

---

# Conception d'une pince optique micrométrique à atome unique

---

**Résumé :** Les pinces optiques, introduites en 1987, sont aujourd’hui très utilisées en laboratoire pour piéger et manipuler toute sorte de particules. Ce stage avait pour but de concevoir une pince optique à atome unique, i.e. de réaliser un faisceau optique fortement focalisé, et ce, sous différentes contraintes. Ce rapport a pour objet de décrire les problèmes rencontrés pendant ce stage. L’accent est donc mis sur les résultats expérimentaux et leur explication, les aspects théoriques n’y étant exposés que dans les grandes lignes. Différentes techniques de mesure ont été expérimentées, chacune soulevant leur lot de questions, et mettant en évidence la difficulté de mesurer une distance micrométrique avec précision. La largeur du piège finalement atteinte est bien de l’ordre de  $2 \mu\text{m}$  conformément à l’objectif fixé, mais avec une incertitude non négligeable. Ces résultats montrent les limites du montage envisagé initialement, ce qui ouvre de nombreuses pistes d’amélioration.

**Mots clés :** optique gaussienne, laser, pince optique, atome unique.

Stage encadré par : **Alexei Ourjoumtsev**

alexei.ourjoumtsev@college-de-france.fr | (+33) 1 44 27 14 74

Equipe Photonique Quantique des Jeunes Equipes de Physique du Collège de France

11 place Marcelin Berthelot

75231 PARIS 5E, FRANCE

<https://jeipcdf.cnrs.fr/quantum-photonics/>



30 mai 2023 - 21 juillet 2023

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Présentation du contexte et des objectifs</b>	<b>3</b>
1.1 Présentation générale de l'expérience . . . . .	3
1.1.1 Interaction entre lumière/matière et blocage Rydberg . . . . .	3
1.1.2 Transparence électromagnétiquement induite . . . . .	4
1.1.3 Dispositif expérimental . . . . .	4
1.2 Les pinces optiques . . . . .	5
1.2.1 Piège dipolaire . . . . .	5
1.2.2 Blocage collisionnel . . . . .	7
1.2.3 Objectifs du stage . . . . .	7
<b>2 Mise en place expérimentale de la pince optique</b>	<b>8</b>
2.1 Conception d'une pince optique . . . . .	8
2.1.1 Le dispositif expérimental . . . . .	8
2.1.2 Mesure du waist . . . . .	9
2.2 Déplacement du waist . . . . .	9
2.2.1 Description des modulateurs acousto-optiques . . . . .	10
2.2.2 Influence de la fréquence de l'AOM . . . . .	11
2.3 Amélioration du waist . . . . .	12
2.3.1 Nouveau dispositif expérimental et mesure du waist . . . . .	12
2.3.2 Déplacement du waist . . . . .	13
<b>3 Amélioration des mesures</b>	<b>14</b>
3.1 Résolution du système d'imagerie . . . . .	14
3.2 Autres techniques de mesure : scan du faisceau avec une lame . . . . .	14
3.2.1 Scan avec un balayage en fréquence de l'AOM . . . . .	15
3.2.2 Scan avec un déplacement de la lame grâce à des piézos électriques . .	16
3.3 Comparaison des mesures . . . . .	17
<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>19</b>
<b>Références</b>	<b>20</b>
<b>Annexes</b>	<b>21</b>
<b>A Déplacement du foyer selon l'axe z</b>	<b>21</b>
<b>B Optique gaussienne</b>	<b>22</b>
<b>C Optique matricielle</b>	<b>24</b>
<b>D Fonction d'erreur</b>	<b>26</b>
<b>E Contrôle des piézos électriques</b>	<b>28</b>

# Remerciements

Je tiens à remercier chaleureusement mon maître de stage et chargé de recherche au CNRS, Alexei OUJOURMTSEV ainsi que Sébastien GARCIA, chargé de recherche au CNRS, qui ont su se montrer patients, attentifs et prêts à répondre à toutes mes questions. Je remercie également Valentin MAGRO, doctorant en deuxième année, et Antoine COVOLO, stagiaire de M2 et futur doctorant, qui m'ont aidé sur les montages expérimentaux. Enfin, je les remercie tous de m'avoir fait partager leur expertise et découvrir le domaine de la mécanique quantique expérimentale.

# Introduction

L'équipe Photonique Quantique du Collège de France a pour objectif de créer des interactions cohérentes entre photons optiques. Cependant, les photons n'interagissent pas entre eux dans l'espace libre. Une possibilité pour les faire interagir est d'utiliser les non-linéarités résultantes de l'interaction lumière/matière. Dans cet objectif, l'équipe travaille en cavité, sous vide, avec un nuage froid d'atomes de Rubidium.

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 conçu la première source déterministe de photon unique à fonction de Wigner négative [2].

Dans le futur, l'équipe envisage de piéger des atomes uniques avec des pinces optiques [3] puis de les déplacer [4], et mon stage leur a permis d'en appréhender les limites expérimentales. J'ai donc testé différentes configurations optiques, sous les contraintes fixées par la lentille déjà présente dans l'ensemble à vide de l'expérience principale.

Dans un premier temps, je vais me pencher sur la description générale de l'expérience principale puis sur la théorie des pinces optiques. Dans un second temps, j'en décrirai le dispositif expérimental, puis les techniques de mesure utilisées et les résultats obtenus. Pour finir, je parlerai des améliorations apportées au montage et celles pouvant être envisagées à l'avenir.

## 1 Présentation du contexte et des objectifs

### 1.1 Présentation générale de l'expérience

#### 1.1.1 Interaction entre lumière/matière et blocage Rydberg

La manière la plus simple pour faire interagir des photons entre eux est de les envoyer simultanément sur un atome, car celui-ci ne peut absorber qu'un photon à la fois. Deux problèmes se posent alors : la probabilité d'absorption d'un photon par cet atome est faible et l'émission spontanée du photon par l'atome est isotrope (i.e. elle se fait dans toutes les directions de l'espace) : l'information transportée par le photon est alors perdue dans la plupart des cas.

Une manière de contrôler le mode dans lequel est réémis le photon ainsi que d'augmenter le nombre d'aller-retours du photon, est de placer l'atome dans une cavité de grande finesse, et donc d'utiliser des miroirs d'excellente qualité. De plus, il convient d'utiliser une cavité de petit volume en réduisant la distance entre les miroirs et de réduire la taille du

faisceau au niveau de l'atome car l'interaction lumière/matière est proportionnelle à l'amplitude du champ électrique au niveau de l'atome. Cependant, ces méthodes posent de nombreux problèmes techniques et de répétabilité.

En sachant que le couplage entre lumière/matière est multiplié par la racine du nombre d'atomes, l'équipe dans laquelle j'ai effectué mon stage a donc choisi une approche différente : l'utilisation d'un nuage de N atomes couplés à des états de Rydberg dans une cavité de moyenne finesse et de taille centimétrique, où l'état de Rydberg permet d'introduire la non-linéarité qui empêche un deuxième photon d'être absorbé par le nuage [2].

Les états de Rydberg sont caractérisés par des états quantiques très excités ( $n \gg 50$ ). 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 (de l'ordre de la milliseconde) et une largeur de raie très étroite. Mais c'est surtout la forte interaction dipolaire entre deux atomes de Rydberg qui explique leur utilisation dans l'expérience.

En effet, considérons deux atomes séparés d'une distance  $r$ . Le coefficient de l'interaction de Van der Waals en  $C_6/r^6$  devient très grand quand  $n$  augmente car  $C_6 \propto n^{11}$ . 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 d'environ  $10 \mu\text{m}$  (pour  $n = 100$ ), appelé rayon de blocage (voir la figure 1). 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 : c'est ce qu'on appelle le blocage de Rydberg. Afin qu'une seule excitation Rydberg ne puisse exister, il est donc nécessaire que la taille du nuage soit inférieure à ce rayon de blocage.

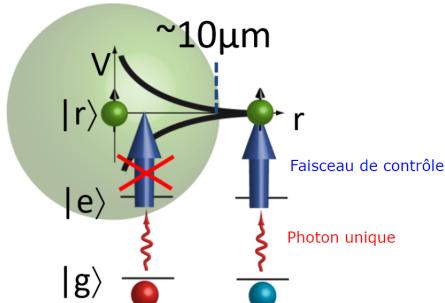


FIGURE 1 – Schéma du principe du blocage de Rydberg

### 1.1.2 Transparence électromagnétiquement induite

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 état  $|r\rangle$ , par l'intermédiaire d'un état  $|e\rangle$ , comme représenté sur la figure 1. Dans la condition  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_r - \omega_g$ , on réalise de la transparence électromagnétiquement induite (EIT) [5]. Il y a alors création d'un polariton, superposition cohérente entre un photon et une excitation collective de  $|r\rangle$  délocalisé dans le nuage, qui a pour particularité d'être "noir" : la population dans l'état  $|e\rangle$  est nulle et la densité optique du nuage est proche de 0. On crée de la non-linéarité en choisissant un état de Rydberg pour l'état  $|r\rangle$ , ce qui empêche la création d'un deuxième polariton grâce aux interactions dipolaires.

### 1.1.3 Dispositif expérimental

L'équipe utilise un gaz de 800 atomes de  $^{87}\text{Rb}$  dans une cavité sous vide torsadée, composée de 4 miroirs de finesse modérée ( $F = 675$  à  $795 \text{ nm}$ ). La taille du nuage doit être inférieure

au rayon de blocage afin de n'avoir qu'un seul état de Rydberg, soit de l'ordre de 5  $\mu\text{m}$  [2].

Pour avoir un temps de cohérence du polariton suffisamment grand ( $\tau_c \approx 3\mu\text{s}$ ), il est nécessaire que la température du gaz soit suffisamment faible, de l'ordre de 4  $\mu\text{K}$ . Afin de limiter la quantité de vapeur chaude au sein de la cavité, le Rubidium solide est chauffé et libère des vapeurs chaudes dans une autre chambre. Plusieurs étapes de refroidissement et de transport sont alors nécessaires [6], permettant d'obtenir une température finale de 2  $\mu\text{K}$ .

Bien que travailler avec un nuage d'atomes permette de résoudre différents problèmes comme vu précédemment, l'équipe envisage de travailler dans le futur avec des atomes uniques dans des états de Rydberg afin de régler les problèmes de déphasage pouvant survenir entre les différents atomes du nuage. Ainsi, l'équipe cherche à vérifier l'intérêt de mettre en place des pièges à atome unique. Mon stage avait donc pour objectif de répondre à cette question en concevant une pince optique à blocage collisionnel.

## 1.2 Les pinces optiques

### 1.2.1 Piège dipolaire

Un piège dipolaire est un type de piège utilisé pour piéger tout type de particules. Il utilise l'interaction entre les moments dipolaires électriques des particules et un champ électromagnétique extérieur. Ils offrent une grande flexibilité en termes de forme et de taille, permettant de piéger aussi bien des atomes, des molécules, que des cellules biologiques. Ils peuvent être décrits à l'aide d'un modèle semi-classique et mettent en oeuvre généralement un faisceau laser gaussien [7].

