

école —  
normale —  
supérieure —  
paris — saclay —



RAPPORT DE STAGE DE RECHERCHE - M2 ICFP QUANTUM  
PHYSICS

---

**Vers le piégeage de deux superatomes en cavité.**

---

COLLÈGE  
DE FRANCE  
—— 1530 ——

Antoine COVOLO  
Ens Paris-Saclay

*Tuteur : ALEXEI OURJOUNSTEV*  
*Collège de France*

10 Avril 2023 — 30 Juin 2023

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Présentation du contexte et des objectifs</b>	<b>3</b>
1.1	Principe du dispositif expérimental . . . . .	3
1.1.1	Interactions entre photons . . . . .	3
1.1.2	blocage Rydberg . . . . .	4
1.1.3	Transparence électromagnétiquement induite . . . . .	4
1.1.4	Cavité de moyenne finesse . . . . .	5
1.1.5	Interaction déterministe entre photons uniques . . . . .	5
1.2	Préparation d'un gaz froid dans la cavité . . . . .	5
1.3	Piège dipolaire . . . . .	6
1.3.1	Modèle semi-classique . . . . .	6
1.3.2	Fréquences de piégeage et taille de nuage . . . . .	7
1.3.3	Piège actuel . . . . .	8
1.4	Objectifs . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Mise en place de deux pièges dipolaires croisés</b>	<b>11</b>
2.1	Configuration expérimentale . . . . .	11
2.1.1	Amélioration de la qualité du faisceau . . . . .	12
2.1.2	Côté déflecteurs acousto-optiques . . . . .	13
2.1.3	Côté faisceau elliptique . . . . .	16
2.2	Effet du déplacement sur le chauffage des atomes . . . . .	17
2.2.1	Cas général . . . . .	17
2.2.2	Cas d'un mouvement parabolique et cubique . . . . .	18
2.2.3	Cas d'un déplacement linéaire par morceaux . . . . .	19
<b>A</b>	<b>Aspects théorique du calcul par matrice ABCD</b>	<b>23</b>
<b>B</b>	<b>Transitions <math>D_1</math> et <math>D_2</math></b>	<b>24</b>

# Introduction

Ce rapport de stage présente le travail que j'ai effectué dans l'équipe Photonique Quantique appartenant au laboratoire des Jeunes équipes du Collège de France. Ce groupe est dirigé par Alexei Ourjoumstev, chargé de recherche CNRS, et est composé de Sébastien Garcia, chargé de recherche CNRS, Valentin Magro, doctorant en deuxième année ainsi que deux autres stagiaires, Sourabh Choudhary et Elisa Giacomo.

Le dispositif expérimental du groupe vise à créer des interactions cohérentes entre photons optiques par l'intermédiaire de la matière. Les interactions effectives proviennent de l'interaction entre des photons et un nuage froid de rubidium à l'intérieur d'une cavité. Grâce à ce dispositif, l'équipe a réussi à contrôler de façon cohérente un état composé d'une superposition entre une excitation Rydberg et un photon [1]. Elle a aussi réalisé la première source déterministe de photon unique à fonction de Wigner négative [2].

Le but de ce stage est de concevoir et tester le placement d'un deuxième nuage dans la cavité. Ces deux nuages devront avoir des caractéristiques similaires à celui actuellement dans l'expérience. Ce rapport est divisé en deux parties. Dans la première, je présente le principe de fonctionnement du dispositif expérimental en expliquant les objectifs et en résumant le fonctionnement du dispositif. Afin de déterminer les caractéristiques des deux pièges souhaitées, il est nécessaire de connaître ceux du piège actuel. La suite du premier chapitre sera donc composée d'une partie théorique sur le piège dipolaire suivit d'une modélisation du piège actuel afin de déterminer ses paramètres. Dans le deuxième chapitre, j'explique comment j'ai choisi la configuration expérimentale qui permet au mieux de satisfaire les différentes contraintes. Puis, dans un second temps, je réalise une étude sur l'effet du déplacement d'un nuage sur la température et sur le déplacement de son centre de masse.

# Chapitre 1

## Présentation du contexte et des objectifs

### 1.1 Principe du dispositif expérimental

#### 1.1.1 Interactions entre photons

Les photons optiques n'interagissent pas entre eux dans l'espace libre. Or afin de créer des portes logiques pour des qubits de lumière optique, il est nécessaire que les photons aient une interaction forte et cohérente entre eux. Pour cela, il est possible de simuler cette interaction en utilisant comme intermédiaire les non linéarités introduites par l'interaction lumière matière. En effet, si un atome absorbe un photon, ce dernier ne pourra pas en absorber un autre avant qu'il ne l'ait réémis. Si un deuxième photon arrive juste après l'absorption du premier, celui-ci va ressentir un potentiel très différent du premier.

La façon la plus élémentaire d'utiliser cet effet serait d'avoir un seul atome ou molécule en espace libre et de lui adresser des photons. Les problèmes sont que la probabilité d'absorption d'un photon par l'atome/molécule est faible et que l'émission spontanée se fait aléatoirement dans les directions de l'espace. L'information du photon émis est alors perdue, ce qui n'est pas souhaitable dans le but de réaliser une porte logique quantique qui a pour propriété d'être réversible.

Une façon de contrôler le mode dans lequel le photon est réémis est de placer une cavité autour de l'atome. Pour augmenter l'interaction entre l'atome et la lumière, on peut utiliser une cavité de très grande finesse afin que le photon réalise plusieurs aller-retour dans la cavité ce qui augmente la probabilité qu'il soit absorbé. Cette approche possède des difficultés techniques car elle nécessite d'avoir très peu de pertes dans la cavité et donc un très bon contrôle de la qualité des miroirs. Elle est tout de même explorée et montre des résultats prometteurs comme la réalisation d'état de chat [3].

L'interaction lumière matière est proportionnelle à l'amplitude du champ au niveau de l'atome, il est donc aussi possible de réduire le volume de la cavité et la taille du faisceau au niveau de l'atome afin d'augmenter le champ créé par un seul photon au niveau de l'atome. En raison de la petite taille du faisceau au foyer, les miroirs de la cavité doivent être très proche de l'atome en raison de la forte divergence des rayons avant et après le foyer. Cette approche rencontre différentes contraintes expérimentales :

- Des problèmes de répétabilité. En effet, en raison de la petite taille du faisceau, le couplage entre l'atome et la cavité dépend grandement de l'emplacement de l'atome dans le plan transverse de la cavité. De plus, du fait aussi de sa petite taille, il est difficile de réaliser expérimentalement des configurations de cavités autres qu'à deux miroirs. Le champ résultant à l'intérieur de la cavité est alors une onde stationnaire et il est donc également nécessaire de contrôler encore plus finement la position de l'atome suivant l'axe de la cavité.
- Il devient difficile expérimentalement d'aller adresser l'atome avec des faisceaux lasers afin de le manipuler en raison de l'encombrement des miroirs qui doivent être très proche de l'atome.

Si certaines expériences ont fait de gros progrès et ont réussi à passer au-delà de ces contraintes [4] [5], le groupe dans lequel j'ai réalisé mon stage a décidé d'adopter une autre option : utiliser une assemblée de  $N$  atomes couplés à des états Rydberg dans une cavité de moyenne finesse. Il est alors possible d'avoir une plus grande cavité car le couplage est multiplié par la racine du nombre d'atomes. L'état Rydberg permet

d'introduire la non-linéarité qui empêche à un deuxième photon d'être absorbé. Les contraintes dû à la petite taille de la cavité sont relâchées et l'expérience est plus facilement répétable.

### 1.1.2 blocage Rydberg

Les atomes de Rydberg sont caractérisés par des états quantiques très excités de nombre quantique  $n \gg 1$ . Le faible recouvrement entre la fonction d'onde de l'état excité et celle de l'état fondamental leur confère un temps de vie très long et une largeur de raie très étroite. Mais la particularité qui explique leur utilisation dans l'expérience est la force de l'interaction dipolaire entre deux atomes de Rydberg. Le coefficient de l'interaction de Van de Waals en  $C_6/r^6$ , avec  $r$  la distance entre les deux atomes, devient très grand quand  $n$  augmente  $C_6 \propto n^{11}$ . Si un nuage initialement dans son état fondamental absorbe un photon et crée une excitation Rydberg alors il ne sera pas possible qu'un deuxième photon soit absorbé par le nuage dans une sphère de rayon de  $\simeq 20 \mu\text{m}$  ( $n = 100$ ) autour du premier [6]. Ce rayon est appelé rayon de blocage. En effet, l'énergie nécessaire pour mettre un deuxième état de Rydberg au sein du rayon de blocage n'est plus résonante avec le deuxième photon **Fig.1.1**. Afin qu'une seule excitation Rydberg ne puisse exister, il est nécessaire que la taille du nuage soit inférieure à ce rayon de blocage.

### 1.1.3 Transparence électromagnétiquement induite

Le groupe utilise un gaz de  $N$  atomes de  $^{87}\text{Rb}$  dans une cavité. Le gaz est préparé dans son niveau fondamental appelé  $|g\rangle$ . Un faisceau de contrôle de pulsation  $\omega_2$  peut permettre à un photon unique de pulsation  $\omega_1$  de coupler l'état fondamental à un autre état  $|r\rangle$  par l'intermédiaire d'un état  $|e\rangle$ , comme représenté en **Fig.1.1**. Dans la condition  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_r - \omega_g$ , on réalise de la transparence électromagnétiquement induite (EIT)[7], ce qui a pour effet de créer un polariton, superposition cohérente entre un photon et une excitation collective de  $|r\rangle$  délocalisé dans le nuage. Ce polariton a pour propriété d'être "noir" la population dans l'état  $|e\rangle$  est nulle et la densité optique du nuage est proche de 0. Afin de créer de la non-linéarité, on bloque la possibilité à un second photon incident de créer un deuxième polariton. Pour cela, il a été choisi de prendre comme état  $|r\rangle$  un état de Rydberg. La densité optique entre le cas où on réalise de l'EIT et celui où l'EIT est bloquée est alors tel que  $OD_{EIT} \ll OD_B$

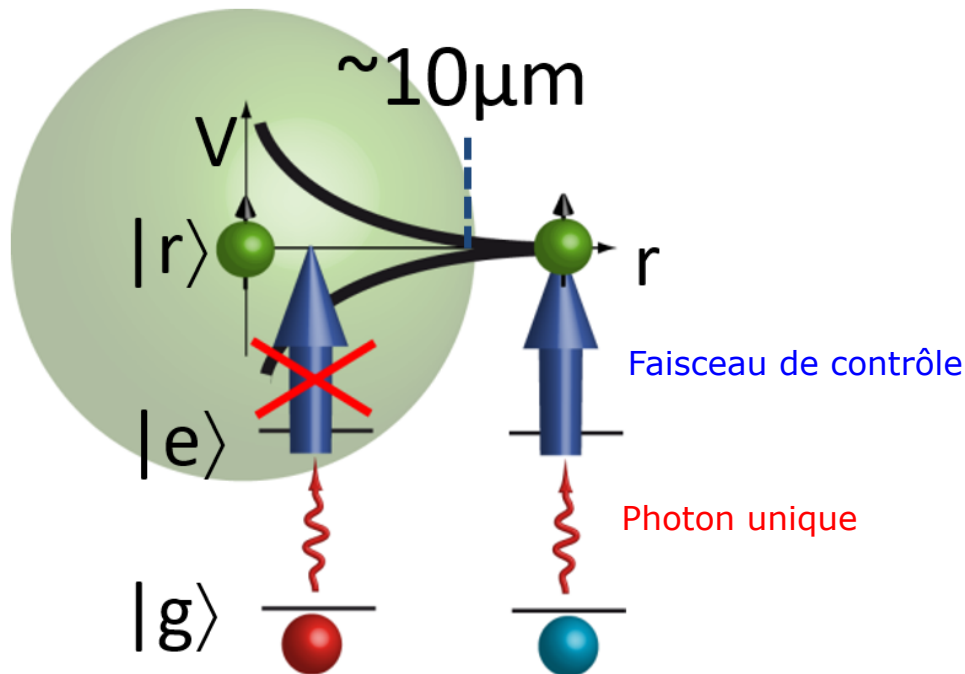


FIGURE 1.1 – Schéma de principe du blocage Rydberg. Dans le cas de l'EIT, un photon unique est transformé en polariton. S'il existe déjà une excitation Rydberg, les interactions dipolaires empêcheront à un deuxième photon d'être résonant dans un rayon de blocage autour de la première excitation. Si le nuage est plus petit que ce rayon de blocage, alors il ne peut y avoir qu'une seule excitation au sein de tout le nuage.

