



Rapport

- Chaîne Bleue -

William Dubosclard

Stage Long de M1 : 6 mois

Encadrant : Martin Robert de Saint Vincent et Etienne Maréchal

Introduction

Structuré en huit équipes de recherche expérimentale, le Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) étend ses thématiques scientifiques des Atomes Froids avec la Chimie, la Biologie ainsi que la Nanotechnologie. Le laboratoire étudie principalement les interactions entre la lumière et la matière, les expériences effectuées dans cet organisme allant aussi bien dans les domaines fondamentaux que vers les domaines appliqués.

C'est dans l'équipe de Bruno Laburthe-Tolra, responsable du groupe des Gaz Quantiques Dipolaires, et notamment sur l'étude du Strontium Ultra-Froid, dirigé par Martin Robert de Saint Vincent, que ce stage long de M1 a été effectué.

Le Strontium est un alcalino-terreux. Le boson (présent à 82% à l'état naturel) est celui qui nous intéresse en premier lieu. Son isotope fermionique (présent à 7,0% à l'état naturel) nous intéressera également.

Etudié et utilisé dans un premier temps dans les horloges atomiques à cause de ses transitions atomiques fines (quelques mHz), qui permettent de gagner plusieurs ordres de grandeur sur les incertitudes de mesures de fréquence ([XBL09]), nous obtiendrons un gaz d'atomes froids dans le but d'étudier le magnétisme d'un ensemble d'atomes de Strontium.

Les principaux objectifs du groupe sont de créer un gaz de Fermi dégénéré de Strontium 87, de réduire par la suite l'entropie du système par des techniques innovantes et de créer de nouveaux matériaux magnétiques. Le système expérimental est en cours de création et c'est là l'un des buts de ce stage long.

Afin d'étudier cet atome, nous devons le refroidir. *Le Refroidissement des Atomes* est la première étape de l'expérience. Ce refroidissement sera effectué à l'aide d'un laser à $461nm$ (couleur bleue) et permettra le ralentissement laser. L'enceinte ultra-vide, qui se trouve être le cœur de la manipulation, sera également abordée afin de lier la chaîne optique avec les différentes parties de l'enceinte.

De plus, une expérience " *inédite* " est effectuée afin d'optimiser l'expérience. A l'aide d'un miroir à 45° , nous étudierons la réflectivité d'un miroir recouvert peu à peu de Strontium et répondrons à la question suivante : *Le Strontium est-il un bon miroir ?*

Table des matières

1 Manipuler le Strontium	4
1.1 Niveaux d'énergies du Strontium	4
1.2 Refroidissement Laser et Chaîne Bleue	6
1.3 Utilisations des Différents AOMs	6
2 Mise en Place du Montage Optique	10
2.1 Caractérisations des Diodes Esclaves	10
2.2 Mise en place des AOMs	10
2.3 Injection des Esclaves	16
2.3.1 Fabry-Pérot	16
2.3.2 Montage Maître-Esclave et Superposition de faisceaux laser	18
2.3.3 Injection des Fibres Optiques	21
3 Utilisation de la chaîne bleue	22
3.1 Enceinte Ultra-Vide	22
3.2 Ralentisseur Zeeman	23
3.3 Miroir de Strontium	27
3.3.1 Introduction au problème Strontium	27
3.3.2 Etude d'un miroir recouvert de strontium	29
3.3.3 Vérification de l'hypothèse du Farby-Pérot	32

Remerciements

Puisque toutes les rédactions de philosophie commence par *"Depuis l'aube de l'humanité l'homme à toujours ..."*, je ne vais pas échapper à cette règle.

Depuis l'aube de l'humanité l'homme à toujours vu dans un stage une manière d'apprendre et d'approfondir ses connaissances. Il est vrai que ce stage de 6 mois m'a en effet permis d'apprendre beaucoup de chose. Sur le plans physique et mathématiques, c'est vrai, mais également au niveau relation humaine.

Et c'est les personnes qui m'ont permi cet apprentissage que je souhaite remercier ici. La liste est longue quant aux personnes à remercier et une page ne suffirait pas pour tout lister. Ainsi, puisque le mot d'ordre de la chaîne bleue est "compacte", je vais essayer de respecter ce crédo.

Je remercie donc en premier lieu Martin, Etienne et Bruno qui m'ont accueilli de la meilleur manière qui soit et m'ont permi de travailler avec eux dans une ambiance à la fois légère et sérieuse. Chacune de ces personnes m'ont permis d'en apprendre plus sur le domaine de la Physique Expérimentale en général, mais également, sur moi même.

Je leur remercie donc encore une fois de m'avoir accueilli et supporté pendant ces 6 mois ... Cela n'a pas dû être facile tous les jours.

Dans un deuxième temps, j'aimerais particulièrement remercier Johnny Huckans, professeur en Pennsylvanie, avec qui j'ai beaucoup travaillé sur le miroir de strontium et avec qui j'ai passé du temps sur le ralentisseur Zeeman.

Pour finir, j'aimerais remercier le reste de l'équipe à savoir : Olivier Gorceix, Paolo Pedri, Laurent Vernac, Kassi Kechadi, Bruno Naylor, Steven Lepoutre, Lucas Gabardos, Axel Guittonneau et Guillam Butsearen, avec qui j'ai passé de très bons moments.



FIGURE 1 – De gauche à droite : Etienne Marechal, Guillam Butsearen, Axel Guittonneau, Lucas Gabardos, William Dubosclard (votre serviteur), Laurent Vernac, Steven Lepoutre, Paolo Pedri, Johnny Huckans, Bruno Laburthe-Tolra, Martin Robert de Saint Vincent, Olivier Gorceix, Mohamed Jouhari, Bruno Naylor

1 Manipuler le Strontium

1.1 Niveaux d'énergies du Strontium

$$Sr_{38} = 1s^2 s^2 p^6 s^2 p^6 s^2 d^{10} p^6 s^2 = [Kr] s^2$$

La notation ci dessus présente la configuration électronique du Strontium. Cet atome est un alcalino-terreux qui possèdent une configuration identique au Krypton pour les électrons de coeur et possède deux électrons sur la couche de valence.

Ce sont ces deux électrons qui vont nous intéresser afin de comprendre les niveaux d'énergies du Strontium ([CCTL66], [BPP06]). Ce paragraphe va lister les différents niveaux qui nous intéressent.

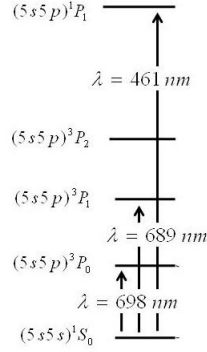


FIGURE 2 – Niveau d'énergie du Strontium. La transition principale servant au refroidissement laser est la transition 1S_0 vers 1P_1 . Transition de 461nm : longueur d'onde du bleu.([ZW11])

Nous définissons le nombre quantique n (principal) et le nombre quantique l (secondaire). Dans notre cas, nous sommes sur la cinquième couche de valence. Ainsi, $n = 5$. D'autre part, $l = 0, \dots, n - 1 = 0, \dots, 4$. Nous utiliserons également la relation suivante dans l'étude des différents cas possibles : $-l < m < l$, où m est le nombre quantique caractérisant la projection d'un moment cinétique sur l'axe de quantification (axe de propagation du champ \vec{B}).