On définit au préalable les constantes :

- $c = 299\,297\,456.2 \text{ m s}^{-1}$  : la vitesse de la lumière
- $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$  : la permittivité du vide
- $\hbar = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}$  : la constante de Planck réduite
- $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$  : la constante de Boltzmann

L'Hamiltonien décrivant l'interaction entre un atome décrit quantiquement et un champ électromagnétique classique  $\mathbf{E}$  à la pulsation  $\omega$  est donné par :  $\hat{H}_{\text{sm}} = -\hat{d} \cdot \mathbf{E}$ , où  $\hat{d}$  est l'opérateur dipolaire. En se limitant au cas d'un système à deux niveaux  $|g\rangle$  et  $|e\rangle$ , il s'écrit :

$$\hat{d} = \sum_{e,g} d_{eg} |e\rangle \langle g| , \quad (1)$$

avec  $d_{eg} = \langle e | \hat{d} | g \rangle$ . On introduit la pulsation atomique  $\omega_{\text{at}} = \omega_e - \omega_g$ . On définit le désaccord  $\delta = \omega - \omega_{\text{at}}$ , ainsi que le taux de transition de l'état  $|e\rangle$  à l'état  $|g\rangle$  par  $\Gamma_e = \frac{\omega_{\text{at}}^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |d_{ge}|^2$ . La force résultant de cette interaction s'appliquant sur l'atome, repéré par sa position  $\mathbf{r}$ , est appelée force dipolaire et s'écrit alors [8] :

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

avec  $s(\mathbf{r})$  la saturation du laser et  $\Omega(\mathbf{r})$  la pulsation de Rabi définies par :

$$s(\mathbf{r}) = \frac{\Omega^2(\mathbf{r})/2}{\delta^2 + \Gamma_e^2/4} \quad \text{et} \quad \Omega(\mathbf{r}) = \frac{-2(d_{ge} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}))}{\hbar} . \quad (3)$$

Cette force étant conservative, les atomes ressentent un potentiel dipolaire donné par :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1 + s(\mathbf{r})). \quad (4)$$

En choisissant un désaccord négatif, le potentiel devient attractif dans les régions de haute intensité du laser, offrant alors la possibilité de piéger un atome. De plus, nous nous intéressons dans notre cas aux grands désaccords ( $s(\mathbf{r}) \ll 1$  et  $\delta \gg \Gamma_e, \Omega(\mathbf{r})$ ), menant à une simplification du potentiel dipolaire en :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar \Omega(\mathbf{r})^2}{4\delta} \approx \frac{\hbar \Gamma_e^2}{8\delta} \frac{I(\mathbf{r})}{I_{s,e}}, \quad (5)$$

où  $I_{s,e} = \frac{\hbar\omega_{\text{at}}^3\Gamma_e}{12\pi c^2}$  est l'intensité de saturation.

Dans notre cas, nous souhaitons piéger des atomes de rubidium  $^{87}\text{Rb}$ . En tant qu'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 [9]. Les termes prédominants sont ceux associés aux transitions de sa structure fine :

- $D_1 : ^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ ,  $\lambda_1 = 795 \text{ nm}$ ,  $\Gamma_1 = 36.129 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ;
- $D_2 : ^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ ,  $\lambda_2 = 780 \text{ nm}$ ,  $\Gamma_2 = 38.117 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ .

Dans le cadre où la polarisation du champ est linéaire, il est alors possible de montrer, via l'utilisation de l'élément dipolaire réduit et des coefficients de Clebsh-Gordan [10], que le potentiel dipolaire perçu par le niveau fondamental est :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{24} \left( \frac{\Gamma_1^2}{I_{s,1}\delta_1} + \frac{2\Gamma_2^2}{I_{s,2}\delta_2} \right) I(\mathbf{r}), \quad (6)$$

où  $\delta_i = \omega - \omega_i$  : la différence de pulsation entre le laser et le niveau d'énergie correspondant à la transition  $D_i$ . Pour créer le shift de fréquence nécessaire, il faut donc un laser de longueur d'onde supérieure à celles des deux niveaux d'énergies du rubidium, soit  $\lambda > 795 \text{ nm}$ . Notre choix s'est donc porté sur un laser proche infrarouge,  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ .

Comme nous utilisons un faisceau gaussien de largeur minimale  $w_0$ , à partir des formules 18 et 25 (annexe B), le potentiel dipolaire s'écrit alors :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{U_0}{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}}, \quad (7)$$

avec  $U_0 = -\frac{\hbar P}{12\pi w_0^2} \left( \frac{\Gamma_1^2}{I_{s,1}\delta_1} + \frac{2\Gamma_2^2}{I_{s,2}\delta_2} \right)$ , la profondeur du puits de potentiel, et  $P = \frac{I_0 w_0^2 \pi}{2}$ , la puissance du laser.

En supposant que l'énergie cinétique des atomes de Rubidium de masse  $m$  est faible devant le potentiel, on peut supposer que ces derniers n'explorent que le fond du puits. On peut alors approximer le puits par un potentiel harmonique de pulsation radiale et axiale données par :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_r^2}}. \quad (8)$$

La puissance du laser à utiliser dépend alors de la température des atomes, car leur mouvement thermique doit rester confiné au fond du puits de potentiel. Cependant, un

décalage lumineux induit aussi des variations de fréquence de transition atomique difficile à suivre pour les faisceaux laser lorsqu'elle deviennent trop importantes, donc il faut trouver un juste milieu entre la profondeur et la largeur du puits.

En supposant que le laser de longueur d'onde  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$  ait un waist de  $w_0 = 2\mu\text{m}$ , pour obtenir un puits de profondeur  $U_0/k_B$  de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{K}$ , il faut que la laser ait une puissance  $P = 0,95 \text{ W}$ .

### 1.2.2 Blocage collisionnel

Le piège dipolaire possède de nombreux avantages, mais un problème se pose : comment pouvons-nous piéger un unique atome de manière certaine. Il existe différentes possibilités, dont le blocage collisionnel qui implique un très fort confinement spatial de l'atome mais permet de limiter le nombre d'atomes à 0 ou 1 dans le piège. En effet, si un atome est déjà piégé et qu'un second arrive, ils s'expulseront tous deux du piège par manque de place, mais surtout à cause de collisions inélastiques [3]. On a donc une probabilité d'environ 50% d'avoir un atome unique.

Une manière de concevoir ce type de micro-piège est de focaliser le laser au maximum, afin d'obtenir une largeur de faisceau minimale au foyer, appelée waist. Ceci permet de confiner l'atome dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation. Cependant, nous cherchons à confiner l'atome unique avec un seul laser et selon les 3 directions de l'espace. A cause de la décroissance lorentzienne de l'intensité du faisceau selon l'axe de propagation pour assurer le confinement de l'atome selon cette direction, il faut que le waist soit de l'ordre du  $\mu\text{m}$  afin d'avoir une faible longueur de Rayleigh, définie comme la distance (comptée en partant du waist) au bout de laquelle la surface du faisceau est doublée (pour plus de détails, voir l'annexe B). Ainsi, l'atome se retrouve confiné dans un volume cylindrique [8] :

$$V = \pi w_0^2 z_r = \frac{\pi^2 w_0^4}{\lambda}, \quad (9)$$

qu'on va chercher à minimiser, à l'aide d'un waist s'approchant de  $1 \mu\text{m}$  ( $V = 9 \mu\text{m}^3$ ).

### 1.2.3 Objectifs du stage

Ce stage a eu pour objectif la création d'une pince optique à l'aide d'un laser de longueur d'onde  $1,064 \mu\text{m}$ , afin de confiner un atome de Rubidium, en respectant de nombreux critères :

- la mise en place du blocage collisionnel, impliquant un volume de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{m}^3$ ;
- la focalisation maximale du laser avec la lentille imposée par l'expérience principale, afin d'approcher un waist de un micromètre;
- la possibilité de déplacer l'atome piégé dans une des deux directions perpendiculaires à l'axe de propagation, afin de pouvoir créer à l'avenir plusieurs pièges optiques séparés de quelques waists chacun;
- la température de l'atome de l'ordre de la dizaine de microkelvins, impliquant une puissance de laser de l'ordre du watt.

Ce dernier point n'a pas été appliqué lors des mesures, afin d'éviter la saturation des appareils ainsi que leur échauffement. Dans la suite de ce rapport, les définitions des termes techniques ainsi que les formules mathématiques pourront être retrouvées en annexe B et C.

## 2 Mise en place expérimentale de la pince optique

### 2.1 Conception d'une pince optique

#### 2.1.1 Le dispositif expérimental

La pince optique conçue utilise un laser proche infrarouge de longueur d'onde  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$  (cf. 1.2.1) émettant un faisceau qui sort de la fibre puis du collimateur avec un diamètre de 1 mm, qu'on va chercher à focaliser à 2  $\mu\text{m}$  dans un premier temps (cf. 1.2.2), afin d'avoir une longueur de Rayleigh d'environ 12  $\mu\text{m}$ .

Le piège optique envisagé devait prendre en compte différentes contraintes expérimentales imposées par le montage principal :

- avoir un waist de 0,5 mm (la raison sera donnée en 2.2.1) en début de chemin optique.
- Il a donc fallu réaliser un premier télescope composé de deux lentilles convergentes de focales respectives 200 mm et 100 mm, afin d'avoir un grossissement de 1/2;
- le dernier télescope de la pince optique était imposé par le dispositif expérimental principal, avec un grossissement de 8/3;
- le montage doit être le plus compact possible sur la table optique.

En considérant ces problématiques et sachant que nous désirons obtenir un waist de 2  $\mu\text{m}$  en sortie du dernier télescope, avec la formule 29 (annexe B), nous devons avoir un waist de 8 mm avant l'entrée de celui-ci. Pour ce faire, on ajoute un télescope avec grossissement 6, formé de deux lentilles convergentes de focales respectives 50 mm et 300 mm. Enfin, le foyer est focalisé par une lentille asphérique de focale 50 mm, identique à la lentille sous vide.

S'ajoute à cela des contraintes expérimentales afin de rester dans les conditions de Gauss. Tout d'abord, l'alignement des optiques est primordial : le faisceau doit passer au centre des objets optiques, les télescopes doivent être parfaitement collimatés et les lentilles doivent être perpendiculaires au faisceau et respecter la règle des 4p ('côté le plus plat le plus proche du foyer'). De plus, il est important de souligner que nous utilisons des lentilles de courtes focales ; afin de limiter toute aberration, il convient d'utiliser des doublets achromatiques. Enfin, les distances entre les télescopes, déterminées grâce aux matrices ABCD (cf. annexe C), ont été au mieux respectées.