### 1.1.4 Cavité de moyenne finesse

La cavité qui est utilisée est une cavité torsadée composée de quatre miroirs. L'augmentation du couplage entre le nuage et la cavité par le nombre d'atomes permet de réduire la finesse de la cavité ( $F = 675$  à  $795$  nm). Cela permet de limiter les pertes au sein de la cavité et donc de se placer dans le cas où le couplage entre les atomes et la cavité est plus grand que les pertes.

### 1.1.5 Interaction déterministe entre photons uniques

L'idée est de convertir la différence de densité optique entre le cas où il existe une excitation Rydberg dans le nuage et celui où il n'y en a pas en un déphasage de  $\phi = \pi$  du champ à la sortie de la cavité.

Pour cela, on injecte et récupère la lumière de la cavité depuis un miroir dont la transmission  $t^2$  est beaucoup plus grande que celles des autres miroirs. En négligeant les pertes au sein de la cavité, on peut exprimer le champ en sortie :

$$E_{out} = \frac{t^2 - OD}{t^2 + OD} E_{in}. \quad (1.1)$$

Dans le cas de l'EIT, les faibles pertes dans la propagation du photon au sein du nuage nous donnent  $OD_{EIT} \ll t^2$ . Dans le cas où l'EIT est bloqué, le nuage a plus de chances d'absorber le photon,  $OD_R \gg t^2$ . Cela a pour effet d'introduire un déphasage de  $\phi = \pi$  sur la phase du champ en sortie entre les deux configurations. Si l'on prend  $|a, b\rangle$  l'état dans la base de Fock du premier photon  $|a\rangle$  et d'un deuxième photon  $|b\rangle$  alors la cavité agit sur cet état de la façon suivante :

$$|0, 0\rangle \longrightarrow + |0, 0\rangle, \quad (1.2)$$

$$|0, 1\rangle \longrightarrow + |0, 1\rangle, \quad (1.3)$$

$$|1, 0\rangle \longrightarrow + |1, 0\rangle, \quad (1.4)$$

$$|1, 1\rangle \longrightarrow - |1, 1\rangle. \quad (1.5)$$

La cavité réalise donc une porte logique Contrôle-Phase.

## 1.2 Préparation d'un gaz froid dans la cavité

Nous voulons placer dans la cavité, un nuage d'atome d'une taille ( $\simeq 5 \mu\text{m}$ ) inférieure au rayon de blocage afin de ne pouvoir avoir qu'un seul état de Rydberg. Pour avoir un temps de cohérence du polariton suffisamment grand, il est nécessaire que la température du gaz soit suffisamment faible. Nous souhaitons avoir une température du gaz  $\simeq 4 \mu\text{K}$  afin d'avoir un temps de cohérence de  $\tau_c \simeq 3 \mu\text{s}$ .

Afin de limiter quantité de vapeur chaude au sein de la cavité science, le Rubidium solide est chauffé à  $37^\circ\text{C}$  et lib re des vapeurs chaudes dans une autre chambre. Plusieurs étapes de refroidissement et de transport sont alors nécessaires [8]. Les transitions du Rubidium sont présentées en Annexe en **Fig.B.1** et **Fig.B.2** :

**Piège magneto-optique (MOT) 2D :** Il règne une pression de  $10^{-7}$  mbar de vapeur de rubidium dans le MOT [9] 2D où celles-ci sont refroidies suivant les 3 axes du système en utilisant une transition de la ligne  $D_2$  ( $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$ ). Suivant un des trois axes, un faisceau collimaté est utilisé pour pousser les atomes par pression de radiation jusqu'à un 3D MOT.

**MOT 3D :** Les atomes sont ensuite piégés dans un MOT 3D où ils vont être refroidis à une température sub-Doppler et concentrés en une zone de l'espace suite à plusieurs étapes de compressions et de mélasses optiques [10] en utilisant la même transition que pour le MOT 2D.

**Convoyeur :** Afin de transporter les atomes du MOT 3D jusqu'à l'intérieur de la cavité, on utilise deux faisceaux lasers contra propageant agissant sur les atomes comme des pièges dipolaires. Les atomes sont piégés au maximum d'intensité, c'est-à-dire, aux ventres de l'onde stationnaire. Les fréquences des deux lasers étant légèrement désaccordées, il en résulte d'un déplacement des puits de potentiel et donc des atomes piégés en leur sein jusqu'à la cavité science.

**Refroidissement Raman :** Une fois dans la cavité science, les atomes sont piégés dans un réseau 3D où ils vont subir un refroidissement Raman [11]. Ce réseau 3D a pour propriété d'avoir des fréquences de piégeage égale dans les 3 directions de l'espace. Un champ magnétique est introduit afin de réaliser un décalage Zeeman égale à la séparation entre deux états vibrationnels. Les faisceaux du réseau 3D induisent alors des transitions entre des états vibrationnels de  $n$  différents  $|a, n\rangle \rightarrow |b, n-1\rangle$  avec  $|a\rangle$  et  $|b\rangle$ , des états électroniques différents. Un faisceau de pompe permet ensuite de déplacer la population de l'état  $|b, n-1\rangle$  vers  $|a, n-1\rangle$ . Ce processus se produit jusqu'à arriver dans le niveau fondamental de l'état vibrationnel. La température atteinte est alors proche de  $2\mu K$ .

La dernière étape consiste à piéger ces atomes refroidis dans des pièges dipolaires. La section suivante est dédiée à cette méthode car elle a fait l'objet d'une partie de mon stage.

## 1.3 Piège dipolaire

Les pièges dipolaires sont utilisés pour piéger des atomes neutres ou des ions. Ils utilisent l'interaction entre les moments dipolaires électriques des atomes et un champ électromagnétique. Ils sont utilisés pour piéger et manipuler des atomes individuels ou des nuages d'atomes. Ils offrent une grande flexibilité en termes de forme et de taille du piège. Ils sont largement utilisés dans des domaines tels la manipulation d'atomes froids et la réalisation de qubits pour le traitement de l'information quantique mais aussi en biologie pour la manipulation de molécules.

### 1.3.1 Modèle semi-classique

L'Hamiltonien décrivant l'interaction entre un atome décrit quantiquement et un champ électromagnétique classique à la pulsation  $\omega$  peut s'écrire :  $\hat{H}_{sm} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}$ .  $\hat{\mathbf{d}}$  est l'opérateur dipolaire et s'écrit :

$$\hat{\mathbf{d}} = \sum_{a,b} \mathbf{d}_{ab} |a\rangle \langle b|, \quad (1.6)$$

avec  $\mathbf{d}_{ab} = \langle a | \hat{\mathbf{d}} | b \rangle$  et (a,b) sont les différents états internes de l'atome en question. En se limitant au cas d'un système à deux niveaux  $|g\rangle, |e\rangle$ , on peut introduire la pulsation atomique  $\omega_{at} = \omega_e - \omega_g$  et le désaccord  $\delta = \omega - \omega_{at}$ . La force résultant de cette interaction, appelée force dipolaire, qui s'applique sur l'atome s'écrit :

$$\mathbf{F}_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{-\hbar\delta}{2} \frac{\nabla s(\mathbf{r})}{1 + s(\mathbf{r})}, \quad (1.7)$$

avec  $s(\mathbf{r})$ , la saturation laser :

$$s(\mathbf{r}) = \frac{\Omega^2(\mathbf{r})/2}{\delta^2 + \Gamma_e^2/4}, \quad (1.8)$$

$\Gamma_e$  la largeur du niveau excité et  $\Omega(\mathbf{r})$  la pulsation de Rabi :

$$\Omega(\mathbf{r}) = \frac{-2(\mathbf{d}_{ge} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}))}{\hbar}. \quad (1.9)$$

La force dérivant du potentiel, on peut écrire le potentiel dipolaire ressenti par les atomes :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1 + s(\mathbf{r})). \quad (1.10)$$

Par le choix du signe du désaccord, l'expérimentateur peut donc contrôler la nature attractive ou répulsive du potentiel dans les zones des maximums d'intensité laser.

Dans notre cas, nous nous intéressons aux grands désaccords, on a donc  $s(\mathbf{r}) \ll 1$  et  $\delta \gg \Gamma_e, \Omega(\mathbf{r})$ . Le potentiel dipolaire peut alors se simplifier en :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar \Omega(\mathbf{r})^2}{4\delta}. \quad (1.11)$$

En utilisant  $\Gamma_e = \frac{\omega_{at}^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \|\mathbf{d}_{ge}\|^2$  et  $I_s = \frac{\hbar\omega_{at}\Gamma_e}{12\pi c^2}$  l'intensité de saturation, on finit par montrer que :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\Gamma_e^2}{8\delta} \frac{I(\mathbf{r})}{I_s}. \quad (1.12)$$

Dans cette expérience, nous souhaitons piéger des atomes de  $^{87}\text{Rb}$ . Étant un alcalin, sa structure interne est plus complexe que celle d'un atome à deux niveaux. Pour calculer le décalage en énergie dû à l'interaction matière-rayonnement, on peut utiliser la théorie des perturbations au second ordre [12]. Les termes prédominants sont ceux associés aux transitions  $D_1$  et  $D_2$  ( $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}, ^2P_{3/2}$ ) :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1,2} \frac{|\langle i | -\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) | g \rangle|^2}{\hbar\delta_{ig}}. \quad (1.13)$$

Dans le cadre où la polarisation du champ est linéaire, il est alors possible de montrer [13], via l'utilisation de l'élément dipolaire réduit et des coefficients de Clebsch-Gordan, que le potentiel dipolaire perçu par le niveau fondamental est :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{24} \left( \frac{\Gamma_1^2}{I_{s,1}\Delta_1} + \frac{2\Gamma_2^2}{I_{s,2}\Delta_2} \right) I(\mathbf{r}). \quad (1.14)$$

### 1.3.2 Fréquences de piègeage et taille de nuage

Les faisceaux lasers utilisés étant gaussiens, l'intensité peut donc s'écrire :

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2} e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}}, \quad (1.15)$$

avec  $r$  la distance à l'axe optique paramétré par  $z$ ,  $P$  la puissance lumineuse totale et  $w(z)$  le rayon transverse du faisceau.

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_r} \right)^2} \quad (1.16)$$

avec  $z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$  la longueur de Rayleigh et  $w_0$  la taille du faisceau au foyer.

Le potentiel dipolaire s'écrit finalement :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = -U_0 \frac{1}{1 + \left( \frac{z}{z_r} \right)^2} e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}}, \quad (1.17)$$

avec :

$$U_0 = \frac{\hbar P}{12\pi w_0^2} \left( \frac{\Gamma_1^2}{I_{s,1}\Delta_1} + 2 \frac{\Gamma_2^2}{I_{s,2}\Delta_2} \right). \quad (1.18)$$

avec  $m$  la masse de l'atome de rubidium.

En considérant que l'énergie cinétique des atomes dans le gaz est faible devant la profondeur du piège, les particules n'explorent alors que le fond du puits et on peut donc approximer le potentiel par un potentiel harmonique. Le développement quadratique du potentiel donne des pulsations radiale et axiale :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}$$



$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_r^2}} \quad (1.19)$$

À partir de ces fréquences de piègeage ainsi que de la température du gaz, il est possible d'obtenir la densité de probabilité spatiale d'un état thermique dans un potentiel harmonique [14] :

$$\rho(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (1.20)$$

avec pour chaque axe  $i$ ,  $\sigma_i = \sqrt{\langle i^2 \rangle} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_i}} \sqrt{2\bar{n}_i + 1}$ , est l'extension spatiale caractéristique du nuage.  $\bar{n}_i$  correspond au nombre moyen d'excitations dans le nuage thermique, celui-ci se calcule à partir de la distribution de Bose-Einstein :

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega_i}{k_b T}} - 1} \simeq \frac{k_b T}{\hbar\omega_i} \text{ si } T \gg \frac{\hbar\omega_i}{k_b}. \quad (1.21)$$

Dans notre cas,  $f_i \simeq \text{kHz}$  et  $T \simeq 4 \mu\text{K}$ . Donc  $\frac{\hbar\omega_i}{k_b} \simeq 5 \times 10^{-5} \mu\text{K} \ll T$ .