Nous allons à présent lister les différents niveaux possibles :

Etat Fondamental : Dans l'état fondamental, la configuration électronique est identique à la configuration présente en début de ce paragraphe. C'est à dire :

$$Sr_{38} = [Kr] s^2$$

Les deux électrons sont présents dans l'état s . De ce fait, $l = 0 \rightarrow m = 0$. D'après le principe de Pauli, les électrons ne peuvent être sur le même état si leurs moment magnétique de spins m_s sont identiques. Pour rappel, la projection du moment magnétique de spin intrinsèque d'un électron ne peut prendre que deux valeurs $\pm \frac{1}{2}$. Dans le cas du niveau fondamental, avec deux électrons, \vec{S}_{tot} est tel que :

$$\vec{S}_{tot} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$$

D'autre part, étant sur le niveau fondamental :

$$\vec{l}_1 = \vec{l}_2 = 0 \rightarrow \vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 = 0 \rightarrow |L - S| < J < L + S = 0$$

Nous avons donc sur le niveau fondamental :

$$n = 5 \quad L = 0 \quad S = 0 \quad J = 0$$

En physique atomique, on notera donc ce niveau :

$$^2S+1 L_J = ^1 S_0$$

Etat Excité : Nous nous intéressons à un état excité en particulier qui correspond à la transition définit dans l'introduction $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. Cette transition est intéressante car sa longueur d'onde vaut $461nm$. C'est donc elle qui permettra le refroidissement laser.

Les électrons vont se trouver dans la configuration :

$$Sr_{38} = [Kr] 5s 5p$$

Nous avons toujours $n = 5$. Cependant, $l_1 \neq l_2$. En effet, alors que l'un des électrons se trouve toujours dans l'état s , l'autre se trouve sur un état de plus haute énergie. Ainsi, si on note 1 l'électron dans l'état s (fondamental) et 2 l'électron dans l'état p (excité), on aura $l_1 = 0$ et $l_2 = 1 \rightarrow L \in |l_1 - l_2|, |l_1 + l_2|$. De fait, $M_L = -1, 0, 1$

Cette séparation entraîne également une modification du spin des deux électrons. Différentes possibilités s'offre alors à nous : trois états symétriques et un état antisymétrique. En effet, bien que la norme des spin s_1 et s_2 soient toujours égale à $+1/2$, les moments magnétiques de spin, eux, qui indiquent une orientation peuvent être identiques puisque les électrons n'étant pas sur le même niveau d'énergie.

De ce fait :

$$S = |s_1 + s_2| = 1 \rightarrow M_S = -1, 0, 1 \text{ ou } S = |s_1 - s_2| = 0 \rightarrow M_S = 0$$

Avec ces deux informations, nous pouvons donc illustrer les différents cas possibles.

L=1 et S=1 Listons les différents moments :

1. $L = 1 \rightarrow M_L = -1, 0, 1 \rightarrow M_L = m_{l_1} + m_{l_2}$ avec $m_{l_1} = 0$ (niveau fondamental) et $m_{l_2} = -1, 0, 1$
2. $S = 1 \rightarrow M_S = -1, 0, 1 \rightarrow M_S = m_{s_1} + m_{s_2}$ avec $m_{s_1} = m_{s_2} = \pm 1/2$

$$0 = |L - S| < J < |L + S| = 2$$

J peut avoir trois valeurs dans cette configuration. Nous avons donc un système qui s'écrira :

$$^3P_0 \text{ ou } ^3P_1 \text{ ou } ^3P_2$$

L=1 et S=0 Listons les différents moments :

1. $L = 1 \rightarrow M_L = -1, 0, 1 \rightarrow M_L = m_{l_1} + m_{l_2}$ avec $m_{l_1} = 0$ (niveau fondamental) et $m_{l_2} = -1, 0, 1$
2. $S = 1 \rightarrow M_S = 0 \rightarrow M_S = m_{s_1} + m_{s_2}$ avec $m_{s_1} = +1/2$ et $m_{s_2} = -1/2$, ou bien, $m_{s_1} = -1/2$ et $m_{s_2} = +1/2$

$$1 = |L - S| < J < |L + S| = 1$$

$J = 1$ est la seule valeur possible de ce système. Ce niveau est celui de la transition qui nous intéresse :

$$^1S_0 \rightarrow ^1P_1$$

1.2 Refroidissement Laser et Chaîne Bleue

Afin de pouvoir étudier les spins, il faut dans un premier temps pouvoir refroidir nos atomes. L'enceinte expérimentale compte trois zones de refroidissement détaillées dans le paragraphe 22.

1. Zone du refroidissement transverse (en anglais Transverse Cooling, TC dans le texte). Qui va venir collimater les atomes qui passent à travers des microtubes.
2. Zone du refroidissement Zeeman (en anglais Zeeman Slower, Zeeman dans le texte). Qui va permettre de la ralentir les atomes tout au long de l'enceinte ultra-vide.
3. Zone du Piège magnéto-optique (en anglais Magneto-Optical Trap, MOT dans le texte). Qui va permettre de piéger les atomes dans l'enceinte principale de l'expérience.

Chacunes de ces zones se voit affectée d'un laser propre. Chaque laser porte le nom de sa zone d'action. En effet, les différentes zones de refroidissement ne peuvent utiliser le même laser car la fréquence de transition, permettant le refroidissement laser, varient tout au long de l'enceinte. Ces lasers sont des diodes que l'on appellera par la suite *Esclave*.

Afin de réagir à ce problème, nous utilisons des AOMs (Modulateur Acousto-Optique) qui permettront de modifier la fréquence de la lumière des faisceaux provenant des Esclaves. Le montage électrique permettant le contrôle de ces AOMs a été schématisé dans le rapport numéro 1 ([Dub16], Fig 8, Page 12).

La chaîne bleue est présentée sur la figure 3. Comme on peut le constater, la diode Vortex (appelée aussi laser Maître dans le texte), va passer dans deux AOMs pour injecter les trois Esclaves.

Afin de faciliter le contrôle en fréquence, nous pouvons ajuster la fréquence de notre laser Maître. Nous positionnons alors sa fréquence à $230MHz$ en dessous de la valeur de la transition atomique ν_0 tel que :

$$\nu_{Laser} = \nu_0 - 230MHz$$

Grâce aux AOMs, nous pouvons alors ajuster la fréquence des différents Esclaves indépendamment les uns des autres.

Chaque esclave va se comporter différemment suivant les AOMs que l'on utilise pour les injecter. C'est le point de la deuxième partie concernant les AOMs.