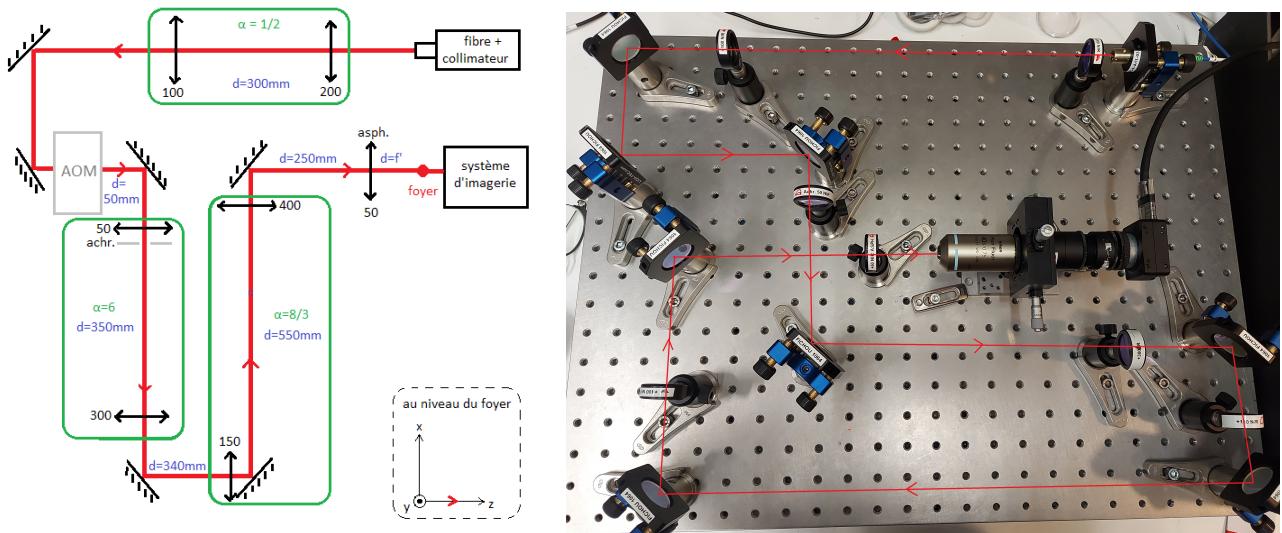


FIGURE 2 – Gauche : schéma du montage théorique ; les éléments en gris ainsi que le positionnement des miroirs seront détaillés ultérieurement. Droite : montage expérimental.

### 2.1.2 Mesure du waist

Une première mesure du waist a été réalisée à l'aide d'un système d'imagerie placé à 50 mm du foyer. Ce dernier est composé d'un objectif de microscope NIKON de grossissement x40 et d'ouverture numérique 0,75, ainsi que d'un doublet achromatique de focale 75mm placé dans le plan image de l'objectif, qui permet de faire la mise au point sur une caméra CMOS (voir la figure 2). La résolution spatiale du système sera discutée ultérieurement, en 3.1. La caméra est pilotée par un programme Python permettant de visualiser le faisceau en direct, de modéliser son intensité par une gaussienne et d'en calculer le waist.

Afin d'obtenir une mesure précise, la taille du faisceau a été mesurée à différentes distances par rapport au foyer. Via un ajustement par la fonction `fit` sur Python, les différentes mesures ont permis de remonter à la taille précise du waist. Les incertitudes sont un résultat de la difficulté pour Python de déterminer le waist précisément, qui augmente quand on s'éloigne du foyer, à cause de l'apparition d'une tâche d'Airy au centre du faisceau.

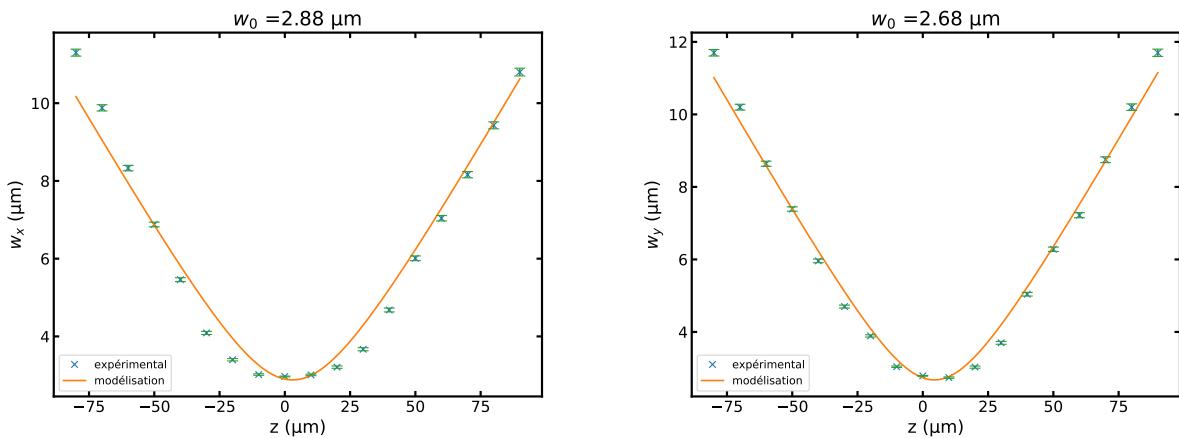


FIGURE 3 – Largeur du faisceau selon l'axe x (gauche) et l'axe y (droite) en fonction de la distance z selon l'axe optique ( $P = 1,5 \mu\text{W}$ ).

Les valeurs obtenues (avec des incertitudes de l'ordre de  $10^{-4} \mu\text{m}$ ) sont supérieures à celles théoriques prévues par l'optique gaussienne, ce qui peut s'expliquer par différentes raisons. Tout d'abord, le montage n'est pas parfait et les distances entre les deux lentilles formant un télescope sont difficiles à régler, en particulier celle du dernier télescope. S'ajoute à cela la résolution du capteur, qui nous est inconnue, et sera donc évaluée dans la partie 3.1. De plus, bien que le 0 selon  $z$  soit arbitraire, on remarque tout de même que le waist selon  $x$  ne se situe pas au même endroit que celui selon  $y$ , à cause de problèmes d'astigmatisme. Il faut préciser que le faisceau est légèrement coupé sur les bords par le dernier miroir et la dernière lentille à cause de sa taille selon  $x$ , ce qui peut expliquer la plus grande valeur du waist selon  $x$  que  $y$ . Enfin, la diffraction (due à la taille du dernier miroir, à la faible ouverture numérique de la lentille de 50 mm et du système d'imagerie) apparaît comme le facteur le plus limitant, expliquant la différence entre le modèle de l'optique gaussienne et les résultats expérimentaux.

## 2.2 Déplacement du waist

L'objectif d'une pince optique est de piéger un atome, mais aussi de pouvoir le déplacer par la suite [4]. En effet, la conception de plusieurs pinces optiques semblables est envisagée dans le futur. Chaque pince serait séparée d'une distance d'environ quelques waists, et

permettrait de piéger un atome unique, augmentant ainsi la probabilité totale d'obtenir un atome unique piégé.

Une manière de translater l'atome selon l'axe x est d'utiliser un modulateur acousto-optique (AOM) en jouant sur la fréquence de l'onde sonore envoyée. Pour le déplacer selon l'axe z, on peut changer la position d'une lentille afin de déplacer le foyer après la dernière lentille ; cette partie n'étant pas très pertinente par rapport aux objectifs de l'équipe, elle est à retrouver en annexe A.

### 2.2.1 Description des modulateurs acousto-optiques

Commençons par une brève description des modulateurs acousto-optiques (AOMs), inspirée de l'article [11]. Leur principe repose sur la diffraction de la lumière grâce à une onde acoustique. En effet, un signal radio-fréquence (RF) de l'ordre du mégahertz est envoyé dans un transducteur piézoélectrique qui génère une onde acoustique à travers un cristal, généralement du quartz. Des plans de compression et de dilatation apparaissent dans le milieu faisant alors varier périodiquement l'indice optique du cristal. Lorsque le faisceau laser pénètre dans le milieu, il y a alors interaction entre les photons et les phonons de l'onde mécanique sonore, menant à la diffraction du faisceau sur plusieurs ordres.

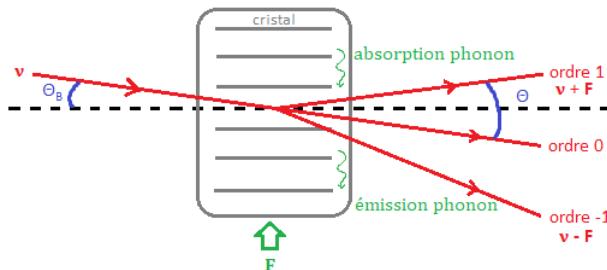


FIGURE 4 – Absorption et émission de phonons par le photon incident.

De plus, les AOMs sont conçus de manière à se placer dans le régime de Bragg, dépendant de la longueur d'onde du laser  $\lambda$ , de l'onde acoustique ainsi que de l'épaisseur du cristal qui nous impose un rayon de 0,5 mm en entrée. Ainsi, tous les ordres d'interférence s'annulent entre eux, sauf le premier (i.e. l'ordre 1 et -1) et on note l'apparition d'un angle d'incidence spécifique  $\Theta_B$ , appelé angle de Bragg, qui donne une diffraction efficace pour un ordre précis (dans notre cas l'ordre -1), dépendant de la fréquence  $F$  de l'onde sonore :

$$\Theta_B = \frac{\lambda F}{2Vn} \quad (10)$$

avec  $n$  l'indice du cristal et  $V$  la vitesse de l'onde sonore dans le cristal. Il est important de noter que les angles de diffractions  $\Theta$  (pour les ordres non nuls) dépendent de la longueur d'onde  $\Lambda$  du signal acoustique :

$$\sin(\Theta) = \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{\lambda F}{V} \quad (11)$$

L'AOM utilisé ici est composé de dioxyde de tellure ( $TeO_2$ ), donc  $V = 4200 \text{ m s}^{-1}$ . Il possède une bande-passante de largeur 50 MHz, centrée autour de 110 MHz. Cependant, dans notre cas, on remarque que l'intensité lumineuse maximale à l'angle de Bragg ne se trouve pas à 110 MHz, mais plutôt aux alentours de 100 MHz, car pour une raison qu'on ignore, le générateur de RF génère plus de puissance quand la fréquence diminue. De plus, nous avons considéré l'ordre -1, car l'ordre 1 occasionnerait des interférences avec d'autres lasers de l'expérience principale.

## 2.2.2 Influence de la fréquence de l'AOM

Avant de déplacer le foyer selon x, il a fallu concentrer au mieux l'intensité de notre faisceau dans l'ordre -1 en jouant sur l'angle de Bragg (efficacité  $\approx 75\%$ ) puis couper l'ordre 0 à l'aide d'un diaphragme. Ces réglages ont été possibles grâce aux miroirs avant et après l'AOM (se référer au schéma 2) et à la monture de l'AOM. De plus, le plan de sortie de l'AOM doit se trouver idéalement dans le plan objet de la lentille de 50mm, afin qu'aucun angle ne s'ajoute à celui de la déflection, qui aurait pu être amplifié par les différents télescopes.

Ensuite, il a fallu s'assurer qu'on conservait la même taille de waist avec l'ordre -1. En l'occurrence, ce n'était pas le cas : on trouve un waist plus grand mais surtout très dissymétrique en x et y. En effet, en cherchant à avoir un waist le plus petit possible selon x, celui-ci augmentait selon y et vice versa. Cela s'explique par le fait que le faisceau est tronqué en sortie de l'AOM selon l'axe y. Il a donc fallu choisir un juste milieu entre les deux.

De plus, on a pu observer une plus grande diffraction, résultant de la petitesse de l'ouverture en sortie de l'AOM, ce qui a eu pour conséquence de faire beaucoup varier les mesures de largeur du waist, menant à des incertitudes de lecture. Enfin, une modélisation finale des valeurs avec les équations 18 et 23 (annexe B), a permis de calculer une incertitude sur le waist mesuré.