Le problème avec un piège dipolaire fait que d'un seul faisceau est que le piègeage suivant l'axe du laser est beaucoup moins important en raison de la lente décroissance en lorentzienne du potentiel. Si l'on veut avoir un meilleur confinement des atomes, il est nécessaire de placer un deuxième faisceau laser croisé à  $90^\circ$ . Le potentiel totale résultant est la somme des potentiels créés par chaque laser :

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{24} \left( \frac{\Gamma_1^2}{I_{s,1}\Delta_1} + \frac{2\Gamma_2^2}{I_{s,2}\Delta_2} \right) (I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r})). \quad (1.22)$$

### 1.3.3 Piège actuel

Dans la configuration actuelle, nous utilisons deux faisceaux lasers<sup>1</sup> croisés de longueur d'onde  $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$  et de puissance  $P = 20 \text{ mW}$ . La taille de chaque faisceau au foyer est fixée autour de  $w_0 = 5 \mu\text{m}$ , ce qui donne une longueur de Rayleigh de  $z_r = 75 \mu\text{m}$ . Si les deux faisceaux se croisaient chacun à leur foyer, du fait de la lente décroissance du potentiel en lorentzienne dans la direction de l'axe optique de chaque laser, il existerait un piègeage supplémentaire dans les bras de chaque faisceau comme représenté en **Fig.1.2.b**. Cela aurait pour effet d'augmenter la taille du nuage et donc de potentiellement placé une deuxième excitation Rydberg dans les bras.

La solution qui est donc actuellement utilisée est de croiser les faisceaux à  $200 \mu\text{m}$  chacun de leur foyer. Les deux faisceaux lasers font un angle de  $45^\circ$  avec l'axe de la gravité **Fig.1.2.a**. Le potentiel de la gravité possède une contribution non négligeable dans ce problème. On peut voir en **Fig.1.2.c** que celle-ci empêche le piègeage des atomes dans un seul des deux faisceaux autour du piège dipolaire (situé en  $z_1 = 0 \mu\text{m}$ ) mais certains atomes se piègent au niveau du foyer de chaque faisceau (en  $z_{1,2} = 200 \mu\text{m}$ ).

À l'aide de ces différents paramètres, il est possible de déterminer les fréquences d'oscillation en faisant un développement quadratique du potentiel au fond du puits.

On trouve finalement :

- $f_x = 0.61 \text{ kHz}$  ;
- $f_y = 0.86 \text{ kHz}$  ;
- $f_z = 0.61 \text{ kHz}$ .

La température du nuage a été expérimentalement estimée par un temps de vol en mesurant la distribution du nuage dans l'espace des impulsions. On trouve  $T = 4 \mu\text{K}$ .

On en déduit les  $\sigma_i$ , que l'on compare aux valeurs expérimentales, suivant :

- $\sigma_x = 5.1 \mu\text{m}$ , expérimentalement  $\sigma_x^{exp} = 5.5 \mu\text{m}$  ;
- $\sigma_y = 3.6 \mu\text{m}$  et  $\sigma_y^{exp} = 3.9 \mu\text{m}$  ;
- $\sigma_z = 5.1 \mu\text{m}$  et  $\sigma_z^{exp} = 5.5 \mu\text{m}$ .

---

1. Laser de haute puissance (8 W en sortie) provenant de Azur Light System (ALS).

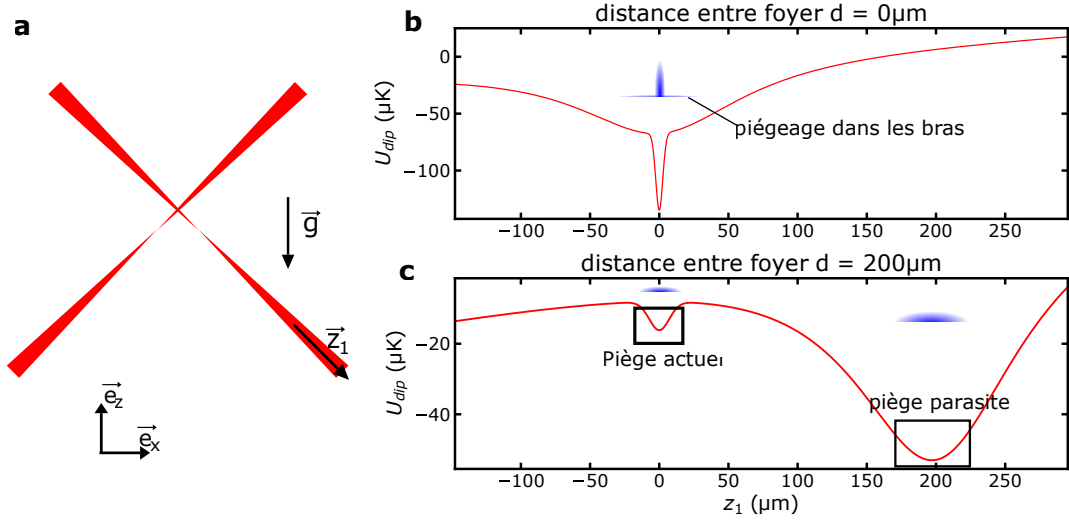


FIGURE 1.2 – **a** : Configuration expérimentale actuelle, les faisceaux se croisent dans le plan  $(\vec{e}_x, \vec{e}_z)$  faisant un angle de  $45^\circ$  avec l'axe de la gravité. **b** : Potentiel ressenti par les atomes le long de l'axe optique du faisceau 1 dans le cas où les deux faisceaux se croisent au niveau de leur foyer. **c** : Potentiel ressenti par les atomes le long de l'axe optique du faisceau 1 dans le cas où les deux faisceaux se croisent à  $200\mu\text{m}$  de leur foyer. Les taches bleues correspondent à la densité du nuage en fonction de  $z_1$

Un dernier paramètre important à connaître est la profondeur du puits. Celle-ci est définie comme l'énergie cinétique minimum qu'un atome doit avoir pour s'échapper du puits. On la trouve autour de  $7\mu\text{K}$ . La température étant de  $4\mu\text{K}$ , un grand nombre de particules ont une énergie cinétique proche du seuil nécessaire pour s'échapper du puits. La distribution de Maxwell-Boltzman étant tronquée, cela pourrait expliquer pourquoi on observe expérimentalement une perte d'atomes relativement importante au fil du temps.

Dans la suite, il sera nécessaire que les deux pièges dipolaires croisés aient les mêmes paramètres que ceux du piège actuel avec potentiellement une profondeur de puits légèrement plus grande.

## 1.4 Objectifs

L'objectif de ce stage est de rajouter un autre nuage dans la cavité dans le but de réaliser une porte C-C-Phase. En effet, s'il y avait un ou deux nuages peuplés par une excitation Rydberg, alors la densité optique à l'intérieur de la cavité serait  $OD_{cav} \gg t^2$  et donc, comme en section (1.1.4), le champ en sortie accumulerait un déphasage de  $\phi = \pi$ . Il faudrait donc obligatoirement n'avoir aucun Rydberg dans la cavité pour ne pas avoir ce déphasage. On encode l'état de trois qubits de la façon suivante :

- $|0\rangle_1$ , le nuage 1 possède une excitation Rydberg et  $|1\rangle_1$ , il n'en possède pas.
- $|0\rangle_2$  et  $|1\rangle_2$ , même chose mais pour le nuage 2.
- $|0\rangle_3$ , l'état d'un photon qui passerait en dehors de la cavité et  $|1\rangle_3$ , l'état d'un photon qui passerait dans la cavité.

La cavité agit sur cet état de la façon suivante :

$$|0, 0, 0\rangle \longrightarrow + |0, 0, 0\rangle, \quad (1.23)$$

$$|0, 0, 1\rangle \longrightarrow - |0, 0, 1\rangle, \quad (1.24)$$

$$|0, 1, 0\rangle \longrightarrow + |0, 1, 0\rangle, \quad (1.25)$$

$$|1, 0, 0\rangle \longrightarrow + |1, 0, 0\rangle, \quad (1.26)$$

$$|1, 1, 0\rangle \longrightarrow + |1, 1, 0\rangle, \quad (1.27)$$

$$|1, 0, 1\rangle \longrightarrow - |1, 0, 1\rangle, \quad (1.28)$$

$$|0, 1, 1\rangle \longrightarrow - |0, 1, 1\rangle, \quad (1.29)$$

$$|1, 1, 1\rangle \longrightarrow + |1, 1, 1\rangle. \quad (1.30)$$

On applique ensuite l'opérateur déphasage de  $\pi$  sur le photon 3 passant par la cavité :

$$+ |0, 0, 0\rangle \longrightarrow + |0, 0, 0\rangle, \quad (1.31)$$

$$- |0, 0, 1\rangle \longrightarrow + |0, 0, 1\rangle, \quad (1.32)$$

$$+ |0, 1, 0\rangle \longrightarrow + |0, 1, 0\rangle, \quad (1.33)$$

$$+ |1, 0, 0\rangle \longrightarrow + |1, 0, 0\rangle, \quad (1.34)$$

$$+ |1, 1, 0\rangle \longrightarrow + |1, 1, 0\rangle, \quad (1.35)$$

$$- |1, 0, 1\rangle \longrightarrow + |1, 0, 1\rangle, \quad (1.36)$$

$$- |0, 1, 1\rangle \longrightarrow + |0, 1, 1\rangle, \quad (1.37)$$

$$+ |1, 1, 1\rangle \longrightarrow - |1, 1, 1\rangle. \quad (1.38)$$

On réalise alors effectivement une porte Contrôle-Contrôle-Phase.

Pour rajouter un deuxième nuage, la stratégie est de charger un nuage dans le piège dipolaire croisé au centre du Raman, puis, à l'aide de défecteurs acousto-optiques (AODs), de séparer le nuage en créant deux pièges dipolaires croisés qui doivent être à une distance l'un de l'autre grande pour qu'il n'y ait pas d'interactions entre les deux nuages. Les deux nuages résultants doivent avoir des propriétés similaires à celui utilisé dans la configuration expérimentale actuelle.

## Chapitre 2

# Mise en place de deux pièges dipolaires croisés

Le travail que j'ai effectué pendant ce stage sera présenté en deux parties :

- Etude de la configuration optique permettant au mieux de respecter les différentes contraintes expérimentales ;
- Etude théorique du déplacement des nuages sur leur température et sur la position du centre de masse.

### 2.1 Configuration expérimentale

Les deux pièges sont créés par l'intersection de deux faisceaux croisés. Un schéma de l'intensité lumineuse proche du foyer est représenté en **Fig.2.1** D'un côté, les déflecteurs acousto-optiques (AODs) séparent le rayon initial en deux. De l'autre, on utilise un faisceau elliptique. Les deux faisceaux défléctés se déplaceront alors dans un potentiel relativement constant suivant l'axe étiré du faisceau elliptique ( $\vec{e}_y$ ) si sa largeur est grande devant l'écart entre les deux faisceaux défléctés.

Dans le but de caractériser le foyer, nous utilisons un objectif de microscope<sup>1</sup> suivi d'une lentille de 75 mm qui focalise les rayons sur une caméra CMOS<sup>2</sup>. Grâce à la faible profondeur de champ du microscope, nous sommes capables d'imager un plan perpendiculaire à l'axe optique du faisceau laser. On réalise ensuite un ajustement sur une gaussienne de l'intensité du faisceau sur le plan observé afin d'obtenir  $w_x$  et  $w_y$ . Il est possible de déplacer le système d'imagerie suivant l'axe optique afin de mesurer  $w_x(z)$  et  $w_y(z)$ .

---

1. Objectif  $\times 40$  Nikon CFI Plan Fluor.

2. Caméra Chameleon Monochrome 3-U3-13Y3M-CS 1/2

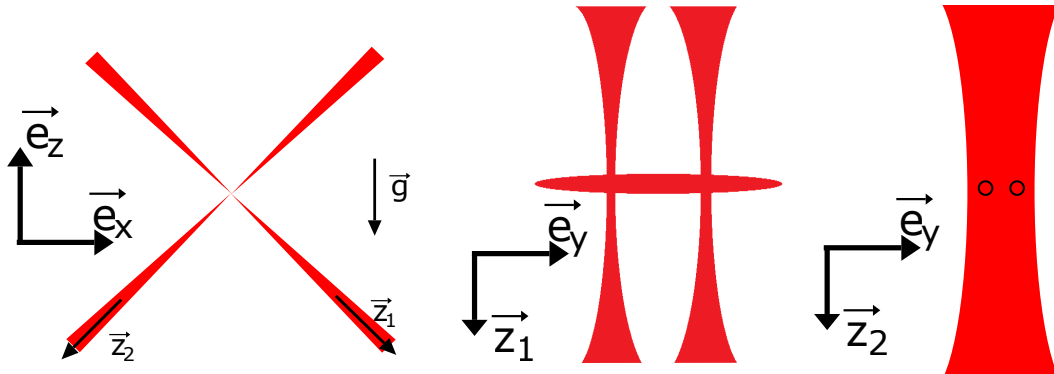


FIGURE 2.1 – Schéma de l'intensité lumineuse au niveau du croisement des faisceaux défléctés et du faisceau elliptique.