D'autre part, chaque AOMs sera injecté dans une fibre indépendante. Le MOT quant à lui, aura son propre système comportant 3 fibres. Le système est détaillé sur la figure 21.

1.3 Utilisations des Différents AOMs

Chaque AOMs va venir changer la fréquence du laser incident par le biais d'une diffraction de Bragg. Un AOM possède un cristal qui va, à l'aide d'une onde sonore, créer un réseau de diffraction et donc permettre à la lumière de diffracter suivant différents ordre. Sachant que l'ordre 0 ne va pas changer la fréquence du faisceau et que l'ordre 1 va ajouter une fréquence ν_1 correspondant à la fréquence entrée dans l'ordinateur ([Hui]).

Un tel système peut diffracter théoriquement jusqu'à 100% de la lumière en régime de Bragg. Dans les faits, nous n'arrivons à diffracter que 85% de la lumière incidente.

Ainsi, sachant que le laser maître lase à une fréquence de $\nu_{in} = -230MHz$, la fréquence en sortie des AOMs sera tel que :

$$\nu_{out} = \nu_{in} \pm \nu_{AOM}$$

avec \pm correspondant à la diffraction de l'ordre +1 ou -1.

AOM 200 - MT200-B100A0,5-461 Les AOMs 200 sont utilisés par le Vortex dans le but d'injecter les Esclaves TC et Zeeman. L'un va permettre l'injection du Zeeman en ajoutant $-200MHz$ à la fréquence incidente et le deuxième va permettre l'injection du TC en ajoutant $+215MHz$ à la fréquence du faisceau incident comme le montre la figure 3.

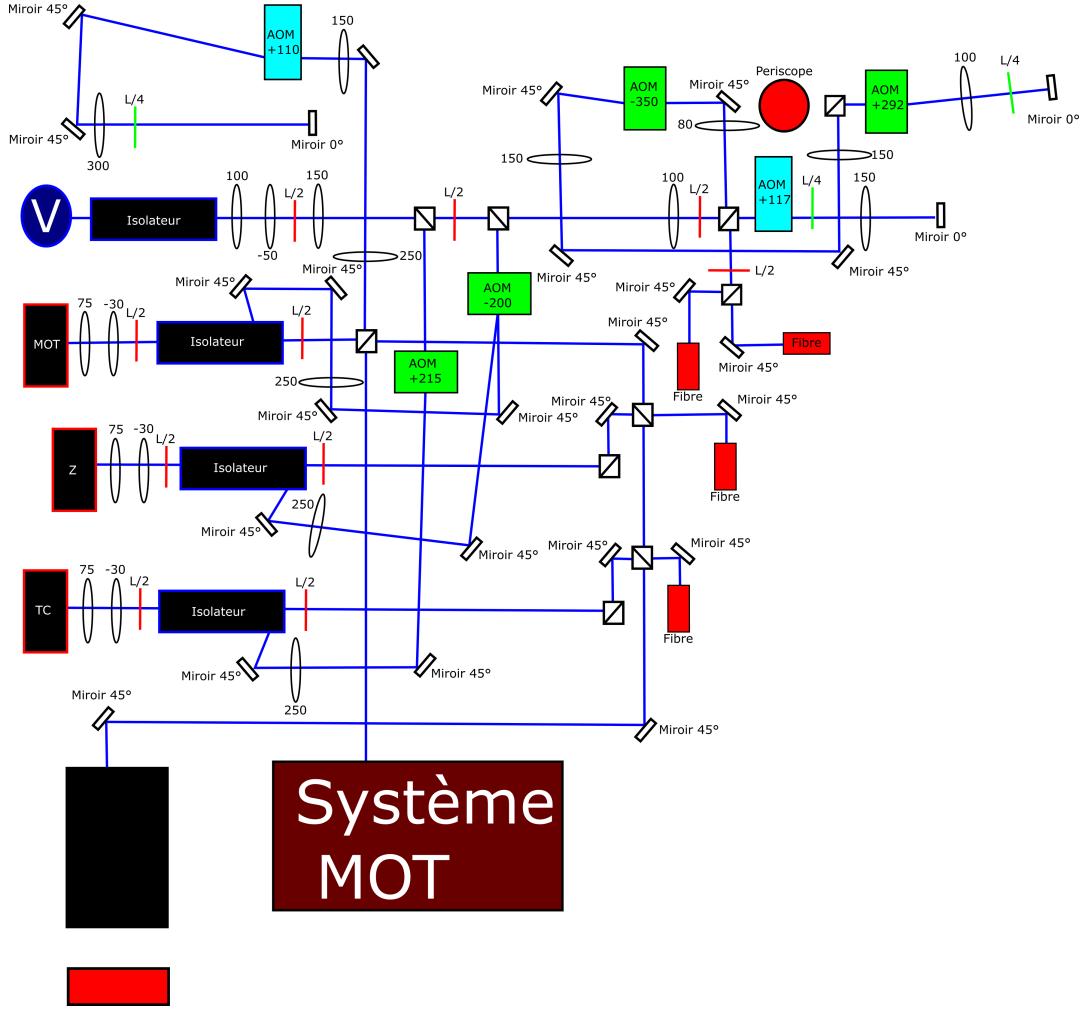


FIGURE 3 – Montage Optique de la Chaîne Bleue. *Le système est compartimenté en différents blocs afin de faciliter son utilisation. De gauche à droite : Sortie des différents lasers (Maître (Vortex) et Esclaves) et correction optique de leurs faisceaux via un système de télescope convergent-divergent ; Pour le Maître, passage dans deux AOMs simple passage afin d'aller injecter les différents Esclaves ; Pour les Esclaves, injection dans un Fabry-Pérot afin de contrôler leurs injections ; En fin de chaîne, la Vortex passe dans le chemin de la Spectroscopie et de l'Imagerie ; Les Esclaves sont envoyés dans des fibres optiques pour être envoyé sur le refroidissement laser.*

1. Injection du TC : L'Esclave TC va agir sur la première zone de refroidissement. Les atomes chauffés vont traverser des microtubes. Le jet présentera une trajectoire ballistique et nous nous attendons à une divergence du faisceau atomique. Afin de contrôler la trajectoire de ce jet, nous utilisons un premier laser (TC) qui va venir collimater les atomes suivants l'axe optique.

L'AOM permettant d'injecter le TC se voit prélever l'ordre +1. Cela signifie donc que l'esclave va émettre à une fréquence de $\nu_{TC} = \nu_V + 215\text{MHz}$. Sachant la valeur de ν_V , on en déduit que la valeur en fréquence d'émission de l'esclave TC est de $\nu_0 - 15\text{MHz}$. On dit alors que le faisceau est dans le rouge de la transition.

2. Injection du Zeeman : La deuxième zone du ralentissement est le ralentisseur Zeeman. Cette partie

du refroidissement est plus difficile à réaliser car les atomes qui passent dans le ralentisseur Zeeman vont avoir leurs niveaux d'énergies écartés à cause du champ magnétique présent dans le ralentisseur Zeeman. Afin de pouvoir les refroidir tout du long, nous allons utiliser un laser qui pourra interagir avec les atomes présents dans le champ magnétique.