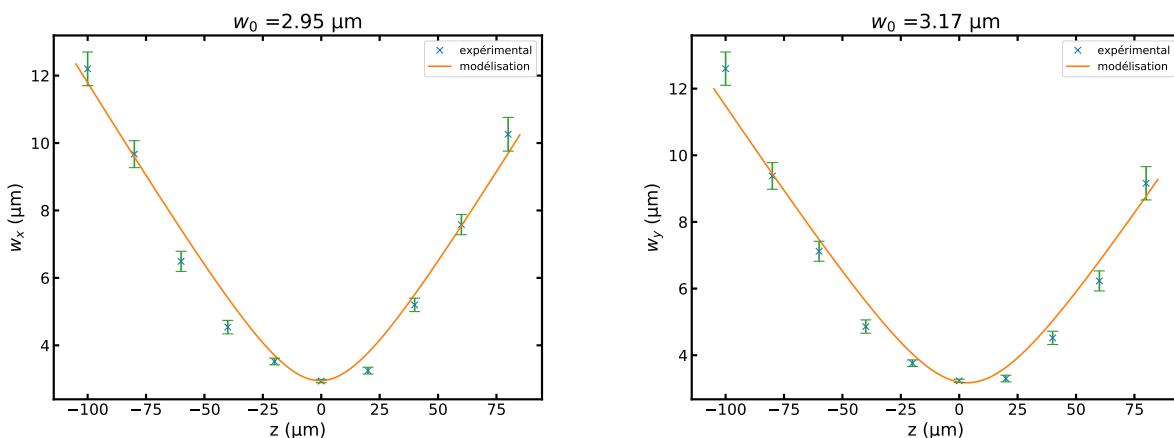


FIGURE 5 – Largeur du faisceau selon x (droite) et y (gauche) en présence de l'AOM, en fonction de la distance z ( $P = 1,5 \mu\text{W}$ ).

On obtient des valeurs supérieures (avec une incertitude de l'ordre de  $10^{-3} \mu\text{m}$ ) à celle avant l'AOM, pouvant s'expliquer par la difficulté de son alignement, ainsi que la présence probable d'impuretés dans le cristal.

Après avoir remesuré le waist, on a donc cherché à relier la fréquence envoyée dans l'AOM au déplacement du foyer selon l'axe x. Nous avons obtenu une relation linéaire comme attendue. Il est important de souligner qu'un déplacement selon x de  $30 \mu\text{m}$  modifie très faiblement notre waist (de l'ordre de  $0,02 \mu\text{m}$ ), pouvant s'expliquer par le fait que le faisceau soit légèrement tronqué en sortie de l'AOM qui n'est pas forcément bien perpendiculaire au faisceau.

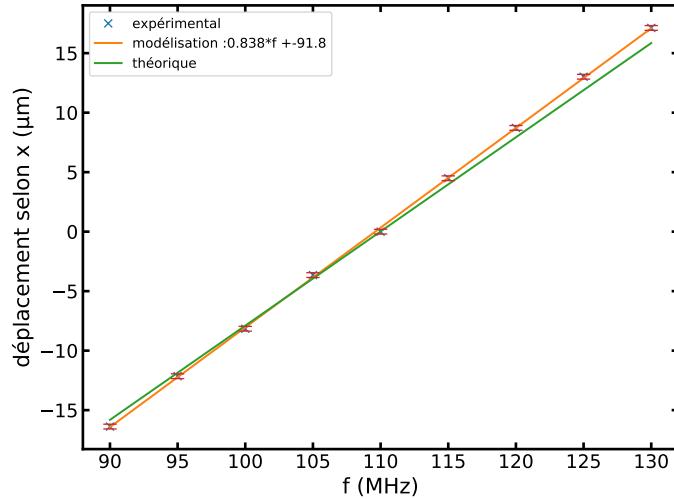


FIGURE 6 – Déplacement du faisceau selon  $x$  en fonction de la fréquence envoyée dans l’AOM ( $P = 1,5 \mu\text{m}$ ).

Ainsi, avec une plage de fréquence de 40 MHz, on est capable de déplacer le foyer sur 30  $\mu\text{m}$ , ce qui peut sembler faible mais suffisant pour réaliser plusieurs pièges optiques comme envisagé. Cela concorde avec la théorie des matrices ABCD (cf. annexe C) et surtout le fait que nous travaillons avec de gros faisceaux et donc des angles de déflections petits.

## 2.3 Amélioration du waist

### 2.3.1 Nouveau dispositif expérimental et mesure du waist

Afin d’avoir un waist plus petit, soit de  $1,25 \mu\text{m}$  en théorie, nous avons remplacé le doublet achromatique de focale de 50 mm par un de 30 mm.

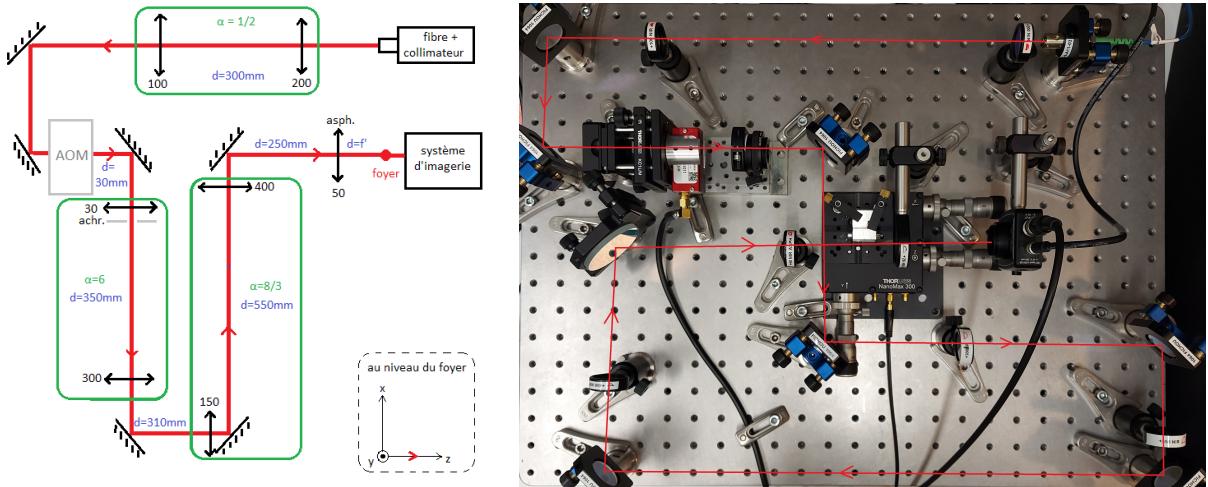


FIGURE 7 – Gauche : schéma du montage théorique; le miroir suivant l’AOM a dû être changé de place expérimentalement. Droite : montage expérimental.

Cependant, la diffraction limite notre waist à  $1,8 \mu\text{m}$ . De plus, le faisceau se retrouve tronqué en partie par l’avant-dernier miroir et est donc d’autant plus limité par la diffraction : l’approximer par un faisceau gaussien idéal devient alors relativement grossier, poussant à l’introduction du paramètre  $M^2$ , défini dans l’annexe B.

Toutes les valeurs expérimentales minimales et leurs incertitudes seront à retrouver dans la dernière partie 3.3.

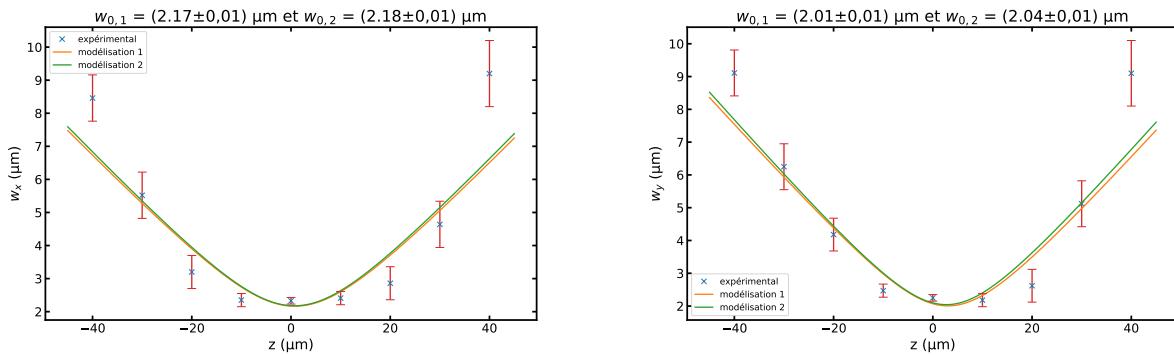


FIGURE 8 – Largeur du faisceau selon x (gauche) et y (droite) en fonction de la distance z. Modélisation 1 : faisceau idéal. Modélisation 2 : faisceau réel,  $M_x^2 = 1,02$  et  $M_y^2 = 1,04$ .

La mesure du waist a été alors effectuée comme précédemment. On remarque que le faisceau présente un plateau d'intensité sur 20 μm autour de son foyer. Nous avons donc été amenés par la suite à considérer la résolution du système d'imagerie, mais surtout à tester deux autres techniques de mesures pour être sûr que cela soit bien dû à la diffraction et non au système d'imagerie.

### 2.3.2 Déplacement du waist

L'influence des variations de fréquence de l'AOM a été étudiée comme précédemment. De même pour le déplacement de la lentille de 30 mm, à retrouver en annexe A.

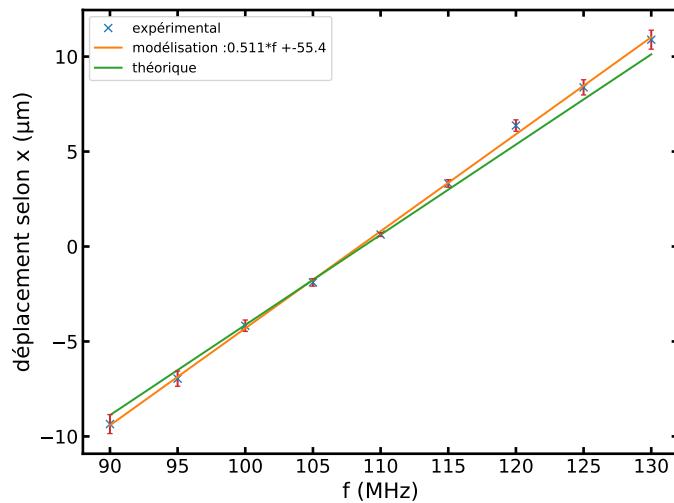


FIGURE 9 – Déplacement du foyer selon x en fonction de la fréquence envoyée dans l'AOM.

Nous retrouvons des résultats cohérents avec les résultats du montage précédent, qui restent donc supérieurs aux valeurs théoriques. De plus, on arrive toujours à délacer le faisceau sur une distance suffisante avec l'AOM pour pouvoir créer plusieurs pièges.

### 3 Amélioration des mesures

#### 3.1 Résolution du système d'imagerie

Afin d'améliorer les mesures, la résolution du système d'imagerie a été prise en compte. En effet, à cause de l'ouverture numérique (ON) du microscope définit par 12, notre faisceau est diffracté. Son profil d'intensité est alors une tâche d'Airy, donnée par 13.

$$ON = \frac{Dn}{2f} \quad (12)$$

$$I(x) = I_0 \left( \frac{2J_1(\frac{\pi x ON}{\lambda})}{\frac{\pi x ON}{\lambda}} \right)^2 \quad (13)$$

avec :

- n est l'indice du milieu (ici égal à 1);
- D est le diamètre de la lentille ici et f sa distance focale;
- x la position d'un point appartenant à l'axe y sur le capteur;
- $J_1$  la fonction de Bessel du premier ordre.