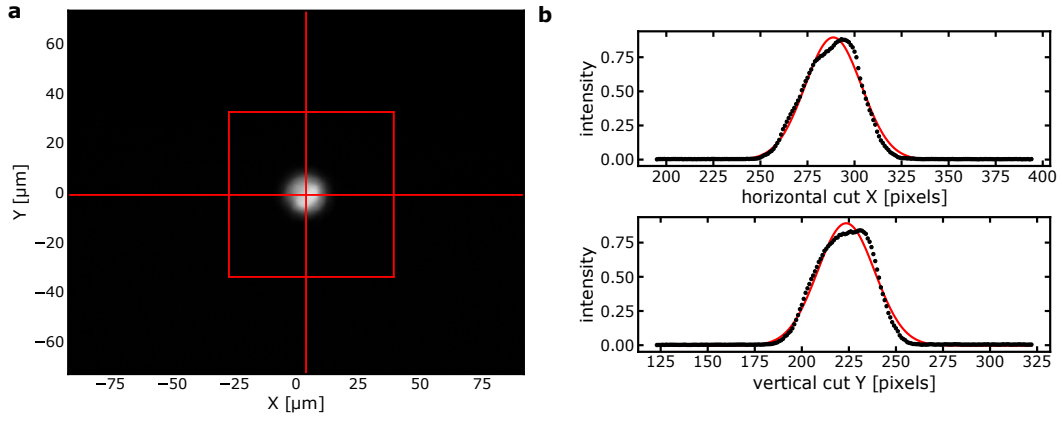


FIGURE 2.2 – **a** : Image d'un plan à 200 μm du foyer d'un faisceau du piège dipolaire. **b** : Ajustement gaussien de l'intensité laser. On observe que le faisceau s'écarte d'un comportement gaussien

### 2.1.1 Amélioration de la qualité du faisceau

En réalisant une copie du faisceau actuellement utilisé dans l'expérience, on a pu observer que ce dernier perd de son caractère gaussien quand on s'écarte du foyer (représentée sur la **Fig.2.2**). En s'écartant du foyer, les aberrations dégradent plus facilement la qualité du faisceau qu'en son foyer. Cela suggère de plutôt croiser les faisceaux au niveau de leur foyer où le faisceau est plus gaussien. La taille du foyer de chacun des faisceaux doit alors être égale à la section du faisceau au niveau du croisement actuel  $w'_0 = w(200 \mu\text{m}) \simeq 14 \mu\text{m}$ .

Le problème, comme nous l'avons vu précédemment, est que si l'on travaille au foyer, on risque de piéger le long de chaque faisceau. Le critère, afin d'éviter ce problème, est qu'un seul faisceau ne puisse piéger les atomes du fait de la gravité. Cela fixe la puissance maximale que l'on peut utiliser dans chaque laser en fonction  $w_0$  pour qu'il n'y ait pas de potentiel confinant suivant l'axe optique des faisceaux.

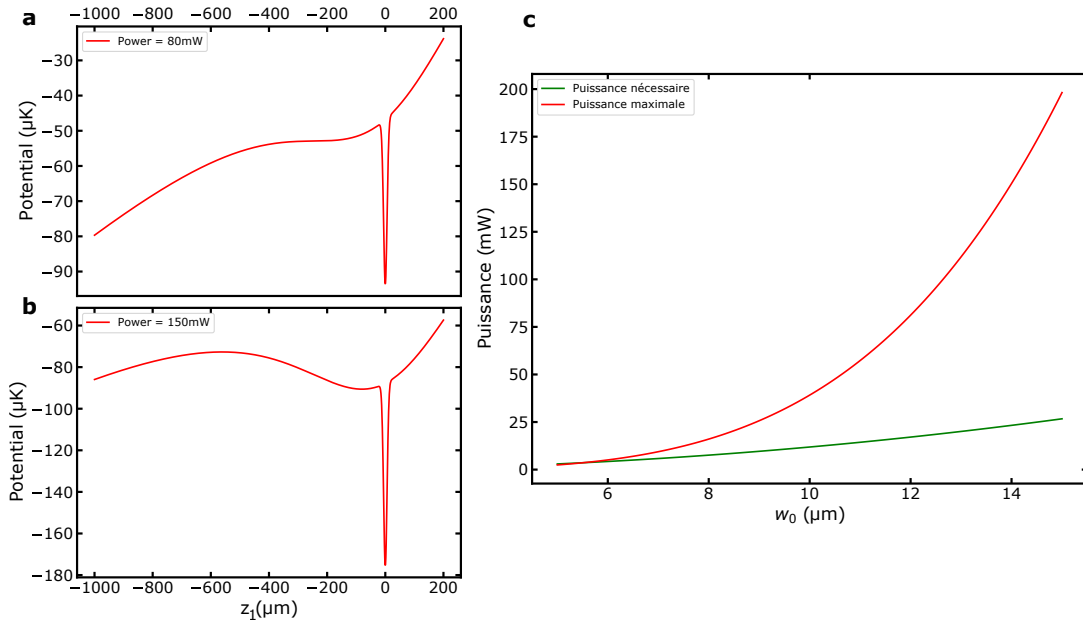


FIGURE 2.3 – **a** : Potentiel sur les atomes suivant l'axe optique du faisceau laser 1 avec une puissance laser juste en dessous du seuil de piégeage. **b** : Potentiel ressenti par les atomes suivant l'axe optique du faisceau laser 1 avec une puissance laser au dessus du seuil de piégeage. **c** : Puissance nécessaire pour avoir un puits de 10 μK (courbe rouge) ainsi que la puissance seuil à partir de laquelle on commence à confiner dans les bras en fonction de la taille du faisceau (courbe verte).

Les résultats de cette étude sont résumés en **Fig.2.3**. En **Fig.2.3.a,b** on observe l'effet de la puissance de chaque faisceau sur le caractère piégeant ou non de chacun des bras. En **Fig.2.3.c**, on calcule la puissance nécessaire pour avoir au foyer un puits de potentiel de  $10\text{ }\mu\text{K}$  de profondeur. Le potentiel seuil à partir duquel on commence à piéger sur l'axe se situe toujours au-dessus de cette puissance, il n'y aura donc pas de problème de piégeage parasite dans cette configuration.

Nous allons maintenant étudier la configuration expérimentale retenue.

### 2.1.2 Côté déflecteurs acousto-optiques

Les contraintes de ce côté sont les suivantes :

- Minimiser la distance du centre des faisceaux à l'axe optique, dû aux angles introduits par les AODs, afin que les faisceaux passent le plus au centre possible des lentilles. Cela permet de limiter les aberrations qui sont plus grandes quand le faisceau ne passe pas au centre des optiques.
- Déplacer les foyers sur une plage d'au moins  $50\text{ }\mu\text{m}$  suivant l'axe  $\vec{e}_y$  de l'ellipse afin que les chaque nuage soit hors du rayon de blocage de l'autre ;
- Déplacer le foyer suivant l'axe optique afin de permettre de régler sa position lors de son implémentation sur l'expérience ;
- Changer la taille du foyer si l'on souhaite faire varier la taille du nuage par rapport au rayon de blocage.

Afin de créer et déplacer les nuages, il a été décidé d'utiliser des déflecteurs acousto-optique (AODs)<sup>3</sup>. Les photons du faisceau sont déviés à l'intérieur d'un cristal par l'absorption d'un phonon provenant d'une onde sonore perpendiculaire à la propagation du photon. En contrôlant l'amplitude et la fréquence de l'onde sonore, on peut contrôler respectivement l'intensité  $I_1$  et l'angle  $\theta$  de déviation du mode laser.

$$I_1 = I_0 \sin^2(\alpha\sqrt{P}) \quad (2.1)$$

$$\theta = \frac{\lambda f}{v} \quad (2.2)$$

avec  $I_0$ , l'intensité du faisceau incident,  $\alpha$  un paramètre dépendant du cristal utilisé, de sa géométrie et de longueur d'onde du laser et  $P$  la puissance de l'onde sonore.  $\lambda$  est la longueur d'onde du laser dans le cristal,  $f$  la fréquence des ondes sonores et  $v$  leur vitesse.

#### Choix de la configuration par le calcul des matrices ABCD

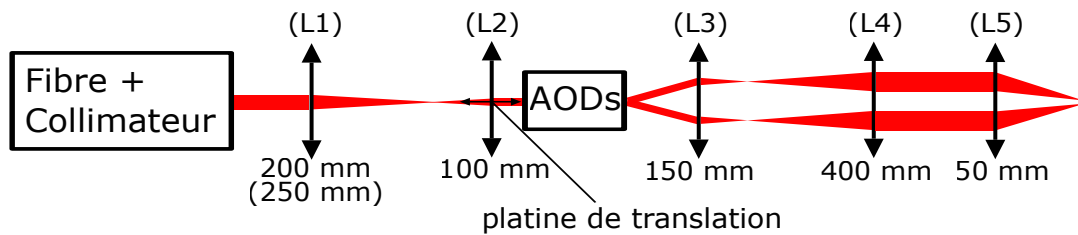


FIGURE 2.4 – Schéma de la configuration expérimentale retenue pour le faisceau côté AODs. La lentille **L1** est interchangeable entre deux lentilles de focales différentes afin de changer la taille du foyer.

Afin de respecter les différentes contraintes expérimentales, il a été nécessaire de simuler le passage des rayons lumineux sur les différentes lentilles après les AODs ainsi que la taille du foyer et sa position après la dernière lentille (**L5**) à l'aide du calcul de matrice ABCD présenté en Annexe **A**. La configuration expérimentale retenue est celle représentée en **Fig.2.4**. Le premier télescope ( $\times 1/2$  ou  $\times 2/5$ ) permet d'adapter la taille du faisceau en sortie de fibre optique ( $w_{0,fibre} = 1\text{ }\mu\text{m}$ ) afin que le faisceau puisse passer à l'intérieur

3. MT110-B50A1,5-IR de la marque AA OPTO-ELECTRONIC.

des AODs. La lentille (**L1**) est interchangeable et permet de changer la taille du foyer dans la cavité science. La lentille (**L5**) est une lentille asphérique, ce qui permet de limiter les aberrations sphériques, de focale  $f = 50$  mm. C'est elle qui permet de focaliser le faisceau et de créer le piège dipolaire dans la cavité science.

Pour minimiser la distance des faisceaux à l'axe optique, dû aux angles introduits par les AODs, il a été nécessaire de simuler au préalable la position du faisceau au niveau des lentilles (**L3**, **L4**, **L5**) qui sera la même pour les deux configurations expérimentales. La **Fig.2.5.a** montre la position du faisceau sur ces différentes lentilles en fonction de la distance entre les AODs et la lentille **L3**. On observe un minimum de déviation du faisceau quand la lentille se trouve à sa distance focale des AODs. Cela se comprend car les rayons sont parallèles à l'axe optique après la lentille **L3**.

