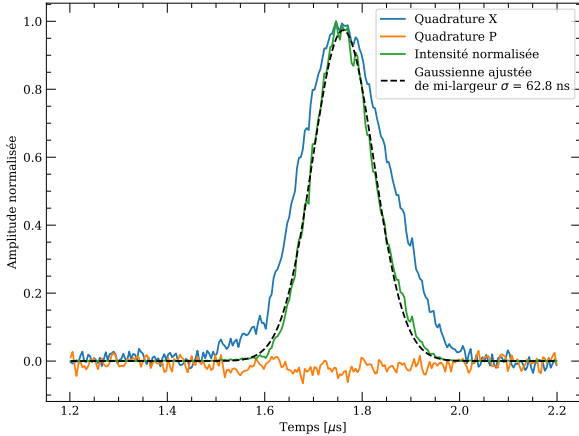
(a) Mesures sur la détection homodyne



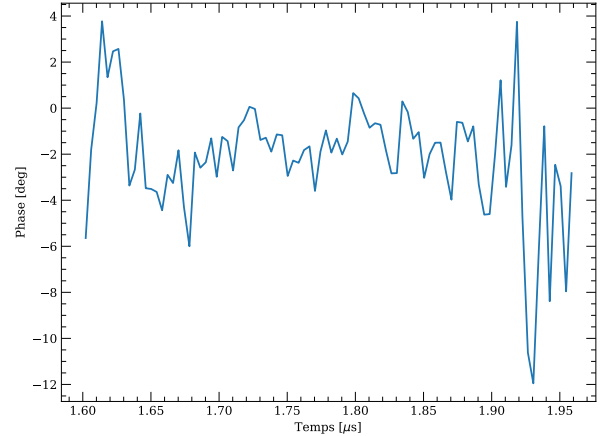
(b) Phase de l'impulsion

FIGURE 2.15 – Dérive de phase

Pour compenser cette dérive linéaire nous modifions la fréquence de la sonde en soustrayant à cette fréquence un delta suffisant pour compenser la dérive. Sur la courbe 2.15b on constate une dérive de  $15^\circ$  durant 250 ns. Un calcul rapide nous donne la fréquence de cette dérive  $\frac{15^\circ}{2 \times 180^\circ \times 250 \text{ ns}} = 167 \text{ kHz}$ . On soustrait à la fréquence de la sonde 167 kHz et nous constatons sur la figure 2.16b une phase relativement constante.



(a) Mesures sur la détection homodyne



(b) Phase de l'impulsion

FIGURE 2.16 – Dérive de phase compensée

### 2.3.3 Reconstruction d'une fonction de Wigner à partir de mesures expérimentales

Une fois l'acquisition faite avec la détection homodyne pour un jeu complet de quadratures, nous choisissons comme filtre temporel la réponse du polariton noir que nous venons optimiser sur les quadratures X et P. Contrairement aux précédentes acquisitions l'optimisation du filtre ne se fait plus sur le critère de

compression mais sur son inverse. Une fois le filtre optimisé nous utilisons le même pour toutes les quadratures, puis nous calculons l'histogramme correspondant à chaque quadratures. Sur la figure 2.17, nous avons tracé les histogrammes d'un jeu complet de quadratures. Nous observons sur ces quadratures une dissymétrie ce qui est rassurant avant la reconstruction. En effet une dissymétrie prouve que l'on s'éloigne d'un état cohérent classique. En théorie sur les simulations nous sommes censés voir un creux se former sur la quadrature à  $90^\circ$ , ce qui n'est pas le cas dans ce jeu.

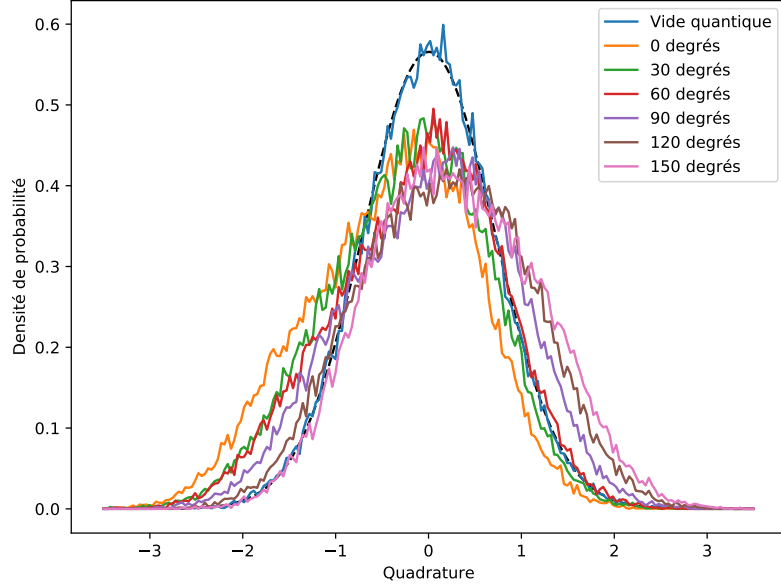


FIGURE 2.17 – Histogramme d'un jeu de quadratures

Ces histogrammes sont ensuite utilisés dans l'algorithme de recherche de la matrice densité la plus vraisemblable. Il est ensuite possible de tracer la fonction de Wigner correspondant à cette matrice densité c'est ce qui est tracé sur la figure 2.18. Sur cette figure est représenté les deux fonctions de Wigner lorsque l'algorithme de maximum vraisemblance prend en compte les pertes de détections et lorsqu'il les ignore. Les fonctions de Wigner que nous avons obtenues ne montrent pas de négativité, pour celles corrigées des