Le rayon du premier disque noir constitue le rayon de la tâche d'Airy et vaut :

$$R \approx 1,22 \frac{\lambda}{2 \times ON} . \quad (14)$$

La résolution du capteur est donc modélisée par une fonction de Bessel du premier ordre. On l'approxime alors par une gaussienne de waist  $w_{PSF}$  (Point Spread Fonction), donné par :

$$w_{PSF} = 0,84 \frac{\lambda}{2 \times ON} , \quad (15)$$

de telle sorte que :

$$I_{mes} = \int e^{-\frac{2r^2}{w_{PSF}^2}} e^{-\frac{2r^2}{w_0^2}} dr , \quad (16)$$

Comme la convolution de deux gaussiennes donne une gaussienne, on a :  $w_{mes}^2 = w_{PSF}^2 + w_0^2$ . Généralement,  $w_{PSF} \ll w_0$  afin d'avoir  $w_{mes} \approx w_0$ . Or  $w_{PSF}$  est de l'ordre de la longueur d'onde du laser et donc aussi de l'ordre de  $w_0$ , il devient alors nécessaire de prendre en compte cette limite de résolution.

Avec  $ON = 0,75$ , on obtient  $w_{PSF} = 0,59 \mu m$ . Pour le waist mesuré à  $w_{0,y} = 2,14 \mu m$ , on obtient avec cette correction  $w_{0,y} = 2,01 \mu m$  (écart de 6%). La correction apportée aux mesures est donc faible, ne nous permettant pas d'atteindre les valeurs espérées, nous poussant alors à mettre en place un nouveau système de mesures.

#### 3.2 Autres techniques de mesure : scan du faisceau avec une lame

Une autre technique de mesure consiste à scanner le faisceau laser selon x ou y, avec une lame de rasoir par exemple, et mesurer l'intensité lumineuse transmise à l'aide d'une photodiode (se référer à la figure 7). Le profil de l'intensité résultante peut alors être modélisé à partir de la fonction d'erreur (17), car  $I \propto 1/2(1 + erf(x/w))$ ; enfin le waist peut en être déduit. Une explication plus détaillée est à retrouver en annexe D.

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (17)$$

La lame de rasoir a été déplacée selon l'axe z, avec une vis de réglage fin ( $1\mu\text{m}/\text{div}$ ) ou grossier ( $10\mu\text{m}/\text{div}$ ). En effet, le fournisseur de la platine de translation indique que la vis fine n'est pas forcément linéaire et qu'il existe un couplage interne entre les deux vis lorsque la vis grossière n'est pas verrouillée. Cependant, les deux vis de réglage donnent des mesures cohérentes : on n'observe pas de non-linéarité pour la vis fine, qui demeure plus précise. Ainsi, les courbes obtenues par la suite ont été réalisées avec la vis de réglage fin.

Pour toutes les mesures à venir, des incertitudes de répétition très faibles ont été estimées par Python (de l'ordre de  $10^{-4}\mu\text{m}$ ). Cependant, l'erreur systématique due à la calibration doit être au moins deux ou trois ordres de grandeur au-dessus, à cause des problèmes évoqués précédemment.

### 3.2.1 Scan avec un balayage en fréquence de l'AOM

Dans un premier temps, nous avons gardé la lame fixe et avons déplacé le faisceau grâce à l'AOM. Un balayage selon l'axe x en fréquence entre 100 MHz et 120 MHz de 10 ms a été réalisé 100 fois pour chaque position sur l'axe optique, avec une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz; la plage de fréquence est reliée à une plage de positions spatiales grâce à la calibration effectuée précédemment, en 2.3.2. Chaque jeu de données a été modélisé afin d'en tirer un waist. Il est important de souligner que l'intensité dépend de la fréquence envoyée dans l'AOM; une normalisation des mesures a donc été nécessaire (cf. figure 20 en annexe D). Le waist final selon y a été obtenu en faisant la moyenne des 100 waists, avec la déviation standard. Enfin, la largeur du faisceau selon l'axe z a été modélisée de deux manières, nous permettant d'en tirer des incertitudes sur le waist.

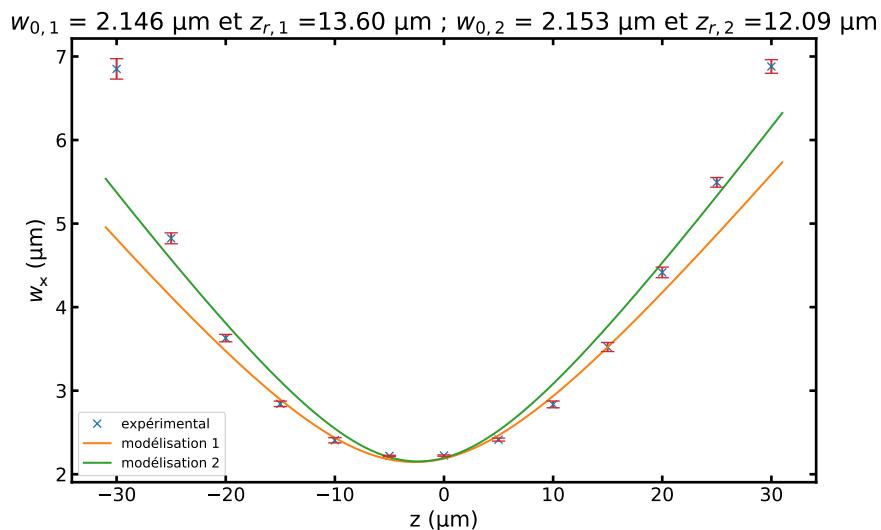


FIGURE 10 – Largeur du faisceau selon x, en fonction de la distance z ( $P = 150\mu\text{W}$ ). Modélisation 1 : faisceau idéal. Modélisation 2 : faisceau réel.

On remarque que le faisceau est relativement dissymétrique ce qui rend les modélisations approximatives : sa largeur augmente plus rapidement lorsqu'on s'approche de la lentille. Deux explications sont plausibles : la plus probable est celle des aberrations optiques qui ont cassé la symétrie du faisceau, mais on n'est pas sûr de scanner suffisamment le faisceau pour que ce soit représentatif (seulement 6 μm). La dilatation thermique pourrait aussi perturber la mesure. Le graphe ci-dessus a été obtenu en effectuant les mesures le plus rapidement

possible et en diminuant au maximum la puissance du laser, limitée par le gain et la bande-passante de la photodiode. De plus, on remarque que le faisceau présente encore un plateau d'intensité. Enfin, les  $M^2$  obtenus sont aberrants : cela est sûrement dû à une faute d'ajustement des modélisations qui sont trop loin des données et qui donnent une sur-estimation de  $z_r$ .

Comme cette mesure soulève de nouvelles questions et ne permet pas d'évaluer le waist selon  $y$ , il a fallu essayer une autre technique de mesure.

### 3.2.2 Scan avec un déplacement de la lame grâce à des piézos électriques

Dans un second temps, nous avons mis en mouvement la lame grâce à des piézos électriques. Après de nombreuses complications (pour plus de détails, se référer à l'annexe E), le faisceau a pu être scanné en 200 ms sur une distance d'environ 10  $\mu\text{m}$  verticalement et horizontalement, ce qui a permis de mesurer le waist selon ces deux directions. Chaque mesure correspondant à une position selon  $z$  donnée a été réalisée 10 fois, avec une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz. Chaque set de données a été modélisé (cf. 21 en annexe D), puis le waist final a été obtenu en moyennant les 10 waists.

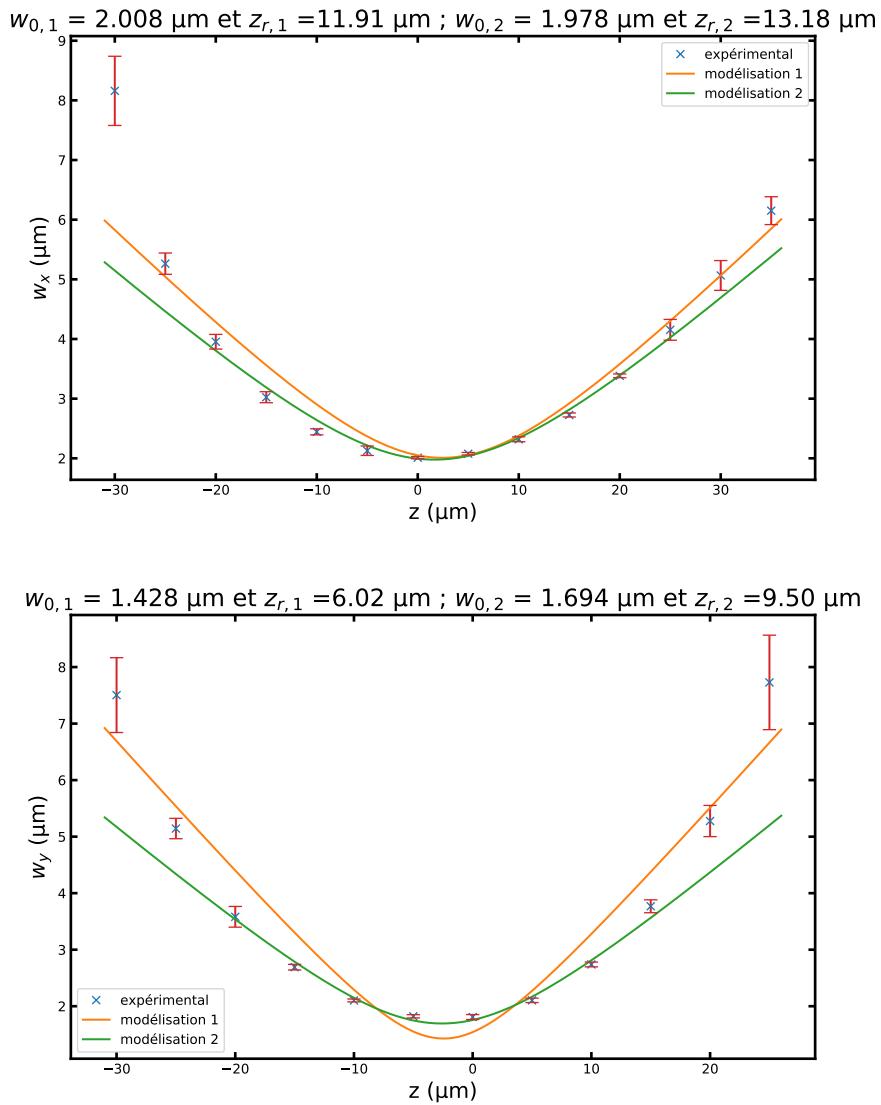
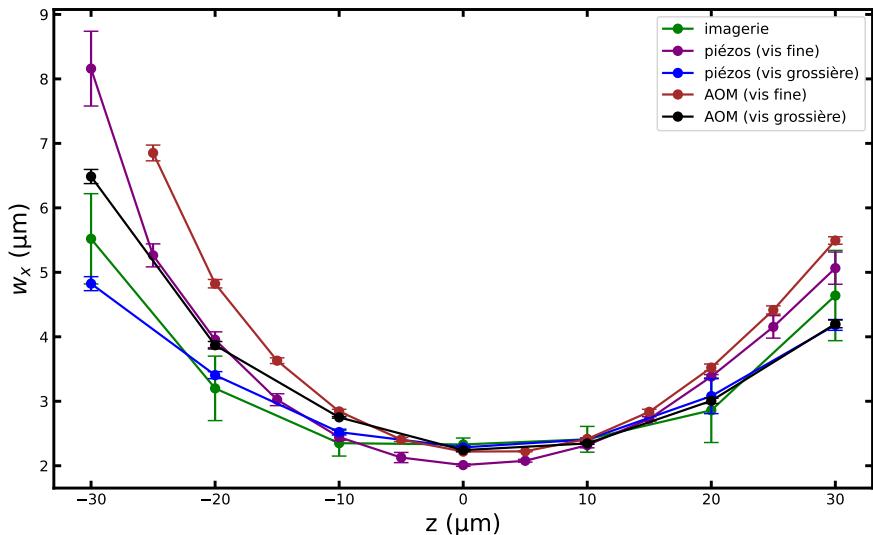


FIGURE 11 – Largeur du faisceau selon  $x$  (haut) et  $y$  (bas), en fonction de la distance  $z$  ( $P = 150 \mu\text{W}$ ). Modélisation 1 : faisceau idéal. Modélisation 2 : faisceau réel.