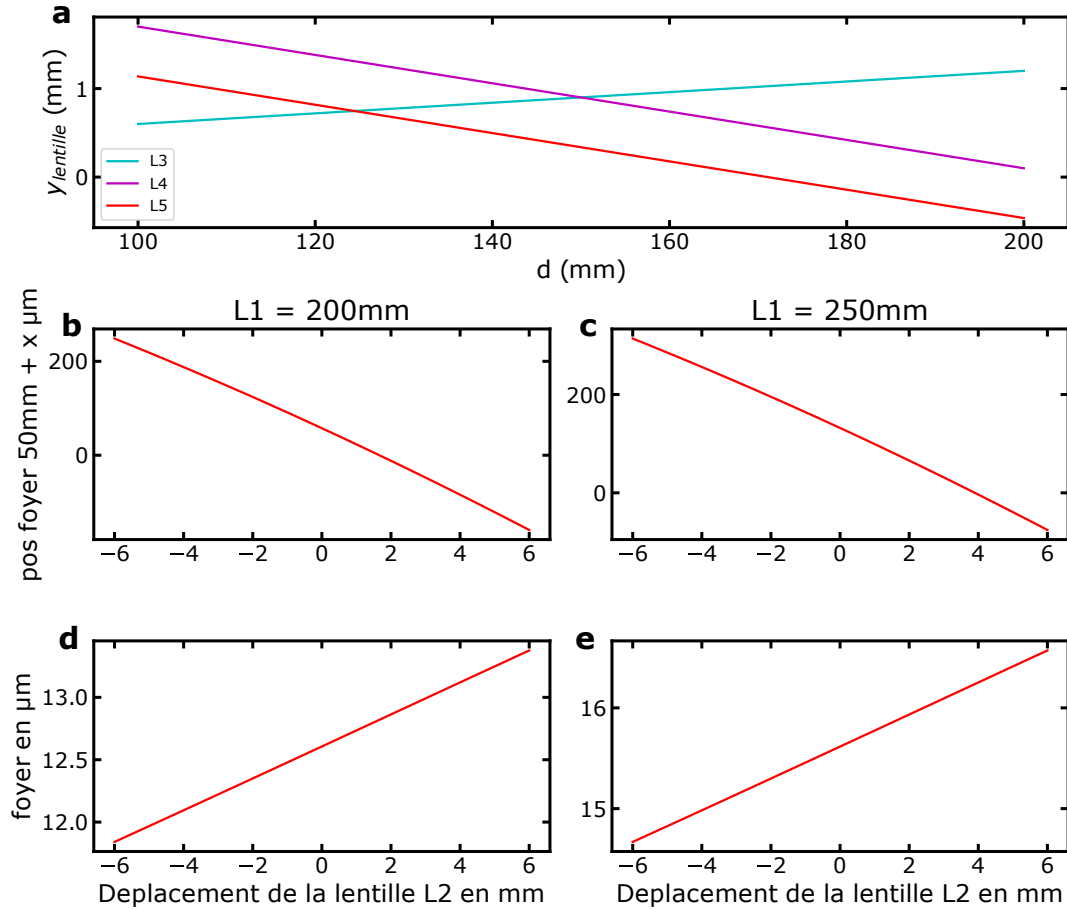


FIGURE 2.5 – **a** : Position  $y_{\text{lentille}}$  du faisceau au niveau des lentilles (**L3**), (**L4**) et (**L5**) en fonction de la distance  $d$  entre les AODs et la lentille (**L3**). Le minimum de déviation semble obtenu pour  $d = f_3$ . La position du foyer en fonction du déplacement de la lentille (**L2**) sur toute sa plage de translation est représentée en **b** pour la configuration (**L1**)= 200 mm et en **c** pour la (**L1**)= 250 mm. De même est représenté la taille du faisceau au foyer en fonction du déplacement de (**L2**) en **d** pour (**L1**)= 200 mm et en **e** pour (**L1**)= 250 mm.

Il est de plus nécessaire de déplacer le foyer suivant l'axe optique. Pour cela, un platine de translation a été placé sur la lentille (**L2**) afin d'agir sur la divergence des rayons en sortie du premier télescope et donc de déplacer le foyer. L'effet en contrepartie est que la taille du foyer risque de varier et cela couple ces deux paramètres par l'action du seul déplacement de la platine de translation. Les résultats des simulations sont présentés en **Fig.2.5.b,c,d,e**.

On observe qu'il est possible de déplacer le foyer de  $340 \mu\text{m}$  (resp.  $320 \mu\text{m}$  pour la configuration avec **L1** = 250 mm) pour un déplacement de la platine de translation de 1 cm tout en ayant une variation de taille de faisceau au foyer inférieure à 10% ce qui est suffisant pour l'expérience.

Il ne reste plus qu'à vérifier que l'on sera capable de déplacer les deux pièges à une distance suffisante l'un de l'autre afin qu'il n'y ait pas d'interaction entre les deux nuages. Le rayon de blocage étant de  $20\mu\text{m}$ , les déplacer chacun d'une distance de  $25\mu\text{m}$  par rapport à l'axe optique est suffisant. En raison de la dernière lentille, (**L5**) =  $50\text{mm}$ , la déviation d'angle à réaliser en amont de cette dernière est de  $0.5\text{ mrad}$ . Le télescope ( $\times 8/3$ ) réduit les angles de ce même rapport ce qui nous impose une déviation en sortie des AODs  $\theta = 1.3\text{ mrad}$ . En utilisant la relation (2.2), on en déduit que l'on doit avoir  $\Delta f = 6\text{ MHz}$ . En se centrant sur la fréquence centrale de l'AODs autour de  $110\text{ MHz}$ , ce  $\Delta f$  est largement atteignable étant donné la bande passante de  $50\text{ MHz}$  des AODs.

## Résultats expérimentaux

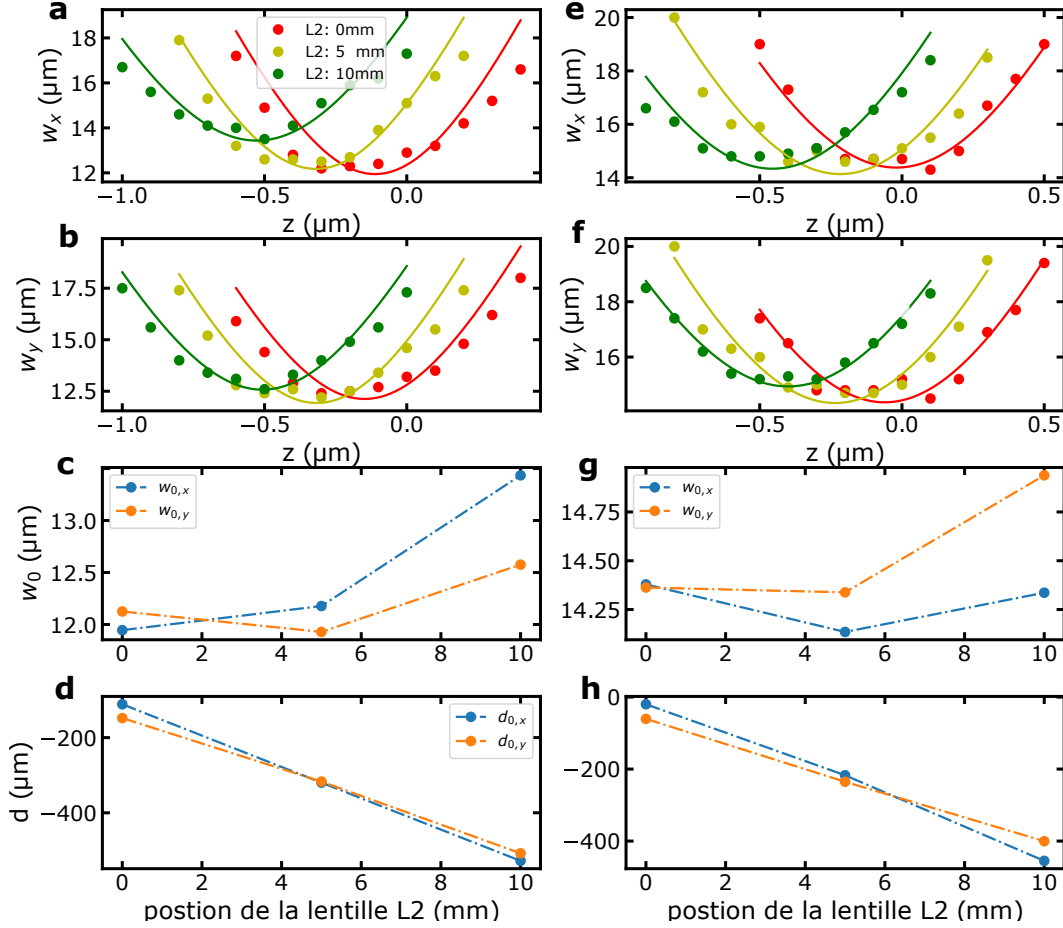


FIGURE 2.6 – Sur la colonne de gauche, toutes les figures sont pour la configuration (**L1**) =  $200\text{ mm}$ . En **a** et **b**, la taille du faisceau est représentée en fonction de  $z$  suivant respectivement  $x$  et  $y$  pour différentes positions de (**L2**). Les ronds sont les points expérimentaux et les traits pleins sont les ajustements par la fonction (1.16). Depuis ces ajustements, on extrait pour les différentes positions de (**L2**), la taille du faisceau au foyer en **c** et la position du foyer en **d**. La même étude est réalisée pour la configuration (**L1**) =  $250\text{ mm}$  en colonne de droite.

Avec le système d'imagerie, nous avons pu tracer, pour différentes positions de (**L2**) sur la platine de translation,  $w_x(z)$  et  $w_y(z)$ . Cela nous a permis, pour chaque position de (**L2**), d'extraire depuis les ajustements par (1.16), les valeurs  $w_{0,x}$  et  $w_{0,y}$  ainsi que la position du foyer sur l'axe optique (comme représenté en Fig.2.6.a,b,c,d). Les résultats de cette étude sont résumés en Fig.2.6.e,f,g,h.

On observe effectivement que la taille du foyer varie de moins de 10% et que l'on est capable de déplacer le foyer sur une distance proche de  $350\mu\text{m}$  sur la plage de variation de  $1\text{cm}$  de la platine de translation, ce qui avait été prédit précédemment dans le cas théorique. De plus, changer de lentille (**L1**) nous permet de faire varier la taille du foyer en passant de  $\simeq 12\mu\text{m}$  à  $14.5\mu\text{m}$ . Si la taille du faisceau au foyer correspond aux prédictions théoriques dans le premier cas, on suppose que la position de la platine de translation de



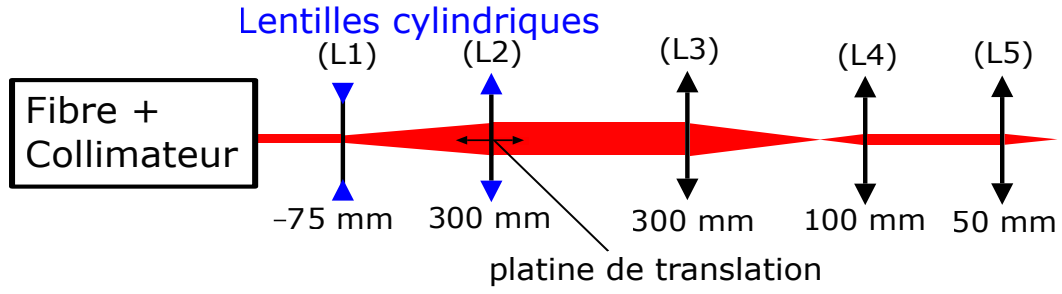


FIGURE 2.7 – Schéma du montage côté faisceau elliptique : **L1** et **L2** sont des lentilles cylindriques qui réalisent un télescope suivant une seule direction. Une platine de translation est placée sur **L2** afin de déplacer le foyer de l'axe  $\vec{z}_1$ .

(**L2**) suivant l'axe optique n'était pas correctement fait et que le premier télescope était un peu trop court. Il en résulte une divergence des rayons lumineux en sortie du premier télescope et donc un faisceau plus gros avant la lentille (**L5**), cela expliquerait pourquoi le foyer du faisceau est plus petit que dans le cas théorique.

Pour ce qui est du déplacement du foyer dans la direction de l'ellipse  $\vec{e}_y$ , le système montre une sensibilité de  $5 \mu\text{m}/\text{MHz}$  ce qui est largement suffisant pour se déplacer de 25 MHz. Le cas théorique nous donnait une sensibilité de  $4.2 \mu\text{m}/\text{MHz}$ .

### 2.1.3 Côté faisceau elliptique

De ce côté, le but est de réaliser un faisceau elliptique dont le grand axe de l'ellipse sera, au foyer, considéré comme grand devant la distance entre les deux pièges afin que le faisceau qui se déplace voit un potentiel relativement constant. Le faisceau doit s'écarter de  $25 \mu\text{m}$ , en choisissant une taille de foyer suivant  $\vec{e}_y$  de  $50 \mu\text{m}$ , le potentiel varie de  $1 - e^{-1/2}$  soit 40%, ce qui pourra être corrigé en adaptant la puissance dans le faisceau elliptique. Réaliser un faisceau plus large deviendrait trop contraignant à réaliser expérimentalement. Suivant l'axe  $\vec{z}_1$  de l'ellipse, on souhaite avoir une taille de faisceau proche de celle du faisceau défecté, soit  $12 \mu\text{m}$ .