L'AOM utilisé pour injecter l'Esclave Zeeman se verra alors prélevé l'ordre -1 et cela à une fréquence de 200MHz . Ainsi, la fréquence d'émission de l'esclave une fois injecté sera telle que : $\nu_{\text{Zeeman}} = \nu_V - 200\text{MHz}$. Cette fréquence sera alors d'une valeur d'environ $\nu_0 - 430\text{MHz}$. Un tel désaccord permettra de contrebalancer l'effet Doppler présent lors du refroidissement Zeeman.

Remarque sur le Double Passage Le montage expérimental utilise plusieurs fois des AOMs dit en *double passage*, notamment l'AOM 110 MHz du MOT présent en haut à gauche de la figure 3, ainsi que l'AOM 117 MHz utilisé pour l'imagerie et enfin l'AOM 292 MHz de la spectroscopie, également observable sur la figure 3. Un tel montage est une astuce pour pouvoir contrôler la fréquence d'un faisceau diffracté sans changer son angle et sans le déplacer spatialement. D'autre part, le double passage permet également de doubler la fréquence du faisceau qui passe dans l'AOM qui est diffracté deux fois.

Conclusion : Pourquoi préférer un AOM en double passage qui va venir doubler la fréquence du faisceau plutôt que d'utiliser un seul AOM de fréquence plus élevée qui donnera immédiatement la fréquence désirée ? Cela est dû à notre souhait de faire varier la fréquence du faisceau facilement.

Cas de l'optique géométrique Lorsqu'un faisceau diffracte à travers un AOM, il partira dans une certaine direction suivant la fréquence que l'on met dans l'AOM. Cependant, si l'on met une fréquence plus haute ou plus basse que la fréquence d'origine, le faisceau (rouge) sera décalé spatialement par rapport au faisceau d'origine (bleue). Ce comportement est présenté sur la figure 4.

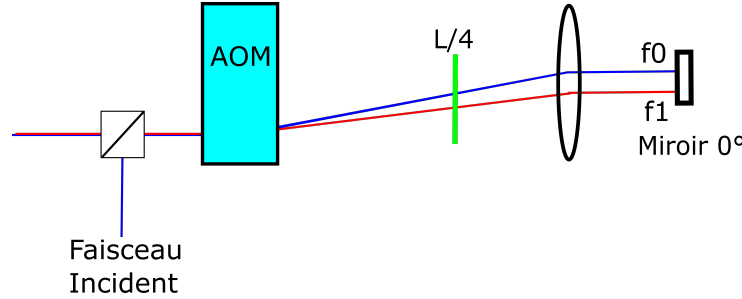


FIGURE 4 – Schéma standard d'un double passage en optique géométrique. *Le faisceau incident bleue traverse l'AOM et diffracte en créant le faisceau rouge. Chaque faisceau possède alors une fréquence propre. Le but de ce montage est d'avoir un retour du faisceau rouge qui suive, après l'AOM, le même chemin que le faisceau incident bleue. Bien régler, tous les faisceaux retours suivront le chemin inverse au faisceau bleue.*

A cause de ce mouvement spatial, le faisceau ne peut être contrôlé en position. Le double passage permet de combler ce manque en adaptant un système *oeil de chat* - ou $f - 2f - f$. Le but de la manipulation est la suivante : à la sortie de l'AOM lors de son premier passage, on positionne une lentille ainsi qu'un miroir qui vont permettre (dans le cas de l'optique géométrique) de collimater le faisceau et de le renvoyer dans l'AOM tel qu'il était lors de son premier passage. Une $\frac{\lambda}{4}$ est présente afin de faire passer toute la lumière au retour à travers le cube séparateur. Le système sera réglé une fois que les variations de fréquences ne changeront pas la position spatiale du faisceau retour.

Cas de l'optique gaussienne Dans le cas de l'optique gaussienne, le schéma de la figure 4 ne permet pas d'obtenir un faisceau collimaté. Le logiciel Gaussian Beam ([Lod]), dont des illustrations sont présentées sur la figure 5 permet de voir ce phénomène.

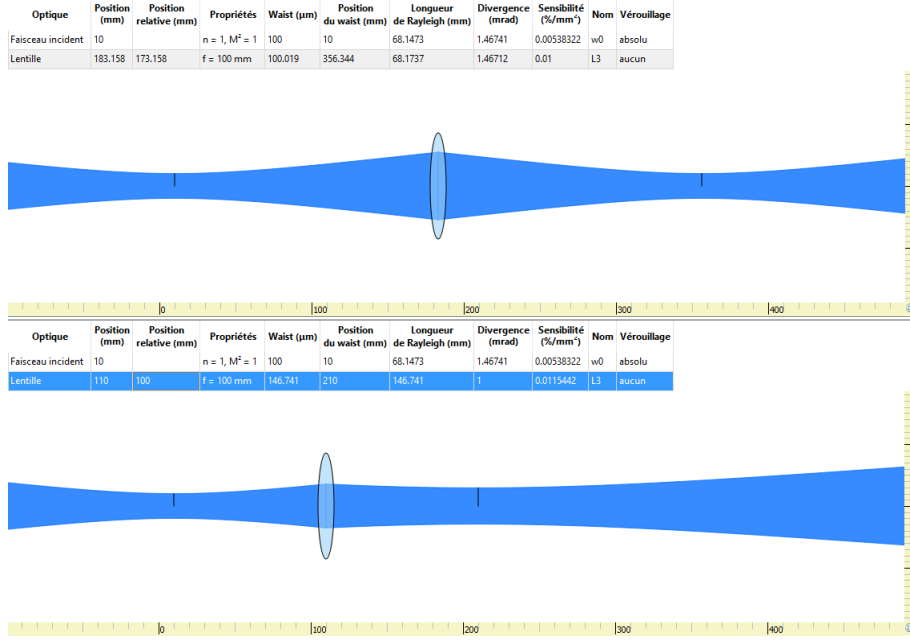


FIGURE 5 – Simulation du comportement d'un faisceau gaussien après une lentille. $w_0 = 100\mu\text{m}$, $f = 100\text{mm}$. En haut : la lentille est placée à une distance relative $D = 173,1\text{mm}$ du waist initiale w_0 et donne un waist $w_1 = 100\mu\text{m}$ et une longueur de Rayleigh $z_R = 68,1\text{mm}$. En bas : la lentille est placée à une distance relative $D = f = 100\text{mm}$ du waist initiale w_0 et donne un waist $w_1 = 146,7\mu\text{m}$ et une longueur de Rayleigh $z_R = 146,7\text{mm}$. On remarque que si la lentille est placée à la distance focale de w_0 , le faisceau gaussien aura une plus grande longueur de Rayleigh et pourra être considéré comme "collimaté"