On retrouve les mêmes anomalies qu'avec l'AOM pour le waist selon y, qui se retrouvent plus marquées selon x. Cela concorde avec le fait que le faisceau est tronqué davantage selon x à cause de l'avant-dernier miroir. Les modélisations sont moins fiables et ont l'air de sous-estimer le waist. On peut alors se demander si la dilatation thermique n'aurait pas un effet perturbateur, car s'ajoute à celle précédente, la chaleur dégagée par les frottements des piézos électriques.

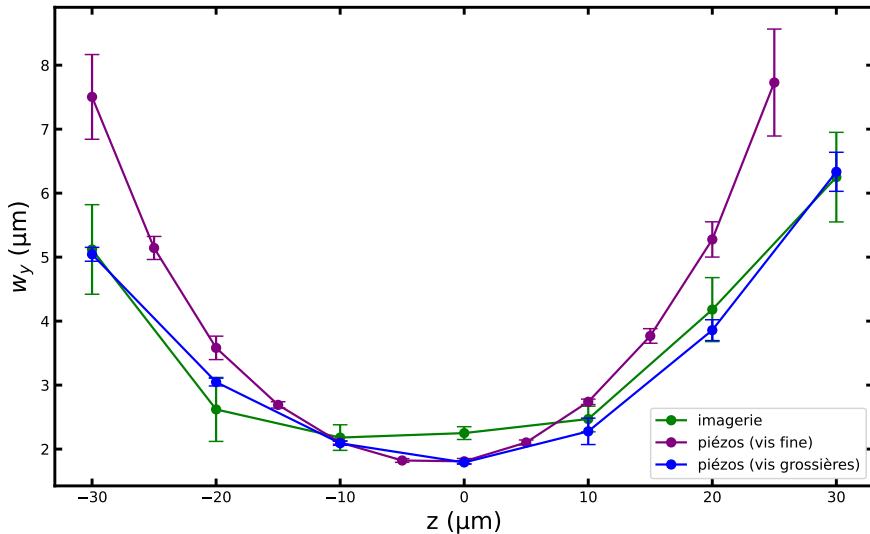
### 3.3 Comparaison des mesures

Un comparatif des résultats expérimentaux des différentes mesures semble nécessaire pour conclure. Les valeurs données par les modélisations 1 (correspondant à un faisceau gaussien idéal) et 2 (à un faisceau réel) y sont aussi rappelées, ainsi que les incertitudes sur le waist.



Technique de mesure	Type	$W_0$ ( $\mu\text{m}$ )	Incert. ( $\mu\text{m}$ )	$Z_r$ ( $\mu\text{m}$ )
Imagerie	Expérimental	2,33	0,01	16,02
	Modélisation 1	2,17	0,01	13,85
	Modélisation 2	2,18	0,01	13,70
Avec piézos (vis fine)	Expérimental	2,01	0,02	11,92
	Modélisation 1	1,996	0,001	11,76
	Modélisation 2	1,980	0,001	13,20
Avec piézos (vis grossière)	Expérimental	2,28	0,03	15,34
	Modélisation 1	2,332	0,001	16,05
	Modélisation 2	2,197	0,001	17,36
Avec AOM (vis fine)	Expérimental	2,22	0,01	14,54
	Modélisation 1	2,146	0,001	13,59
	Modélisation	2,153	0,001	12,10
Avec AOM (vis grossière)	Expérimental	2,24	0,02	14,81
	Modélisation 1	2,162	0,001	13,79
	Modélisation 2	2,108	0,001	14,60

FIGURE 12 – Comparaison des différentes mesures pour le waist selon x; les valeurs de z négatives correspondent à un déplacement vers la dernière lentille du montage.



Technique de mesure	Type	$W_0$ ( $\mu\text{m}$ )	Incert. ( $\mu\text{m}$ )	$Z_r$ ( $\mu\text{m}$ )
Imagerie	Expérimental	2,18	0,01	14,02
	Modélisation 1	2,01	0,01	11,86
	Modélisation 2	2,04	0,01	11,80
Avec piézos (vis fine)	Expérimental	1,81	0,04	9,67
	Modélisation 1	1,428	0,001	6,02
	Modélisation 2	1,694	0,001	9,50
Avec piézos (vis grossière)	Expérimental	1,790	0,02	9,46
	Modélisation 1	1,766	0,001	9,20
	Modélisation 2	1,708	0,001	10,20

FIGURE 13 – Comparaison des différentes mesures pour le waist selon y ; les valeurs de z négatives correspondent à un déplacement vers la dernière lentille du montage.

Les valeurs minimales de waist sont mesurées avec les piézos électriques dans les deux cas ; on calcule un écart entre les valeurs minimale et maximale mesurées de 14% pour le waist selon x et 18% pour y. Toutes les mesures ont l'air de concorder à courte distance, bien qu'elles divergent lorsqu'on s'éloigne trop du waist, en particulier lorsque la vis fine est utilisée pour la mesure. Cela remet l'accent sur la possible non linéarité de cette vis de réglage. De plus, on remarque que le waist selon x est dissymétrique contrairement à celui selon y (diverge très rapidement lorsqu'on s'approche la lentille), une conséquence du fait que le faisceau soit tronqué en largeur par l'avant-dernier miroir.

Il est cependant difficile de conclure car chaque mesure donne un waist différent. Nous pouvons supposer que nous avons réussi à obtenir, en moyennant nos mesures,  $w_{0,x} = (2,22 \pm 0,04) \mu\text{m}$  et  $w_{0,y} = (1,93 \pm 0,05) \mu\text{m}$ , donnant un volume :

$$V = (54 \pm 2) \mu\text{m}^3.$$

Néanmoins, un problème est soulevé par les deux dernières techniques de mesures : si le plateau d'intensité est une propriété intrinsèque du faisceau et non une conséquence de mesure, alors le piège conçu n'est pas suffisamment confinant selon l'axe de propagation z, ce qui ne remplit pas un des objectifs.

## Conclusion et perspectives

Ce stage a mis en lumière l'écart entre la théorie et la réalité, car il a été très difficile de réaliser une pince optique de waist de l'ordre du micromètre, mais aussi de la mesurer. Certains des objectifs fixés ont été remplis, comme le fait de pouvoir avoir plusieurs pinces optiques à l'avenir. Néanmoins, on reste limité par la diffraction à cause de l'ouverture numérique de notre système qui n'est pas assez grande, ne permettant pas d'atteindre les volumes confinants espérés.

Enfin, ce stage m'a permis d'apprendre à faire des montages optiques rigoureux et à résoudre des problèmes inattendus. Il a aussi grandement élargi mes connaissances en mécanique quantique à travers des échanges au sein de l'équipe mais aussi divers séminaires.

Des nombreuses pistes sont envisagées dans le but d'améliorer la pince optique et de résoudre les problèmes évoqués. Parmi celles-ci, l'utilisation de déflecteurs acousto-optiques (AODs) au lieu d'AOM qui ont une plus grande entrée et une meilleure ouverture numérique, ce qui permettrait d'enlever le premier télescope et donc de diminuer les aberrations optiques. Cela permettrait alors l'utilisation de télescopes formés d'une lentille convergente et d'une divergente, qui ferait gagner de la place et ainsi limiter l'utilisation de miroirs.

Enfin, même si avec ces améliorations, il n'est toujours pas possible d'obtenir des waist inférieurs à  $2 \mu\text{m}$  et donc des plus petits volumes confinants, une solution envisagée serait de réaliser du blocage de Rydberg avec cette pince optique. Sinon, pour réaliser le blocage collisionnel prévu initialement, l'idée serait d'augmenter le confinement selon z en croisant un deuxième laser perpendiculairement au premier et avec les mêmes propriétés, bien que les croiser parfaitement au niveau du foyer s'annonce difficile.

## Références

- [1] Valentin Magro, Julien Vaneecloo, Sébastien Garcia, and Alexei Ourjoumtsev. Deterministic free-propagating photonic qubits with negative wigner functions. *Nature Photonics*, 04 :1–6, Avr 2023.
- [2] Julien Vaneecloo, Sébastien Garcia, and Alexei Ourjoumtsev. Intracavity rydberg superatom for optical quantum engineering : Coherent control, single-shot detection, and optical phase shift. *Physical Review X*, 12(2), May 2022.
- [3] Georges Reymond, Nicolas Schlosser, Igor Protsenko, and Philippe Grangier. Single-atom manipulations in a microscopic dipole trap. *Philosophical Transactions : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 361 :1527–1536, Jul 2003.
- [4] Manuel Endres, Hannes Bernien, Alexander Keesling, Harry Levine, Eric R. Anschuetz, Alexandre Krajenbrink, Crystal Senko, Vladan Vuletic, Markus Greiner, and Mikhail D. Lukin. Atom-by-atom assembly of defect-free one-dimensional cold atom arrays. *Science*, 354(6315) :1024–1027, Nov 2016.
- [5] K.-J. Boller, A. Imamoğlu, and S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 66 :2593–2596, May 1991.
- [6] Julien Vanecloo. Nonlinear quantum optics with a single rydberg superatom coupled to a medium-finesse cavity. Mar 2022.
- [7] Rudolf Grimm, Matthias Weidmüller, and Yurii B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. volume 42 of *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, pages 95–170. Academic Press, 2000.
- [8] Sébastien Garcia. Interfaces fibrées entre atomes uniques et photons uniques. Sep 2015.
- [9] 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.
- [10] Matthias Weidmüller Rudolf Grimm and Yurii B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 42 :95–170, Feb 2000.
- [11] Chieu D. Tran. Acousto-optic devices. *Analytical Chemistry*, 64(20) :971A–981A, Oct 1992.
- [12] Javier Alda. Laser and Gaussian Beam Propagation and Transformation. *Encyclopedia of Optical Engineering*, Jan 2003.

# Annexes

## A Déplacement du foyer selon l'axe z

L'étude du déplacement du foyer selon  $z$  a été réalisée en jouant sur la position d'une des lentilles de courte focale grâce à une platine de translation. Comme les lentilles de 100mm et de 150 mm sont communes à un autre montage, notre choix s'est porté sur celle de focale de 50 mm dans le premier montage et celle de 30 mm dans le second.