Ces contraintes nous poussent à utiliser des lentilles cylindriques dans un télescope (x4) suivant l'axe  $\vec{z}_1$ . Le montage retenu est celui présenté en **Fig.2.7**. La platine de translation sur la deuxième lentille cylindrique permet de déplacer le foyer de l'axe  $\vec{z}_1$  afin de le positionner au centre du mode de la cavité tout en laissant fixe la position du foyer suivant  $\vec{e}_y$ .

On réalise la même étude que précédemment afin de mesurer la distance sur laquelle on peut déplacer le foyer avec la platine de translation. Les résultats sont présentés en **Fig.2.8**.

On mesure finalement  $w_{z_1} = 46 \mu\text{m}$  contre  $48 \mu\text{m}$  calculé théoriquement. On observe effectivement que le foyer selon  $\vec{e}_y$  ne se déplace pas quand on déplace (**L2**).

Suivant l'autre axe, on trouve  $w_{z_1} \simeq 12.5 \mu\text{m}$ , ce qui est légèrement au-dessus des prédictions théoriques. Il est aussi possible que la lentille (**L2**) ne soit pas parfaitement placée comme expliqué dans la sous-section précédente ;

On observe aussi que l'on est capable de déplacer le foyer de l'axe  $\vec{z}_1$  suivant l'axe optique de presque 4 mm quand on déplace **L2** de 15 mm (avec un très bon accord avec la théorie) alors que la taille du faisceau suivant  $\vec{e}_y$  reste, dans le plan du foyer de  $\vec{z}_1$ , comprise entre  $46 \mu\text{m}$  et  $50 \mu\text{m}$ . Cela nous donnera lors des réglage dans la cavité science une grande flexibilité afin de faciliter le placement du foyer au centre de la cavité.

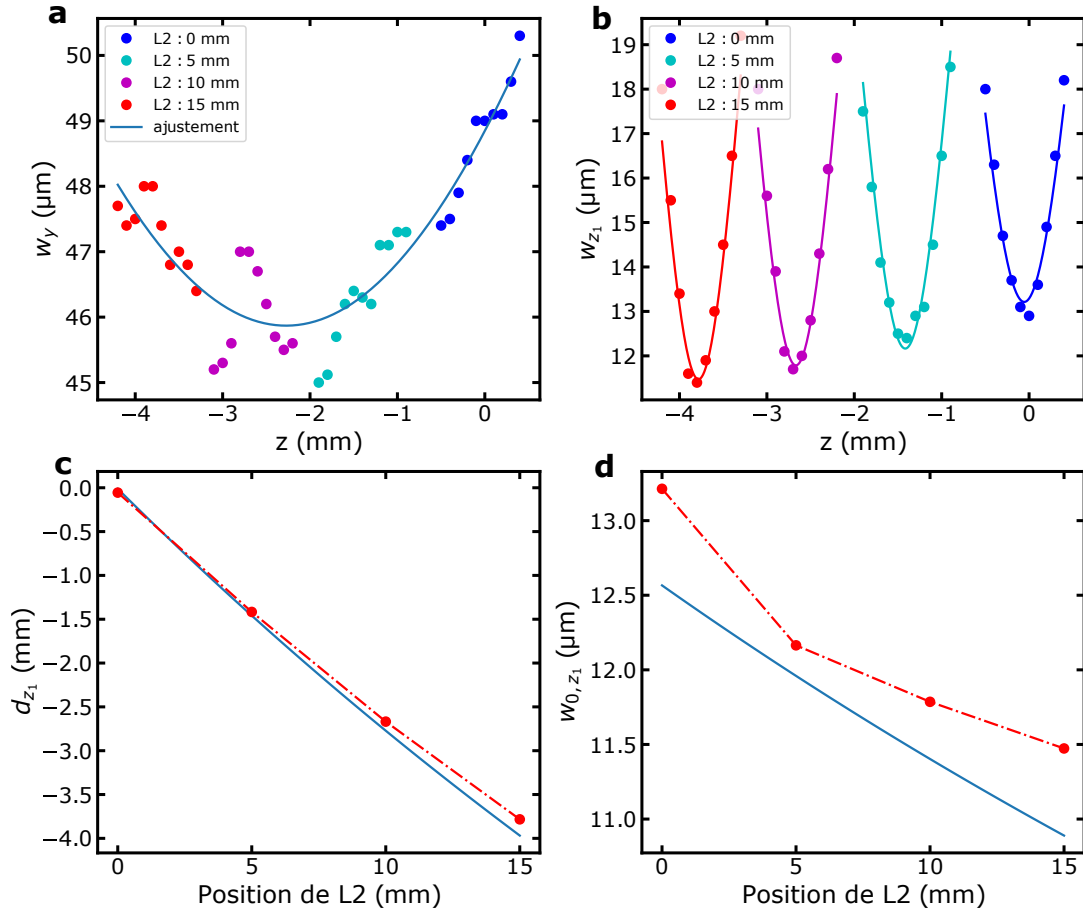


FIGURE 2.8 – Les tailles du faisceau en fonction de la position sur l’axe optique  $z$  suivant  $\vec{z}_1$  et  $\vec{e}_y$  pour différentes positions de (**L2**) sont représentées respectivement en **a** et **b**. Les ronds correspondent aux point expérimentaux et les courbes pleins aux ajustements fait avec la relation (1.16). La position du foyer de l’axe  $\vec{z}_1$  et sa taille en fonction de la position de (**L2**) sont tracées respectivement en **c** et **d**. La courbe bleue correspond aux calculs théoriques et les points rouges aux données expérimentales extraites des ajustements.

## 2.2 Effet du déplacement sur le chauffage des atomes

Une fois que les atomes seront piégés dans le piège dipolaire centré sur la fréquence centrale des AODs, il sera nécessaire de les séparer et de les déplacer de  $25\mu\text{K}$  chacun dans des directions opposées. Dans cette partie, nous allons étudier le type de déplacement que l’on doit réaliser afin de minimiser l’énergie cinétique apportée au système pendant le déplacement. Un déplacement adiabatique permettrait de ne pas apporter d’énergie au système mais imposerait un temps de déplacement beaucoup trop long compte tenu des fréquences d’oscillations proche du  $k\text{Hz}$  du puits. Il s’agit donc d’étudier des déplacements dans le régime non adiabatique. [15].

### 2.2.1 Cas général

On suppose que l’on peut simplifier le système à une seule dimension. On ne s’intéressera qu’au mouvement classique du centre de masse (noté  $x_c(t)$ ) initialement au repos dans un piège harmonique de fréquence  $f_0 = 1\text{ kHz}$ . En considérant que les particules du nuage sont sans interactions, on peut ne s’intéresser au mouvement que d’une seule particule. Un accord entre les résultats théoriques de ce modèle et l’expérience justifie la pertinence de ces hypothèses dans [15]. La particule subit, dans le référentiel du centre du puits harmonique, une force d’inertie  $-m\ddot{x}_p(t)$  avec  $\ddot{x}_p(t)$  l’accélération du centre du puits et  $m$  la masse de la particule. Le principe fondamental de la dynamique permet de déterminer la position du centre de masse en fonction du temps :

$$\ddot{x}_c(t) = -\omega_0^2(x_c(t) - x_p(t)) - \ddot{x}_p(t) \quad (2.3)$$

Afin de résoudre cette équation différentielle, on introduit  $\Delta x = x_c - x_p$ . En remarquant que  $-2\ddot{x}_p(t) = \int dt' \delta(t - t')(-2\ddot{x}_p(t'))$ , on introduit la réponse impulsionnelle  $G(t, t')$  qui vérifie :

$$\ddot{G}(t, t') + \omega_0^2 G(t, t') = \delta(t, t'). \quad (2.4)$$

Une fois  $G(t, t')$  trouvé, on aura simplement :

$$\Delta x(t) = \int_{-\infty}^t dt' G(t, t')(-2\ddot{x}_p(t')). \quad (2.5)$$

Afin de ne pas avoir de problème de divergence à la pulsation  $\omega_0$ , on introduit un frottement  $\eta$  que l'on fera tendre vers 0 à la fin du calcul. On définit la transformée de Fourier de la façon suivante :

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2.6)$$

En passant dans le domaine de Fourier :

$$(-\omega^2 + \omega_0^2 + i\eta\omega) \tilde{G}(\omega, t') = e^{-i\omega t'}. \quad (2.7)$$

En réarrangeant :

$$\tilde{G}(\omega, t') = \frac{e^{-i\omega t'}}{2\Omega} \left( \frac{1}{\omega - \omega_-} + \frac{1}{\omega - \omega_+} \right), \quad (2.8)$$

avec  $\omega_{\pm} = \pm\Omega + \frac{i\eta}{2}$  et  $\Omega = \omega_0 \sqrt{1 - (\frac{\eta}{2\omega_0})^2}$ . Donc :

$$G(t, t') = \frac{1}{4\pi\Omega} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \left( \frac{e^{i\omega(t-t')}}{\omega - \omega_-} + \frac{e^{i\omega(t-t')}}{\omega - \omega_+} \right). \quad (2.9)$$

En utilisant le théorème des résidus, puis  $\eta \rightarrow 0$ , on trouve :

$$G(t, t') = \frac{1}{2\omega_0} \sin \omega_0(t - t'), \quad (2.10)$$

et donc finalement pour l'expression de  $x_c(t)$  :

$$x_c(t) = x_p(t) + \frac{1}{\omega_0} \int_0^t dt' \sin \omega_0(t' - t) \ddot{x}_p(t'). \quad (2.11)$$

En réalisant une intégration par partie, il est possible d'exprimer l'amplitude des oscillations à la fin du déplacement,  $X_c$ , comme la transformée de Fourier de la vitesse en  $\omega_0$  :

$$X_c = |F[\dot{x}_c](\omega_0)|. \quad (2.12)$$

### 2.2.2 Cas d'un mouvement parabolique et cubique

Un mouvement parabolique correspond à un déplacement composé d'une première partie avec une accélération constante  $+a$  puis une décélération constante  $-a$ . C'est le mouvement qui minimise la norme de l'accélération. Cela pourrait éviter des problèmes de déversement des atomes hors du puits dû au changement de potentiel dans le référentiel du centre du puits en raison de la force d'inertie.

Un mouvement cubique permet d'éviter la divergence de la dérivée de l'accélération, le jerk, c'est cette grandeur que les mécaniciens tentent de minimiser lors de l'implémentation de déplacement sur des systèmes mécanique. En effet, le jerk quantifie la quantité de vibrations transmises aux systèmes mécaniques. Dans notre cas, il semble donc intéressant d'étudier un mouvement qui évite la divergence de cette quantité.