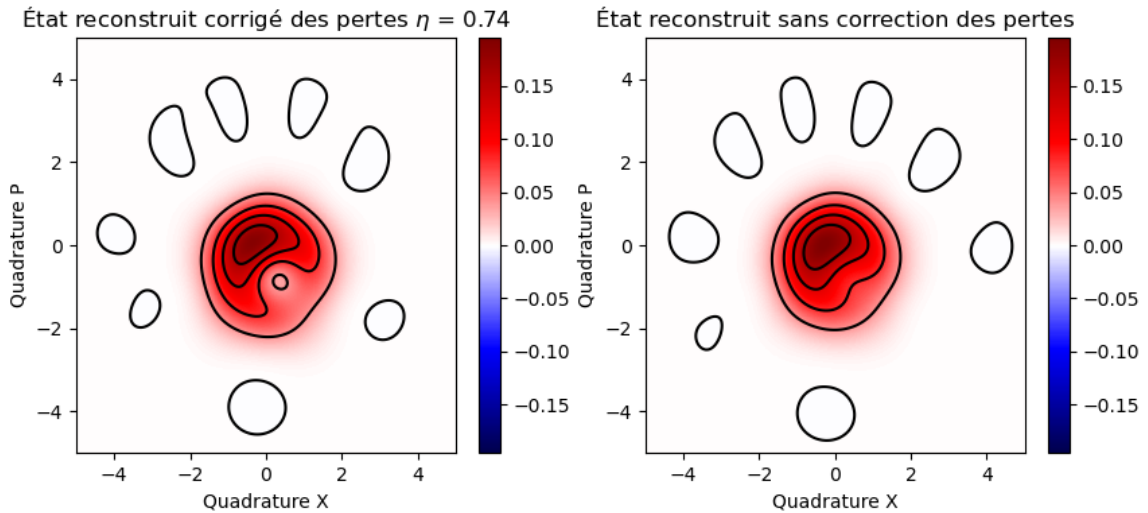


FIGURE 2.18 – Fonctions de Wigner reconstruites grâce à l'algorithme de maximum de vraisemblance

pertes de la détections homodyne on distingue tout de même un creux plus ou moins centré. Le fait que nous ne puissions pas observer cette négativité est lié à un blocage imparfait dans le nuage atomique. En

effet toutes les simulations numériques sont menées avec cette approximation. Une suite serait de réussir à introduire la possibilité d'une double excitation Rydberg dans la simulation numérique et de chercher un nouveau régime de paramètre dans lequel la fonction de Wigner de l'état réfléchi serait négative.

# Conclusion

Nous avons pu grâce à la détection homodyne observer la réponse impulsionnelle de notre système face à une impulsion en réflexion sur la cavité optique dans différents régimes de paramètre. Que ce soit avec des impulsions cohérentes de mode temporels carrés de faibles intensité menant à la production d'états comprimés. Ou dans le cas d'impulsions cohérentes gaussiennes avec une plus forte intensité.

Cette détection nécessite tout de même une grande attention puisque sa calibration ainsi que son alignement restent des paramètres cruciaux. Il faut s'assurer régulièrement de la qualité de l'alignement et de l'équilibre d'intensité entre des deux bras de la détection. La calibration quand à elle demande de tailler une séquence d'acquisition pour permettre une mesure fiable.

Enfin, le modèle théorique que nous utilisons pour décrire notre système semble incomplet au vu des dernières mesures. Les calculs numériques prédisaient qu'en réflexion sur la cavité pour des modes temporels adaptés nous observions des états non gaussiens possédant une fonction de Wigner négative. Or nous n'avons pu reconstruire de tel états, il convient d'enrichir le modèle pour expliquer ces observations.

# Bibliographie

- [1] A. H. KILLERICH et K. MØLMER. « Input-Output Theory with Quantum Pulses. » In : *Physical review letters* 123 12 (2019), p. 123604.
- [2] A I LVOVSKY. « Iterative maximum-likelihood reconstruction in quantum homodyne tomography ». In : *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics* 6.6 (mai 2004), S556-S559. DOI : 10.1088/1464-4266/6/6/014. URL : <https://doi.org/10.1088/1464-4266/6/6/014>.
- [3] Alexei OURJOUMTSEV. *Intracavity Rydberg EIT*. 2020.
- [4] Alexei OURJOUMTSEV. *Modeling of pulsed experiments with ancilla cavities*. 2021.
- [5] Daniel A. STECK. *Rubidium 87 D Line Data*. 2015.