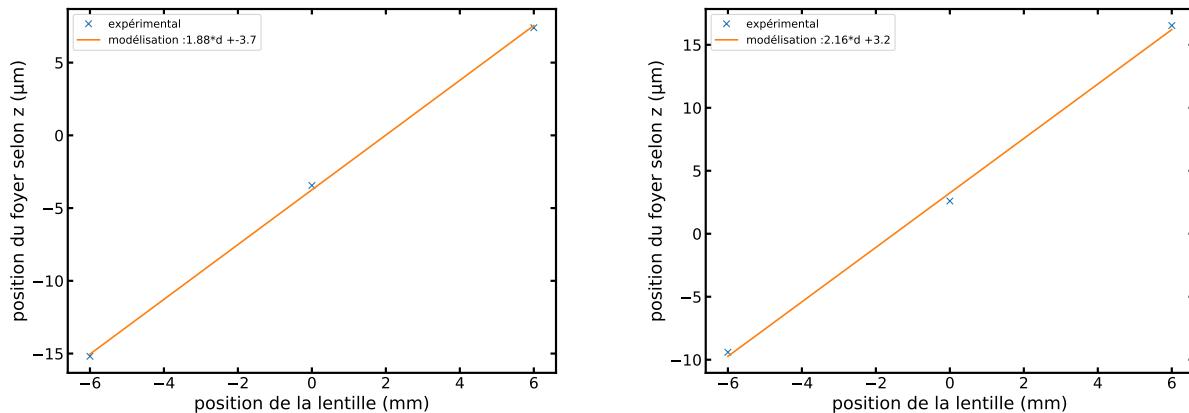


FIGURE 14 – Localisation du foyer selon  $x$  (gauche) et  $y$  (droite) en fonction du déplacement de la lentille de 50 mm selon l'axe  $z$ ; un déplacement négatif correspond à un éloignement de la lentille de l'AOM, le 0 étant sa position initiale ( $P = 1,5 \mu\text{m}$ ).

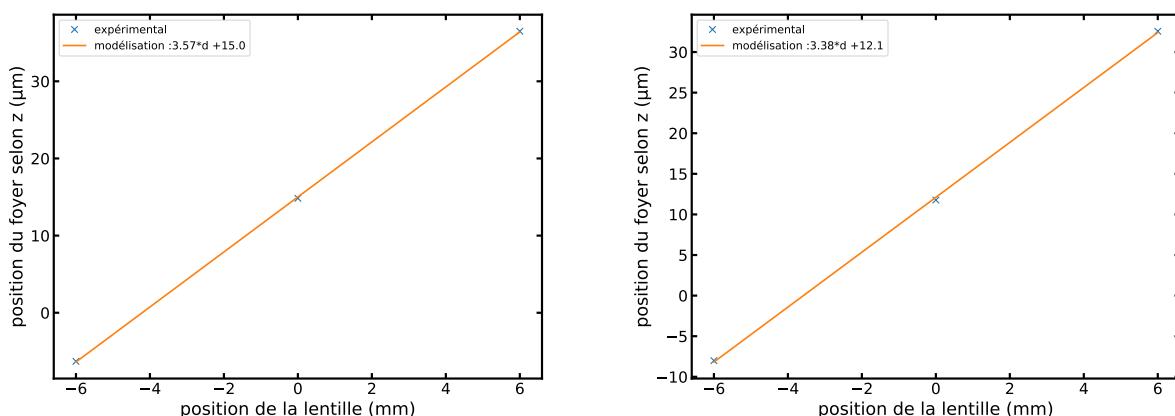


FIGURE 15 – Localisation du foyer selon  $x$  (gauche) et  $y$  (droite) en fonction du déplacement de la lentille de 30 mm selon l'axe  $z$ ; un déplacement négatif correspond à un éloignement de la lentille de l'AOM, le 0 étant sa position initiale ( $P = 1,5 \mu\text{m}$ ).

On observe que le déplacement est très faible aussi bien pour le foyer selon  $x$  que  $y$ , résultats prévus par les matrices ABCD (cf. annexe C) pour les deux montages.

## B Optique gaussienne

Cette annexe, qui expose quelques notions de bases de l'optique gaussienne, est très largement inspirée de mon cours de licence 'Onde & Optique', donné par Vincent LORIOT au premier semestre, ainsi que de l'article de Javier Alda [12].

Considérons un faisceau laser de longueur d'onde  $\lambda$  se propageant selon l'axe z, tel que le plan (x,y) lui est perpendiculaire, avec  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Dans une première approche, celui-ci peut être modélisé par un faisceau gaussien, soit une solution particulière de l'équation de propagation d'Helmoltz dans le cadre de l'approximation paraxiale. On fait l'hypothèse que le champ électrique considéré est linéairement polarisé selon une direction orthogonale à sa direction de propagation.

Définissons les différents paramètres du faisceau :

- le waist  $w_0$  : largeur du faisceau minimale à partir de laquelle le faisceau diverge. Il correspond à une largeur

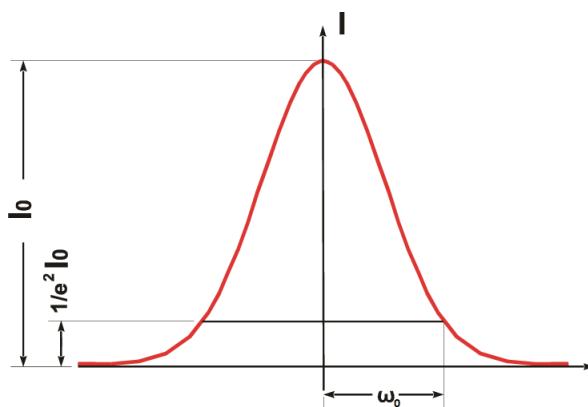


FIGURE 16 – Profile d'intensité d'un faisceau gaussien (source : [https://www.researchgate.net/figure/A-Gaussian-beam-profile-showing-the-beam-radius-of-fig3\\_277230733](https://www.researchgate.net/figure/A-Gaussian-beam-profile-showing-the-beam-radius-of-fig3_277230733))

- la longueur de Rayleigh :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (18)$$

- l'angle de divergence du faisceau :

$$\tan(\theta) = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (19)$$

- la largeur du faisceau w selon l'axe de propagation :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (20)$$

- le rayon de courbure :

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)\right)^2 \quad (21)$$

- la phase de Gouy :

$$\zeta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad (22)$$

— le paramètre complexe ou rayon de courbure complexe :

$$q(z) = z + iz_R \iff \frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (23)$$

Le faisceau est alors décrit par le champ électromagnétique (équation 24), décomposé en un facteur de normalisation, un terme propagatif, un terme de déphasage dit de Gouy et un terme pouvant se décomposer comme un terme relatif à une onde sphérique en  $e^{-ik\frac{r^2}{2R(z)}}$  et un terme gaussien  $e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}}$ . Son intensité est donnée par l'équation 25 (il est supposé centré).

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, z) = \frac{E_0 w_0}{w(z)} e^{-ikz} e^{i\zeta(z)} e^{-\frac{ikr^2}{2q(z)}} \mathbf{u}_z \quad (24)$$

$$I(\mathbf{r}, z) = I_0 \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (25)$$

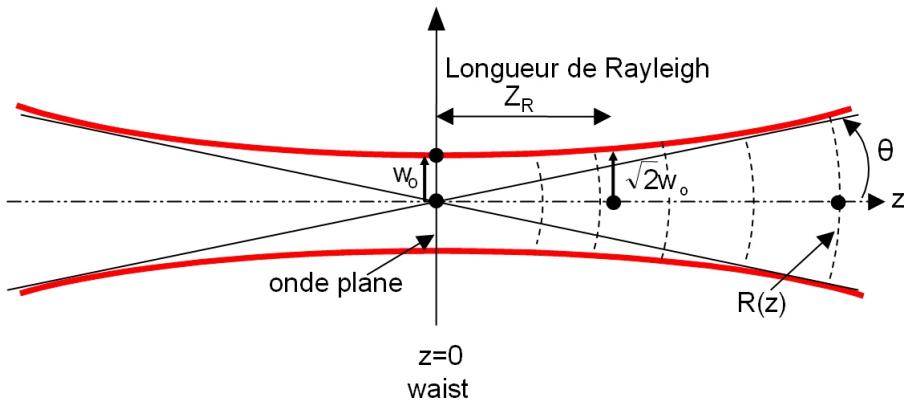


FIGURE 17 – Schéma d'un faisceau gaussien (source : [http://www.optique-ingénieur.org/fr/cours/OPI\\_fr\\_M01\\_C03/co/Contenu\\_08.html](http://www.optique-ingénieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C03/co/Contenu_08.html))

En réalité, un faisceau laser n'est pas parfaitement gaussien. Sa qualité est caractérisée par le  $M^2$ , qui compare la vraie forme du faisceau à celle d'un faisceau gaussien idéal. Il est défini par :

$$M^2 = \frac{\theta \pi w_0}{\lambda} = \frac{\pi w_0^2}{\lambda z_r} \quad (26)$$

Ainsi, un facteur  $M^2$  différent de 1 correspond à un faisceau gaussien limité par la diffraction, due à une ouverture numérique d'une lentille trop petite par exemple.

## C Optique matricielle

L'optique matricielle est utilisée afin de calculer la trajectoire des rayons lumineux dans un système optique centré, et ce dans le cadre de l'optique paraxiale. Elle prolonge l'optique géométrique et s'applique aussi aux faisceaux gaussiens, tant que les conditions de Gauss sont respectées. Cette annexe est largement inspirée de l'article [12] et du cours de Sébastien Forget, 'Optique des lasers et faisceaux gaussiens' donné à l'université Paris Nord.

Un rayon lumineux passant par un point P peut être décrit par un vecteur colonne de dimension 2, comportant la coordonnée  $y$  du point P par rapport à l'axe optique et l'angle optique, produit entre l'indice du milieu de propagation  $n$  et l'angle d'inclinaison du faisceau  $\theta$ . Chaque élément du chemin optique est associé à une matrice carrée de dimension 2, appelée matrice de transfert et notée  $T$ , de sorte que tous les points et angles d'impact peuvent s'exprimer en termes de produit de matrices et de vecteurs :

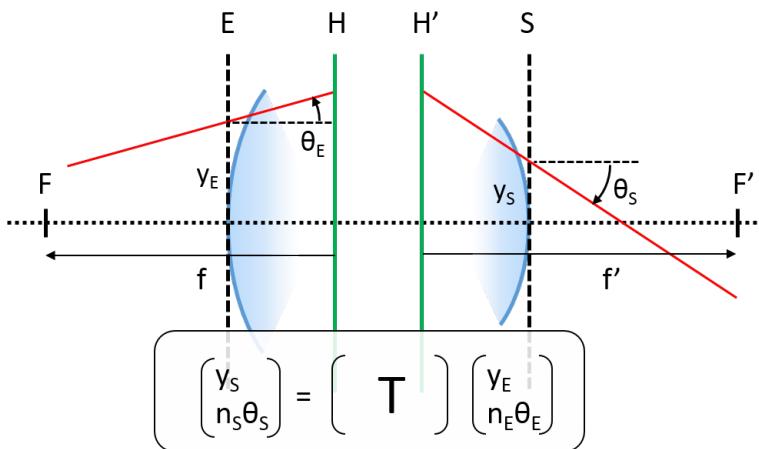


FIGURE 18 – Propagation d'un faisceau dans un objet optique centré,  $T = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ .  
(source : [https://fr.wikipedia.org/wiki/Optique\\_matricielle](https://fr.wikipedia.org/wiki/Optique_matricielle))

Les coefficients de la matrice  $T$  sont définis à partir des différents paramètres physiques :

— le coefficient  $C$  est égal à la vergence du système :  $C = \frac{n_E}{f} = -\frac{n_S}{f'}$

— les coefficients  $D$  et  $A$  sont reliés respectivement à la position du foyer objet et image :

$$D = \frac{\overline{EF}}{f} \text{ et } A = \frac{\overline{SF'}}{f'}$$

Un cas particulier est la propagation en espace libre d'indice  $n$  sur une distance  $d$ , représentée par la matrice :  $\begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ . Dans la suite, on se place dans le cas où  $n_E = n_S = n_{air} = 1$ .