Ce mouvement est décomposé en 3 phases entre 0 et T :

- $t < T/4$  :  $a(t) = j_0 t$
- $T/4 < t < 3T/4$  :  $a(t) = -j_0(t - T/2)$
- $3T/4 < t$  :  $a(t) = j_0(t - T)$

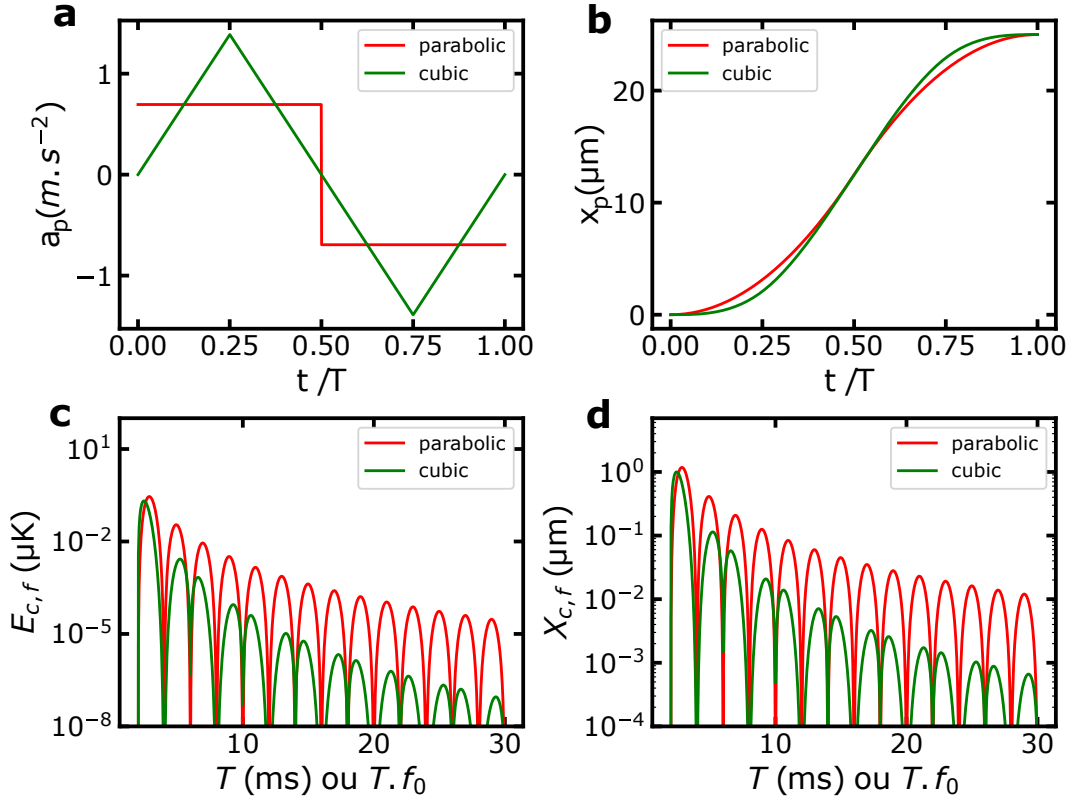


FIGURE 2.9 – **a** : Accélération  $a_p$  en fonction du temps pour les deux types de déplacement. **b** : Position du centre du puits  $x_p$  en fonction du temps pour les deux types de déplacement. **c** : Energie cinétique finale donnée à la particule en fonction de la durée  $T$  du déplacement. **d** : Amplitude des oscillations du centre de masse en fonction de la durée  $T$  du déplacement.

Les trajectoires sont représentées en **Fig.2.9.b**

On souhaite réaliser un déplacement de  $25\text{ }\mu\text{m}$  en utilisant un de ces deux types de mouvements. Quelle sera l'amplitude des oscillations du centre de masse et donc l'énergie cinétique apportée à la particule en fonction de la durée  $T$  du mouvement.

Pour cela, on suppose que l'énergie cinétique transmise à la particule vaut  $E_{c,f} = \frac{1}{2}m\omega_0^2 X_{c,f}^2$  avec  $X_{c,f}$  l'amplitude des oscillations à la fin du déplacement. Les résultats sont présentés en **Fig.2.9.c,d**. L'énergie cinétique apportée est relativement faible ( $\ll 1\text{ }\mu\text{K}$ ) ainsi l'amplitude du mouvement du centre de masse ( $\ll 1\text{ ms}$ ) à partir d'un temps  $T > 10\text{ ms}$ . On observe de plus qu'un déplacement cubique transmet moins d'énergie cinétique à la particule.

### 2.2.3 Cas d'un déplacement linéaire par morceaux

Le problème est que le déplacement du nuage ne peut se faire que de façon linéaire par morceaux. En effet, la position du centre du puits est proportionnelle à la fréquence des ondes sonores que l'on envoie dans les AODs. Pour générer ces fréquences, on utilise un synthétiseur (DDS) qui ne peut réaliser que des rampes de fréquences. Pour déplacer les atomes, nous allons donc devoir réaliser une succession de fonction linéaire pour faire varier la fréquence en fonction du temps. Nous allons voir par la suite l'impact de ce nombre de morceaux sur le chauffage des atomes. Le but est donc de trouver un jeu de  $N_{morc} + 1$   $(t_i, x_i)$  tel que quand on réalise l'interpolation linéaire de ces points, on soit le plus proche possible de la courbe de déplacement quadratique ou cubique.  $N_{morc}$  étant le nombre de morceau linéaire. Plusieurs méthodes de sélection de ces points sont alors possibles.

**Répartition temporelle homogène des  $\{t_i\}_i$  :** La première méthode, la plus naïve, consiste à choisir les  $\{t_i\}_i$  de façon à ce qu'il soit réparti homogènement sur l'axe des temps. Les  $\{x_i\}_i$  associés sont choisis tels que  $x_i = x(t_i)$ . Les résultats sont présentés en **Fig.2.10.a,b**. On observe que tous les  $T.f_0/N_{morc}$

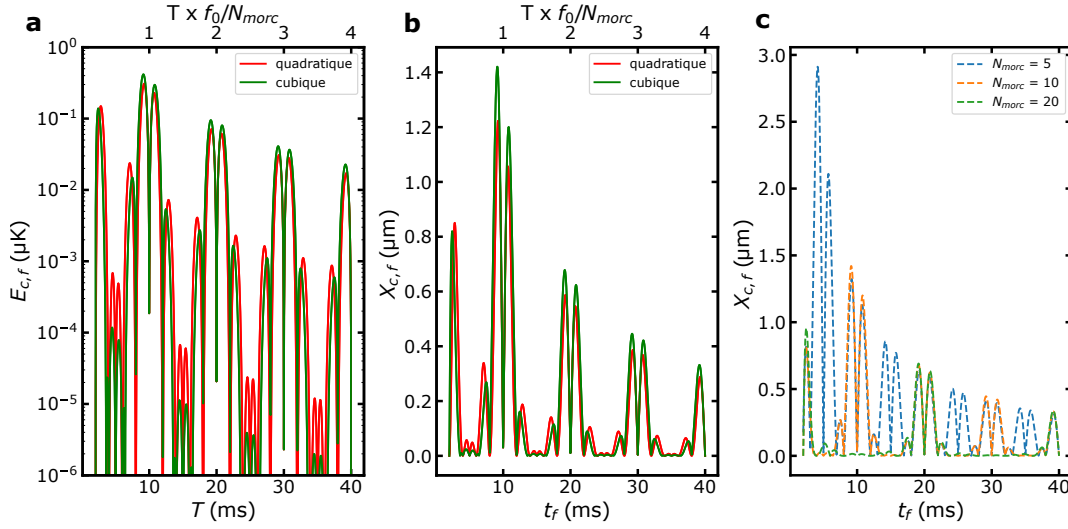


FIGURE 2.10 – On trace en **a** et **b**, respectivement l'énergie cinétique finale de la particule est l'amplitude des oscillations en fonction de la durée du déplacement  $T$  pour  $N_{morc} = 10$  et la première méthode de sélection. En **c**, on trace l'amplitude des oscillations en fonction de la durée du déplacement pour différentes valeurs de  $N_{morc}$

l'amplitude des oscillations augmentent dû au fait que la fréquence des segments devient un multiple de  $f_0$ . Il est donc possible de réduire la fréquence d'apparition de ces pics en augmentant le nombre de morceaux comme représenté en **Fig.2.10.c**. On observe que pour  $N_{morc} = 10$ , il existe des  $T$  tel que l'amplitude des oscillations est relativement faible.

**Minimisation de la distance entre les courbes :** Une autre façon de choisir ces points est de minimiser la distance entre la courbe linéaire par morceaux et la courbe à approcher. Pour cela, il s'agit de trouver les paramètres  $\{t_i, x_i\}_i$  afin de minimiser la quantité :

$$I[\{t_i, x_i\}_i] = \sum_{i=1}^{N_{morc}} \int_{t_i}^{t_{i+1}} dt (x_p(t) - f_i(t))^2 \quad (2.13)$$

avec  $f_i(t)$  la fonction affine reliant les points  $(t_i, x_i)$  à  $(t_{i+1}, x_{i+1})$ . Il s'agit d'une fonction scalaire à minimiser de  $2(N_{morc} - 1)$  paramètres car  $(t_0, x_0)$  et  $(t_{N_{morc}+1}, x_{N_{morc}+1})$  sont fixés par les conditions limites.

Les résultats sont présentés en **Fig.2.11**. Les phénomènes de "résonance" autour des multiples de  $T \cdot f_0 / N_{morc}$  ont disparu mais l'amplitude des oscillations ne s'annule plus comme dans le cas précédent. On ne peut plus tirer l'avantage d'un choix de  $T$  qui permettrait d'avoir de très faibles oscillations.

Il semble que le moyen de limiter ces oscillations parasites soit d'utiliser la première méthode et de choisir une durée de déplacement permettant de minimiser les oscillations. Le type de mouvement (parabolique ou cubique) importe relativement peu sur les effets d'oscillations.

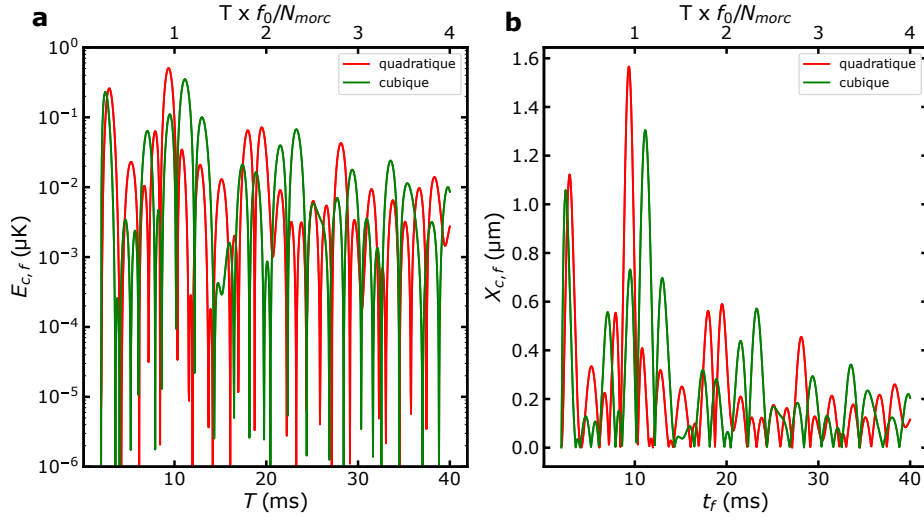


FIGURE 2.11 – On trace en **a** et **b**, respectivement l'énergie cinétique finale de la particule est l'amplitude des oscillations en fonction de la durée du déplacement  $T$  pour  $N_{morc} = 10$  et la deuxième méthode de sélection.

## Conclusion et perspectives

Durant ce stage, j'ai pu déterminer les caractéristiques du piège actuel afin de pouvoir trouver une configuration expérimentale permettant de réaliser deux pièges avec les caractéristiques souhaitées tout en respectant les différentes contraintes expérimentales présentes sur l'expérience. J'ai aussi pu réaliser une étude plus théorique sur le chauffage des atomes lors d'un déplacement non adiabatique qui a mis en évidence que certaines durées de déplacement permettent de minimiser le chauffage du gaz ainsi que les oscillations du centre de masse.

La prochaine étape sera de réaliser les plans du montage optique qui sera mis en place sur le dispositif expérimental. Plusieurs autres faisceaux se combineront avec ceux du piège dipolaire et il sera donc nécessaire de respecter un certain nombre de contraintes. Le choix des configurations pour le piège dipolaire qui a été fait permettra d'avoir assez de souplesse afin de respecter ces différentes contraintes. Dans un deuxième temps, il faudra mettre en place le nouveau dispositif et régler les différentes parties de l'expérience afin que l'on puisse avoir un couplage satisfaisant entre les nuages et la cavité et que l'on arrive à faire de l'EIT sur chacun des deux nuages. Une fois cela fait, il sera possible de se diriger vers la réalisation de la porte Contrôle-Contrôle-Phase.

Au-delà du sujet du stage, les compétences expérimentales et la compréhension théorique de certaines parties de l'expérience seront un grand atout pour la suite de mon travail en thèse. Je tiens pour finir à remercier Alexei, Sébastien et Valentin pour mon accueil dans l'équipe ainsi que pour la patience et la clarté apportée à leurs explications.