Comme le présente la figure 5, on peut voir que pour un même waist initiale que l'on va appeler w_0 , le waist final, w_1 est différent suivant la position de la lentille. Dans le cas où la lentille est placée à une distance $D > f$ (avec f la focale de la lentille), cas de la figure du haut : $w_0 = w_1$. Dans le cas où la lentille est à une distance $D = f$ (cas inférieur) : $w_0 < w_1$. Cette modification peut être calculée à partir de la formule suivante ([BF07b]) :

$$w_1 = \frac{\lambda f}{\pi w_0} \quad (1)$$

Nous devons d'autre part introduire la longueur de Rayleigh z_R dont la formule se note :

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

Le système en double passage va être plus ou moins sensible aux variations en fonction d'une longueur de Rayleigh plus ou moins grande. Si on fait une analogie avec le système en optique géométrique, plus la longueur de Rayleigh sera grande plus le faisceau semblera "collimaté". Inversement, plus la longueur de Rayleigh sera faible, plus la divergence du faisceau sera visible. La figure 5 présentant les deux cas en est un exemple concret. Dans le cas 1, $w_1 = 100\mu\text{m}$. On calcule alors une longueur de Rayleigh $z_R = 68.10^{-3}\text{m}$. Dans le cas 2, $w_1 = 146\mu\text{m}$, on calcule une longueur de Rayleigh $z_R = 146.10^{-3}\text{m}$.

Remarque : Un faisceau gaussien ne sera jamais collimaté, la lentille nous permet de jouer uniquement sur sa divergence. Un faisceau gaussien possèdera toujours un waist à une certaine position.

Le système en double passage possède des avantages techniques sur le long terme mais l'étude des faisceaux est cruciale pour que le système soit optimal. Les trois AOMs utilisés en double passage seront cependant très facilement contrôlables en fréquence et en amplitude et cela est un atout considérable pour la suite.

AOM 110 - MT110-B50A1-VIS Deux AOMs 110 sont présents sur la table optique. Le premier est utilisé pour le MOT (Esclave injecté par un ordre 0 donc non désaccordé de la fréquence initiale et utilisé pour le piège magnéto-optique) et le deuxième pour l’Imagerie.

1. Injection du MOT :

Nous voulons que cet esclave puisse être contrôlé indépendamment des deux autres. Le faisceau du MOT est utilisé pour piéger les atomes dans la partie du piège magnéto-optique (c’est-à-dire à la fin de la décélération du jet d’atomes, la troisième et dernière zone du ralentissement par laser). Si cet Esclave possède un AOM après injection de l’Esclave par le Maître, c’est avant tout pour pouvoir être contrôlé plus rapidement et avoir une extinction rapide lors de l’expérience.

Le double passage permet, comme expliqué dans le paragraphe précédent, de combler le décalage en position des faisceaux lorsque l’on change de fréquence. D’autre part, ces configurations ont également été choisies pour pouvoir modifier l’amplitude (contrôlable par ordinateur).

2. Imagerie :

Le deuxième AOM 110 sera utilisé sur le chemin de l’imagerie également en double passage. Cet AOM permet un contrôle en fréquence ainsi qu’en amplitude ce qui est plus confortable pendant l’expérience. En effet, le chemin de l’imagerie nous permettra de varier la fréquence entre le boson et le fermion.

AOM 350 - B15010, 2-VIS Deux AOMs 350 sont utilisés sur le montage bleu comme le présente la figure 3. Le premier AOM 350 permet de désaccorder la fréquence de la Vortex, puis, à plus grande échelle, permet l’utilisation d’AOMs de largeur de bande raisonnable pour l’injection des Esclaves, le deuxième va, quant à lui, permettre de ramener la fréquence du laser à la fréquence désirée pour interroger les différents isotopes.

L’AOM 350 MHz en double passage a donc les mêmes motifs que les AOMs 110 MHz, c’est à dire une grande ajustabilité de par sa fréquence propre ainsi qu’un contrôle de la fréquence du laser.

2 Mise en Place du Montage Optique

2.1 Caractérisations des Diodes Esclaves

Caractérisation de l’effet laser Il est important de garder en tête les valeurs de fonctionnement des différentes diodes utilisées. Les figures 6 qui suivent présentent la courbe d’apparition de l’effet laser pour les trois esclaves présents sur la table optique.

Les trois lasers ont un comportement globalement similaires mise à part le MOT qui a son seuil laser à partir d’un courant plus élevé (40mA).

Taille des Faisceaux Dans ce paragraphe nous rappelons les différents faisceaux que nous avons en insistant sur leurs waists. Nous avons collimaté chacun des faisceaux à l’aide d’un télescope cylindrique (75mm; −30mm). Une lentille de focal 200 mm a également été utilisée afin d’obtenir des informations plus précises sur la collimation des faisceaux. En utilisant la relation 1, nous pouvons en déduire le waist en sortie de chacun des télescopes. Les différents waists sont rangés dans le tableau 2.1.

Remarque expérimentale : Il s’est trouvé que pour le dernier Esclave (TC), la lentille de collimation n’était pas correctement placée. Cela étant dû au cylindre de protection qui, une fois vissé au bout, faisait légèrement pivoter la lentille de collimation et rendait le faisceau complètement divergent. Une fois ce problème réglé, nous avons observé une nette amélioration dans l’injection de cet esclave ainsi que sur son apparence. De plus, ce faisceau se comporte à présent de manière identique aux deux autres faisceaux.

2.2 Mise en place des AOMs

La mise en place des AOMs ainsi que leurs optimisations demandent une étude de faisceaux gaussiens afin d’avoir le meilleur rendement possible. Le tableau 2.2 regroupe les différentes tailles de faisceaux entrant