Afin de décrire la propagation des ondes sphériques de rayon  $R_E = \frac{y_E}{\theta_E}$ , on utilise la loi ABCD, qui se généralise aux rayons de courbures complexes :

$$R_S = \frac{y_S}{\theta_S} = \frac{AR_E + B}{CR_E + D} \quad (27)$$

Considérons désormais un faisceau gaussien de rayon de courbure complexe  $q$ , traversant un système optique quelconque représenté par la matrice de transfert :

$$T = \begin{pmatrix} -\frac{\sigma'}{f'} & -f + \frac{\sigma\sigma'}{f'} \\ -\frac{1}{f'} & \frac{\sigma}{f'} \end{pmatrix} \quad (28)$$

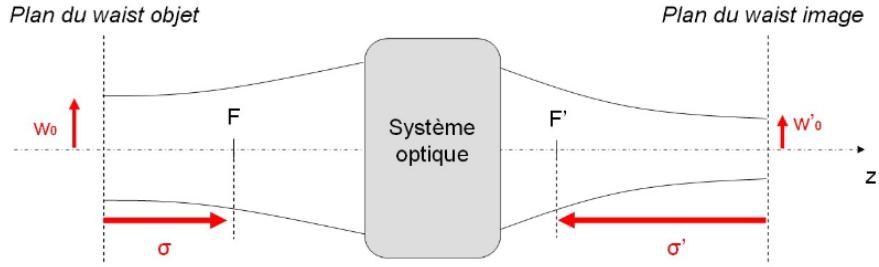


FIGURE 19 – Relation de conjugaison pour les faisceaux gaussiens (*source : Sébastien Forget*)

Afin d'obtenir le waist en sortie du système optique  $w'_0$ , on se place au foyer de sorte que  $q_0 = \frac{i\pi w_0^2}{\lambda}$ . En appliquant la loi ABCD dans le cas où  $f=f'$  et  $\sigma'=0$  (le waist se trouvant dans le plan image), puis en isolant la partie réelle de l'équation, on obtient :  $ff' = q_0q'_0$ . Il vient :

$$w'_0 = \frac{f'\lambda}{\pi w_0} \quad (29)$$

## D Fonction d'erreur

L'intensité du rayon lumineux est donnée par l'équation 25. Lorsque l'on coupe le faisceau selon l'axe  $x$  au niveau du foyer, une partie seulement de l'intensité est transmise, donc :

$$I(x) = I_0 \int_{-\infty}^x e^{-\frac{2(r-x_0)^2}{w_0^2}} dr \quad (30)$$

Théoriquement, le faisceau est censé être centré sur l'axe optique, c'ds  $x_0 = 0$ . Cependant, dans la réalité ce n'est pas forcément le cas, on laisse donc  $x_0$  libre. En effectuant le changement de variable  $t = \frac{\sqrt{2}(r-x_0)}{w_0}$  et en utilisant la formule de l'intégrale de Gauss, on obtient :

$$\frac{I(x)}{I_0} = \frac{w_0 \sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \left( 1 + erf\left(\frac{\sqrt{2}(x-x_0)}{w_0}\right) \right) \quad (31)$$

Expérimentalement, le faisceau a été coupé à l'aide d'une lame de rasoir au niveau du foyer, puis focalisé grâce à un condenseur sur une photodiode (voir le montage, figure 7). Le signal électrique délivré par la photodiode a alors été récupéré grâce à VITO, logiciel Labview créé par Alexei Ourjoumtsev qui pilote toute l'expérience. Les données ont par la suite été traitées et modélisées avec Python à l'aide de la bibliothèque scipy :

$$I(x) = A \left( 1 + erf\left(\frac{\sqrt{2}(x-x_0)}{w_0}\right) \right) + B \quad (32)$$

où les paramètres  $A$ ,  $B$ ,  $x_0$  et  $w_0$  étaient ajustables par le fit.

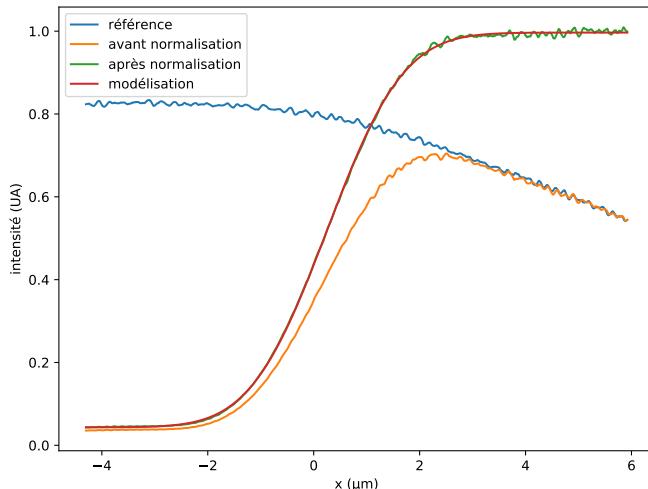


FIGURE 20 – Exemple de normalisation et de modélisation de l'intensité lumineuse pour une mesure effectuée avec l'AOM (cf. sous-partie 3.2.1)

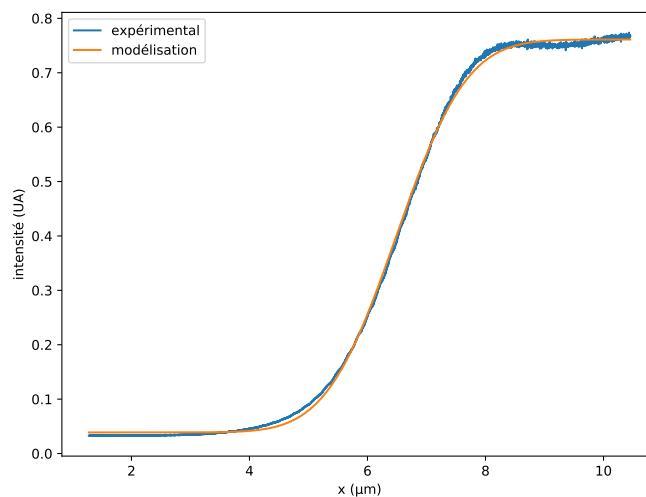


FIGURE 21 – Exemple de modélisation de l'intensité lumineuse pour une mesure effectuée avec les piézos électriques (cf. sous-partie 3.2.2)

## E Contrôle des piézos électriques

Certains matériaux ont la capacité de se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique, et réciproquement de se déformer quand on leur applique un champ électrique (appelé effet piézoélectrique inverse). On nomme ce type de matériaux des piézoélectriques, parmi lesquels on peut citer le quartz, des céramiques synthétiques,...

Dans notre cas, on s'intéresse à l'effet inverse : on veut dilater/contracter le piézo en lui envoyant un certain voltage. Les piézos que nous utilisons pour déplacer la lame de rasoir permettent un déplacement de  $20 \mu\text{m}$  pour une alimentation de 0 à 75 V. Notons que les piézos possèdent une fréquence de résonance propre de 375 Hz dans le montage à vide (platine de translation uniquement). Cette dernière est proportionnelle à la masse, ainsi le montage tenant la lame ne devait pas être trop lourd, afin que la fréquence de résonance reste supérieure à celle permettant le déplacement de la lame.

Un problème rencontré a été l'alimentation de ses piézos électriques. Le premier montage considéré a été le montage en parallèle d'une diode et d'une résistance de  $1 \text{ k}\Omega$ , afin de protéger le piézo qui ne peuvent probablement pas recevoir de tensions négatives. Cependant, nous ne pouvions pas aller au-delà de 10 V, ce qui n'offrait pas un balayage suffisant du faisceau. Nous avons donc réalisé un montage non inverseur utilisant un amplificateur opérationnel (AO), alimenté en 0V/+20 V, de gain :

$$G = 1 + \frac{R_2}{R_1} \quad (33)$$

Afin d'avoir un gain environ égal à 4, on a choisi  $R_1 = 1 \text{ k}\Omega$  et  $R_2 = 3,3 \text{ k}\Omega$ . La résistance  $R=33 \Omega$  a pour rôle de neutraliser les oscillations des piézos au repos, qui sont assimilables à des condensateurs de capacités  $3,6 \mu\text{F}$ . Le condensateur  $C = 100 \text{ nF}$  sert à couper les composantes continues liées au bruit.

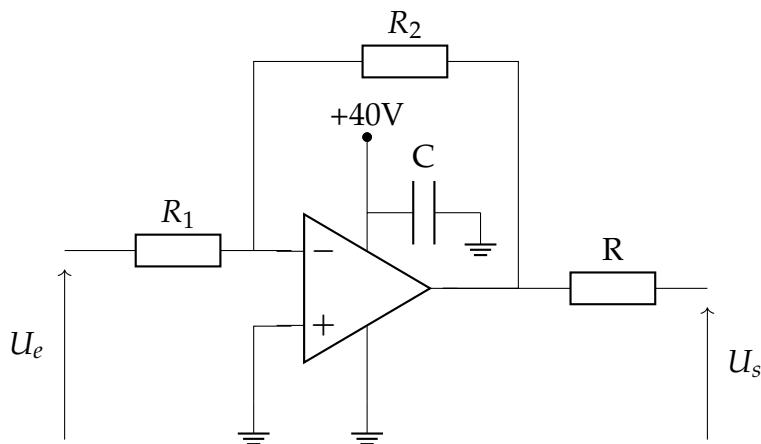


FIGURE 22 – Montage électrique permettant l'alimentation des piézos électriques

Expérimentalement, quelques problèmes ont été rencontrés. Nous avons remarqué que le signal était déformé si la tension  $U_e$  du GBF était en-dessous de 650 mV ou au-dessus de 9,0 V. En sortie des piézos, on obtenait donc une tension  $U_s$  variant de 4,8 V à 39,2 V, limitant la distance de balayage à  $9,1 \mu\text{m}$ . De plus, l'AO est dissymétrique : il monte rapidement à +40 V (en envoyant beaucoup de courant) mais il a du mal à redescendre à 0V en le réabsorbant. Ainsi, un temps d'attente de 200 ms était nécessaire entre chaque mesure. Enfin, la rampe en tension démarrait 10 ms plus tard que le début de l'enregistrement ; on a donc du acquérir la tension à l'entrée des piézos en parallèle de celle délivrée par la photodiode pour obtenir un déplacement précis de la lame dans le temps.