# Bibliographie

- [1] Julien Vaneecloo, Sébastien Garcia, and Alexei Ourjoumtsev. Intracavity rydberg superatom for optical quantum engineering : Coherent control, single-shot detection, and optical  $\pi$  phase shift. *Phys. Rev. X*, 12 :021034, May 2022.
- [2] Valentin Magro, Julien Vaneecloo, Sébastien Garcia, and Alexei Ourjoumtsev. Deterministic freely propagating photonic qubits with negative wigner functions. *Nature Photonics*, pages 1–6, 04 2023.
- [3] Bastian Hacker, Stephan Welte, Severin Daiss, Armin Shaukat, Stephan Ritter, Lin Li, and Gerhard Rempe. Deterministic creation of entangled atom–light schrödinger-cat states. *Nature Photonics*, 13(2) :110–115, jan 2019.
- [4] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, G. Gibbs, H.M. Rupper, C. Ell, O.B. Shchekin, and D.G. Deppe. Vacuum rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. *Nature*, 432 :200–203, Nov 2004.
- [5] Roger Gehr, Jürgen Volz, Guilhem Dubois, Tilo Steinmetz, Yves Colombe, Benjamin L. Lev, Romain Long, Jérôme Estève, and Jakob Reichel. Cavity-based single atom preparation and high-fidelity hyperfine state readout. *Physical Review Letters*, 104(20), may 2010.
- [6] J. D. Pritchard, D. Maxwell, A. Gauguier, K. J. Weatherill, M. P. A. Jones, and C. S. Adams. Cooperative atom-light interaction in a blockaded rydberg ensemble. *Physical Review Letters*, 105(19), nov 2010.
- [7] K.-J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 66 :2593–2596, May 1991.
- [8] Julien Vaneecloo. *Nonlinear quantum optics with a single Rydberg superatom coupled to a medium-finesse cavity*. PhD thesis, 2022. Thèse de doctorat dirigée par Ourjoumtsev, Alexei Optique quantique Sorbonne université 2022.
- [9] Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, 59(23) :2631–2634, 1987.
- [10] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(11) :2023–2045, Nov 1989.
- [11] Dian-Jiun Han, Steffen Wolf, Steven Oliver, Colin McCormick, Marshall T. DePue, and David S. Weiss. 3d raman sideband cooling of cesium atoms at high density. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :724–727, Jul 2000.
- [12] K. L. Corwin, S. J. M. Kuppens, D. Cho, and C. E. Wieman. Spin-polarized atoms in a circularly polarized optical dipole trap. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :1311–1314, Aug 1999.
- [13] Rudolf Grimm, Matthias Weidemüller, and Yurii B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms, 1999.
- [14] Claude Cohen-Tannoudji. *Mécanique quantique . Tome I-II / Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, Franck Laloe*. Enseignement des sciences. Hermann, Paris, [2e] ed. rev., corr. et augm. d’une bibliogr. étendue edition, 1980, 1973.
- [15] A. Couvert, T. Kawalec, G. Reinaudi, and D. Guéry-Odelin. Optimal transport of ultracold atoms in the non-adiabatic regime. *EPL (Europhysics Letters)*, 83(1) :13001, jun 2008.
- [16] Daniel Steck. Rubidium 87 d line data. 01 2003.

## Annexe A

# Aspects théorique du calcul par matrice ABCD

Pour un système à symétrie de révolution, le rayon lumineux passant par un point P est totalement défini par un vecteur colonne  $\begin{pmatrix} y \\ n\theta \end{pmatrix}$  dont les éléments sont :

- la coordonnée  $y$  du point P par rapport à l'axe optique,
- l'angle optique  $n\theta$ , produit de l'indice  $n$  du milieu par l'angle d'inclinaison (orienté dans le sens trigonométrique) du rayon par rapport à l'axe optique.

Dans l'approximation paraxiale, l'action sur ce rayon de tout système optique centré peut être représentée par une matrice de transfert  $T$ , qui relie le vecteur représentant le rayon d'entrée  $E$  au vecteur représentant le rayon de sortie  $S$  par :

$$\begin{pmatrix} y_S \\ n_S \theta_S \end{pmatrix}_S = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_E \\ n_E \theta_E \end{pmatrix}_E \quad (\text{A.1})$$

Les éléments de la matrice  $T$  de la traversée du système optique renseignent sur ses grandeurs caractéristiques :

Par exemple, la propagation dans un milieu homogène sur une distance  $z$  s'écrit :  $T = \begin{pmatrix} 1 & z/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ .

Pour la traversée d'un miroir, lentille mince, tous sphériques, de dimension le long de l'axe optique négligeable, la matrice de transfert est :  $T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -V & 1 \end{pmatrix}$

avec  $V$  la vergence du système optique.

La force de ce formalisme est qu'il permet aussi de déterminer l'évolution d'un faisceau gaussien à travers un système optique. On introduit le paramètre complexe du faisceau :

$$q(z) = \frac{1}{\frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w(z)^2}} \quad (\text{A.2})$$

avec  $R(z)$  le rayon de courbure locale du faisceau. La transformation de cette grandeur au travers d'un système optique se fait par l'intermédiaire de la même matrice de transfert  $T$  introduite précédemment. La relation qui lie la valeur de  $q$  entre l'entrée et la sortie s'écrit alors :

$$q_s = \frac{T_{11}q_e + T_{12}}{T_{21}q_e + T_{22}} \quad (\text{A.3})$$



## Annexe B

### Transitions $D_1$ et $D_2$

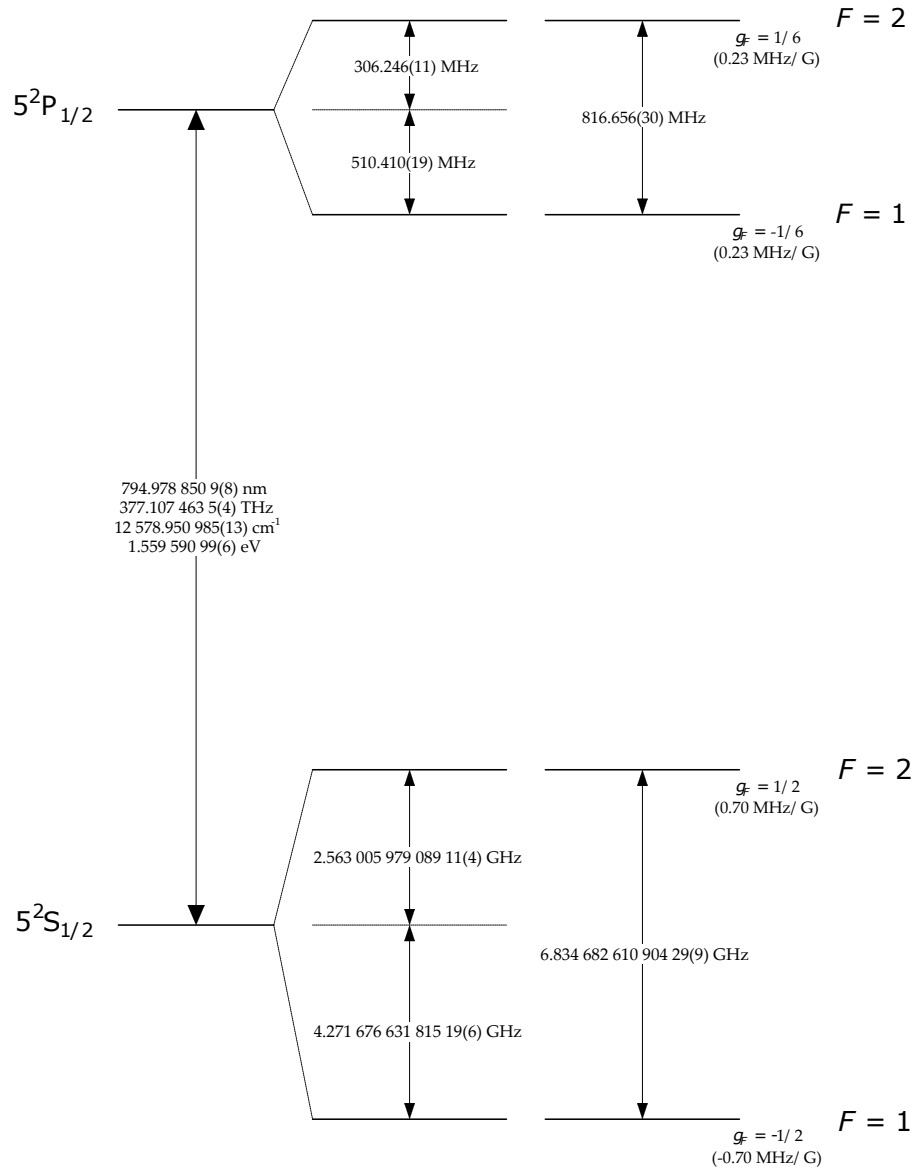


FIGURE B.1 – Structure hyperfine de la transition  $D_1$  du  $^{87}\text{Rb}$ . La figure provient de [16]

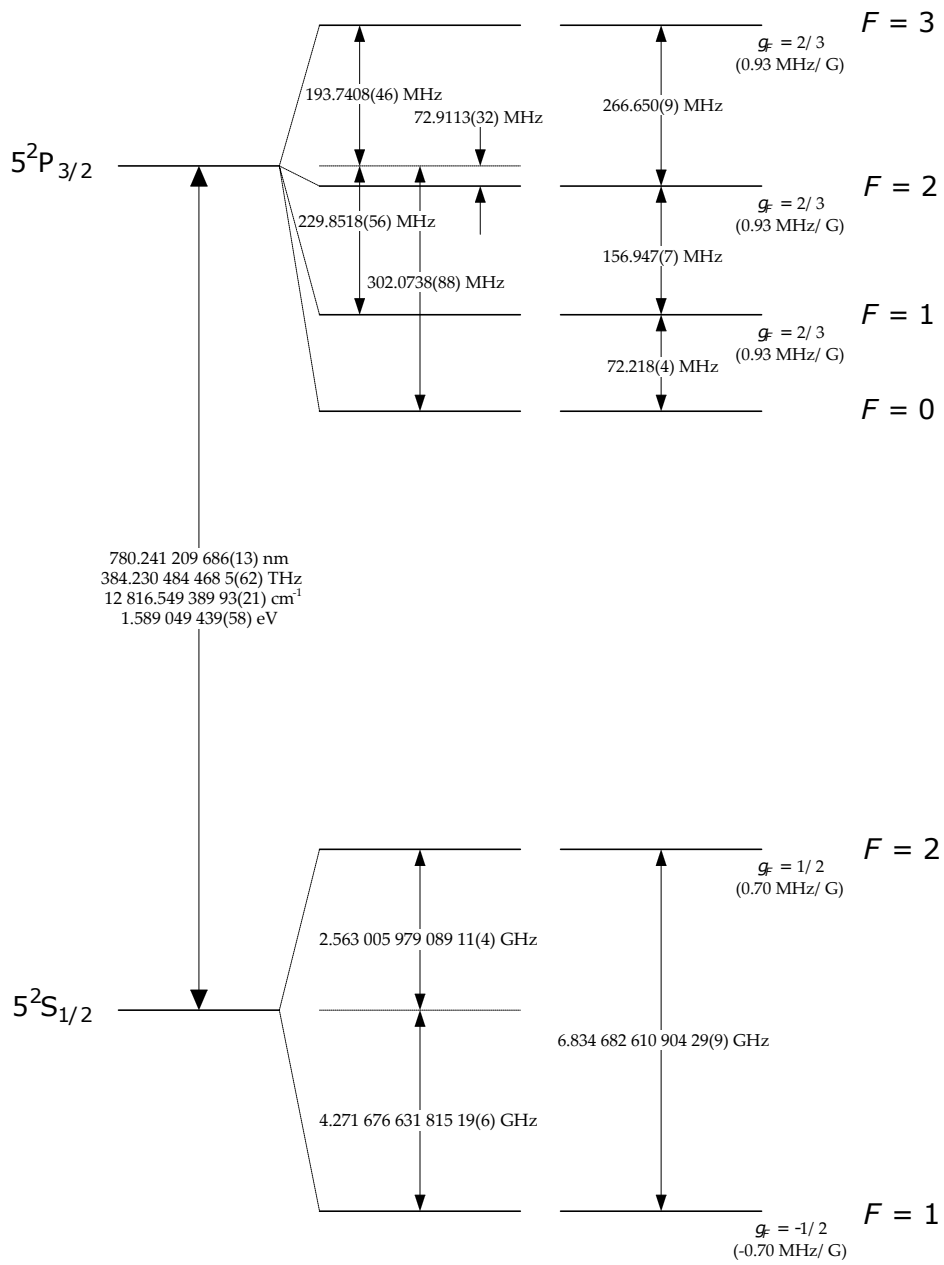


FIGURE B.2 – Structure hyperfine de la transition  $D_2$  du  $^{87}\text{Rb}$ . La figure provient de [16]