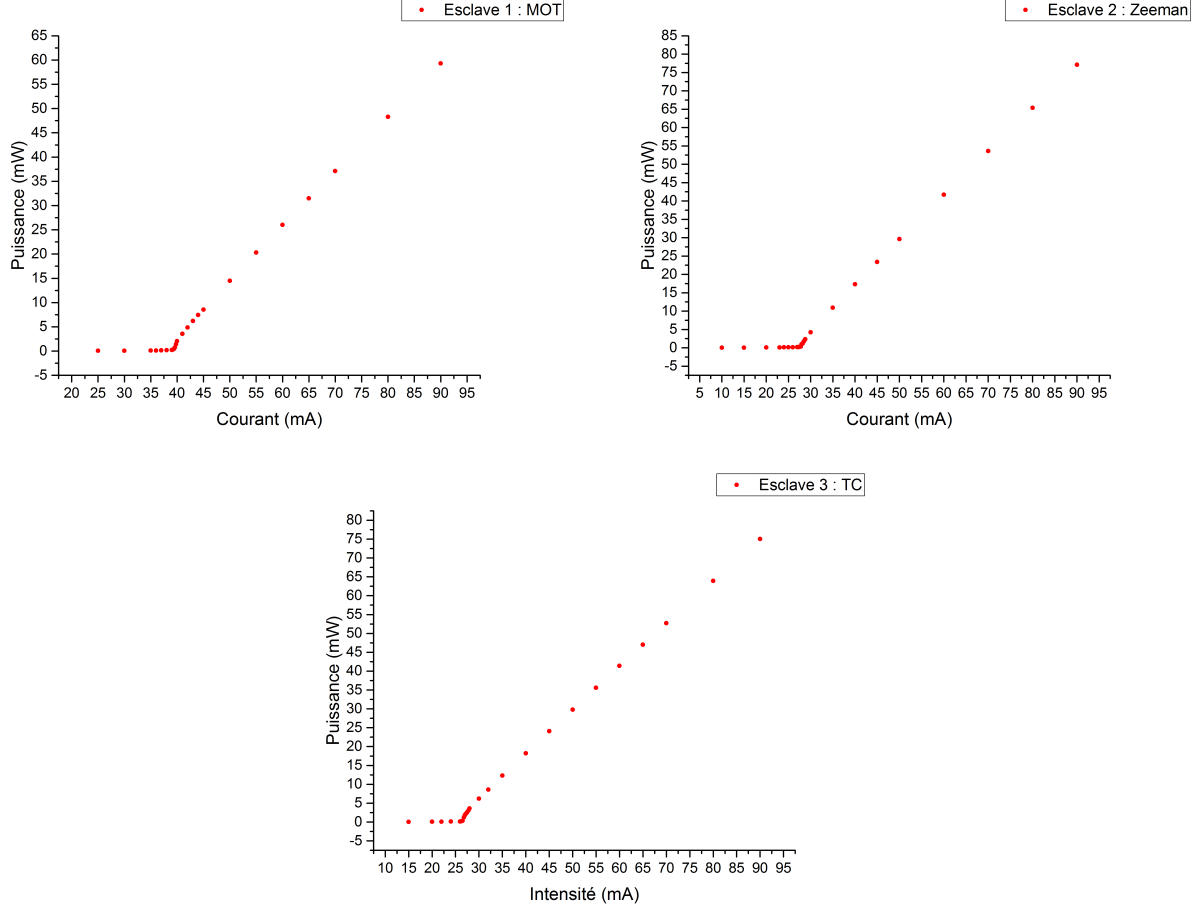


FIGURE 6 – Caractérisation de l’effet laser des trois diodes esclaves. *De gauche à droite : Laser MOT, effet laser visible à partir de 40mA pour une température $T_{MOT} = 30,7^\circ$; Laser Zeeman, effet laser visible à partir de 27mA pour une température $T_{Zeeman} = 30,1^\circ$; Laser TC, effet laser visible à partir de 26mA pour une température $T_{TC} = 31,4^\circ$.*

Laser	Waist Horizontal (μm)	Waist Vertical (μm)
Vortex	250	259,6
MOT	564	545
Zeeman	515	469
TC	554	560

FIGURE 7 – Tableau récapitulatif des différents waists provenant du laser maître et des lasers esclaves après le télescope (75; -30). *La Vortex possède les plus petits waists. D’autre part, les esclaves possèdent tous un waist similaire après les télescopes. Cela est normal étant donné qu’ils ont des diodes lasers identiques.*

dans les différents AOMs de la table optique. D’autre part, les spécifications recommandées sont également disponibles afin de comparer les mesures expérimentales aux valeurs données dans les datasheet [Y.C15a], [Y.C15b] et [Y.C15c]. De plus, le tableau présente également la puissance d’entrée **dans l’AOM** P_{in} et la puissance diffracté au premier ordre P_{1O} . La dernière colonne faisant référence à l’efficacité de diffraction.

De plus, les spécifications d'efficacités mesurées par le constructeur sont données dans la colonne e_{specs} .
Les efficacités de diffraction ont été mesurée de la manière suivante :

$$e = \frac{P_{IO}}{P_{in}}$$

AOMs	w_H (μm)	w_V (μm)	w_{specs} (μm)	P_{in} (mW)	P_{IO} (mW)	e (%)	e_{specs} (%)
(TC) AOM + 215 MHz	112	112	125	1,9	1,4	74	85
(Zeeman) AOM - 200 MHz	112	112	125	1,7	0,8	47*	85
(Imagerie) AOM + 117 MHz	300	450	350	2	1,4	70	85
(MOT) AOM + 110 MHz	225,6	250,1	350	3,2	2,7	84	85
(Spectro SP) AOM - 350 MHz	69,3	64,75	70	Not	Not	Not	85
(Spectro DP) AOM + 292 MHz	64,55	61,95	70	Not	Not	Not	85

FIGURE 8 – Tableau récapitulatif des différents waists présent dans les AOMs. *Tous les AOMs peuvent diffractés au minimum 85% de la lumière. AOM + 215 MHz : Taux de diffraction de 74%, il permet l'injection de l'Esclave TC. AOM - 200 MHz : Taux de diffraction de 47%, il s'agit d'un choix expérimental afin d'avoir environ 50% dans l'ordre 0 et l'ordre 1, l'ordre 0 permettant d'injecter l'Esclave MOT et l'ordre 1 l'Esclave Zeeman. AOM + 117 MHz : Taux de diffraction de 70%, AOM utilisé en double passage pour l'imagerie. AOM + 110 MHz : Seul le waist dans l'AOM a été mesuré. AOM - 350 MHz : Très petite zone de diffraction, aucune information sur la diffraction pour le moment, atténuateur trop important (-20dB) qui empêche une mesure correcte. AOM + 292 MHz : même motif que l'AOM - 350 MHz. Remarque : Par la suite, les AOMs 350 MHz seront dotés d'atténuateurs variables.*

Chaque AOM mis en place nécessite une étude de faisceau. En effet, il nous faut avoir un waist semblable à celui précisé dans les datasheet pour augmenter l'efficacité de diffraction.

De plus, il s'avère qu'électroniquement, les AOMs se comportent mieux lorsqu'ils travaillent avec une puissance RF adéquate. Le tableau 2.2 présente les puissances que l'on utilise ainsi que la puissance d'utilisation conseillée par le constructeur.

AOMs	P_{RF} (W)	$P_{RF_{OPTI}}$ (W)	Seuillededommage (W)	Atténuateurs (dB)
(TC) AOM + 215 MHz	0,4	0,4	2,2	10
(Zeeman) AOM - 200 MHz	0,3	0,4	2,2	16
(Imagerie) AOM + 117 MHz	0,25	0,3	2,2	6
(MOT) AOM + 110 MHz	0,2	0,3	2,2	6
(Spectro SP) AOM - 350 MHz		0,3	1,3	20
(Spectro DP) AOM + 292 MHz		0,3	1,3	20

FIGURE 9 – Tableau récapitulatif des différentes puissance RF utilisées dans les AOMs. *Tous les AOMs sont utilisés avec une puissance RF réduite par rapport à leurs seuils de dommage. La puissance RF optimale donnée par le constructeur est généralement respectée. On remarquera que les AOMs 350 MHz sont les plus fragiles, de plus, ce sont eux qui ont la zone d'action la plus étroite avec $w_{rec} = 70\mu m$ (Tab.2.2). Les atténuateurs se placent entre les sorties de DDS et le système d'amplificateur.*

AOM + 215 MHZ (Transverse Cooling) et AOM - 200 MHZ (Zeeman)

Etude des waists Si on regarde la figure 3 présentant la table optique, on remarque que ces deux AOMs possèdent une lentille unique pour leurs deux injections.

Les AOMs possèdent une petite zone d'action pour faire diffracter les faisceaux incidents. Cette zone d'action, appelée Beam Diameter en anglais (i.e. diamètre du faisceau), est donnée par le constructeur dans les data fournis avec chaque AOM.

Si le faisceau est trop gros ou trop petit, la diffraction au travers de l'AOM ne sera pas optimale. D'après le tableau 2.2, le waist du faisceau incident doit taper la zone actif de l'AOM avec une taille inférieure à $125\mu m$.

Sachant que le waist de la Vortex est tel que $w_0 = 254,8\mu m$ (Tab.2.1), on peut calculer le waist théorique après une lentille de 150 mm via la formule 1. On obtient ainsi $w_{AOM} = 85\mu m$. Cette donnée n'est pas identique à ce qui est fourni dans le tableau 2.2 où le waist est mesuré à $112\mu m$. En effet, pour des questions d'optimisation de l'espace optique, nous avons dû décaler certains AOMs par rapport à la focale de la lentille (décalage d'environ $2 \rightarrow 3cm$). Bien que la mesure expérimentale soit légèrement supérieure à l'attente théorique, nous restons à un waist inférieur à ce qui est donné dans la data de l'AOM 200 MHz.

D'autre part, la diffraction obtenue avec cette taille de faisceau nous a permis de caractériser les AOMs comme le présente la figure 10.

Caractérisation des AOM 200 MHz La figure 10 présente les performances de l'AOM pour une diffraction d'ordre 1 en modifiant la valeur de la puissance RF disponible. Les AOMs 200 MHz peuvent tenir jusqu'à 2,2W de puissance RF. Afin de ne pas les brûler, nous mettons un atténuateur $-15dB$ pour les protéger d'un choc. Avec un tel atténuateur, la puissance RF maximale qu'ils puissent recevoir est inférieure à 2W.

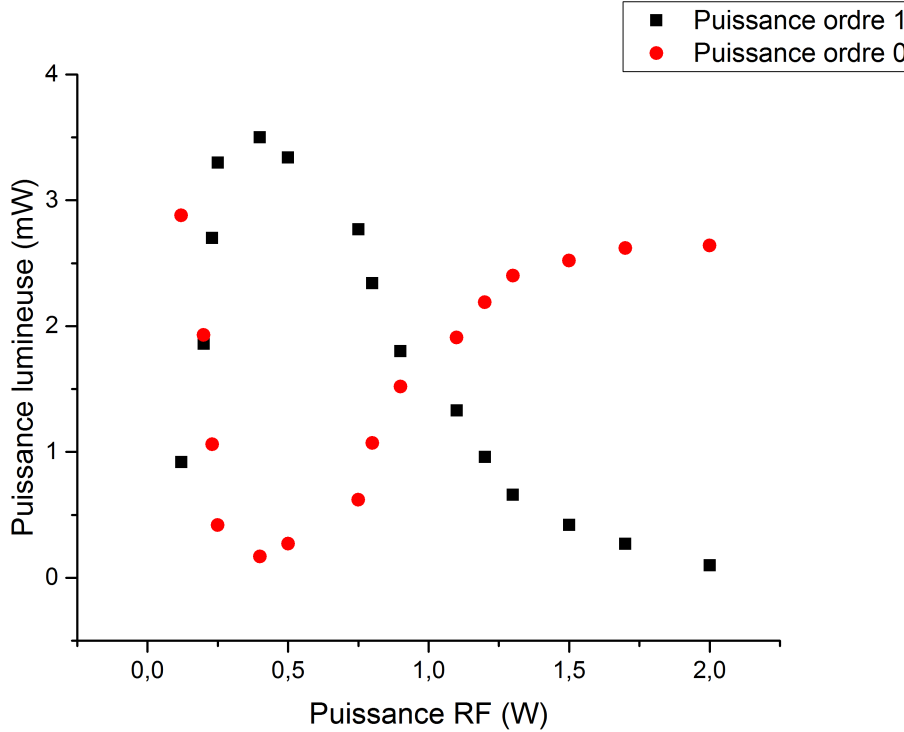


FIGURE 10 – Puissance Diffractée en fonction de la Puissance RF des AOMs 200 MHz. La courbe noire présente l'efficacité de diffraction de l'ordre 1 en fonction de la puissance RF reçu par l'AOM. La courbe rouge présente la variation de la puissance de l'ordre 0. On observe clairement la corrélation entre l'augmentation de l'ordre 1 et la décroissance de l'ordre 0. Il s'avère que les AOMs fonctionnent également mieux à basse puissance RF et qu'il n'est donc pas nécessaire de mettre un maximum de puissance pour faire fonctionner les AOMs.

On notera cependant que les atténuateurs utilisés pour les AOMs 200 MHz les protègent contre une mauvaise manipulation, mais qu'une faible puissance RF est meilleure pour leur fonctionnement. En effet, cela est vérifié par les spécifications qui présentent leurs AOMs comme étant optimales à $P_{RF} = 0,4W$ (Tab.2.2).

Remarque : Les AOMs 200 et 215 sont utilisés pour l'injection des Esclaves via le Maître. On notera que les injections sont faites avec peu de lumière (1mW environ)(Ref. tableau 2.2). L'AOM 200 utilise l'ordre 0 et l'ordre 1 pour l'injection de la diode Esclave MOT et la diode Esclave Zeeman respectivement. Afin d'avoir une certaine équité, nous avons, après optimisation de la diffraction, jouer sur les atténuateurs afin d'obtenir autant de puissance dans l'ordre 0 que dans l'ordre 1.

AOM + 110 MHz (MOT) et AOM + 117 MHz (Imagerie)

Etude des waists

1. AOM + 110 MHz :

Cet AOM est indépendant de la Vortex. En effet comme le présente la figure 3, il est présent sur la voie du MOT et permet, comme expliqué dans le paragraphe 1.3, de contrôler la fréquence et la puissance du MOT plus rapidement avec l'aide du double passage. De plus, la fréquence pourra être changée sans qu'il y ait de variation spatiale lors des changements en fréquence.

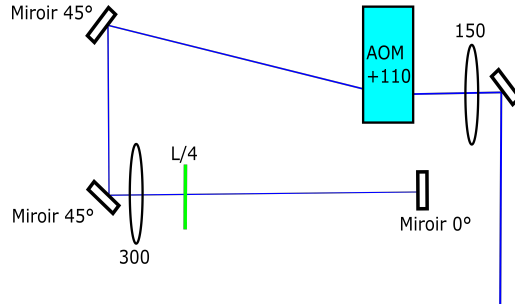


FIGURE 11 – Double Passage de l'AOM + 110 MHz. Le montage optique de l'AOM + 110 MHz utilise une lentille de focale 300 mm et nécessite donc une longueur de 600 mm avant et après la lentille (système $f-2f-f$). La distance $2f$ étant l'aller-retour contre le miroir à 0° après la lentille.

La figure 11 représente l'utilisation du double passage côté MOT. Ce montage a cependant été modifié pour éviter le repliement. Le but initial était de faire un circuit replié pour faciliter l'optimisation du retour de faisceau. En effet, à partir des équations 1 et 2, nous pouvons calculer le waist après la lentille de 300 mm ainsi que sa longueur de Rayleigh. On obtient alors :

$$w_1 = 185,1\mu m \quad z_R = 233,4mm$$

Avant de discuter du montage, nous remarquons que si nous avions pris une lentille de focale 100 mm, la longueur de Rayleigh aurait été 3 fois plus courte ! Cela aurait alors été impossible à régler. Nous avons donc opté pour une lentille de plus grande focale afin de pouvoir optimiser plus facilement le retour de la lumière. Cependant, par la suite, nous nous sommes rendus compte que ce repliement n'était pas efficace et nous sommes donc revenu à un schéma plus traditionnel.

2. AOM + 117 MHz :

Cet AOM est utilisé pour faire de l'imagerie et il sera, par la suite, injecté dans des fibres optiques (identiquement à l'AOM + 110 du MOT). Il est également utilisé en double passage afin de pouvoir changer la fréquence sans subir une translation spatiale du faisceau.

Le montage est un double passage standard identique à celui présenté sur la figure 4. La lentille utilisée pour le système $f-2f-f$ possède une focale de 200 mm ce qui rend un chemin d'une longueur totale

de 400 mm. Comparons le waist et la longueur de Rayleigh de cette AOM + 117 MHz avec le waist et la longueur de Rayleigh calculée pour l'AOM + 110 MHz.

$$w_1 = 378\mu m \quad z_R = 973mm$$

La longueur de Rayleigh de cette AOM + 117 MHz est nettement plus importante que celle de l'AOM + 110 MHz. Ce qui rend ce double passage plus simple à régler que le premier. Le dernier double passage que l'on va positionner sera celui de l'AOM + 292 MHz. Nous comparerons alors les trois waists et les trois longueurs de Rayleigh afin de comprendre ces différences d'optimisation.

Caractérisations des AOMs + 110 MHz et + 117 MHz Les mesures de puissance RF réalisées sur les AOMs - 200 MHz et + 215 MHz ont également été faites sur les AOMs 110 MHz. La figure 12 présente les deux courbes de puissance diffractée en fonction de la puissance RF.

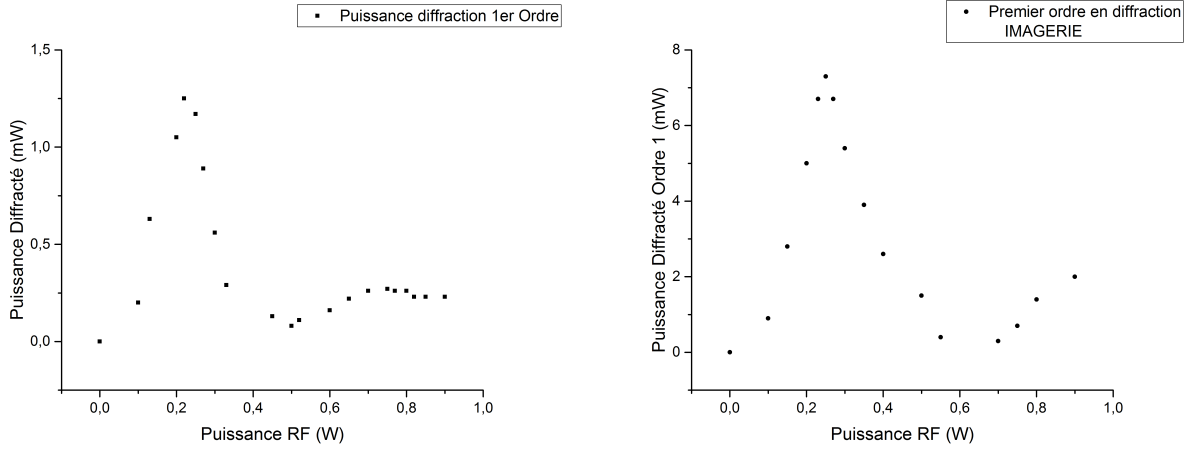


FIGURE 12 – Puissance Diffractée en fonction de la Puissance RF des AOMs + 110 et + 117. La courbe de droite présente la puissance diffractée de l'AOM + 110 MHz. La courbe de gauche présente la puissance diffractée de l'AOM + 117 MHz. On remarque que les courbes possèdent une forme identique, mais avec un léger déphasage. En effet, la puissance optimale de l'AOM + 110 MHz se trouve à 0,2 W alors que la puissance optimale de l'AOM + 117 se trouve à 0,25 W. Cela étant dû à la différence de fréquence entre les deux AOMs.

AOM - 350 MHz (Spectroscopie Single Pass (SP)) et AOM + 292 MHz (Spectroscopie Double Pass (DP)) Ces deux derniers AOMs ne sont pas encore optimisés. Nous nous intéresserons donc uniquement au double passage de l'AOM + 292 MHz pour le moment.

Pour construire ce double passage nous utilisons une lentille de focale 100 mm. De la même manière que précédemment, nous calculons le waist et la longueur de Rayleigh du faisceau.

$$w_1 = 232\mu m \quad z_R = 366,6mm$$

La longueur de Rayleigh de ce faisceau est plus petite que la longueur de Rayleigh du faisceau de l'AOM + 117 MHz. Cependant, l'AOM de l'imagerie utilise une lentille de focale 200 mm alors que dans le cas de l'AOM + 292 MHz, on utilise une lentille de focale deux fois plus courte. Pour une même lentille, nous aurions eu, pour l'AOM + 292 MHz, un waist $w_1 = 464,2\mu m$ et une longueur de Rayleigh $z_R = 1467,7mm$ soit une longueur de Rayleigh d'un mètre cinquante !

Cependant, une lentille de plus grande focale demande également une distance plus grande, ce qui n'est pas possible dans notre montage optique qui se veut compact.

Remarque : On notera que si la longueur de Rayleigh est grande devant la distance qui sépare la lentille du miroir, alors la position du miroir est beaucoup moins sensible ! En effet, le faisceau pourra être considéré comme "collimaté" à l'instar des lois de l'optique géométrique.

Finalement que le double passage de l'AOM + 110 MHz du MOT est celui qui est le plus difficile à réaliser car une longueur de Rayleigh faible signifie une grande divergence et donc un faisceau "non-collimaté". A l'inverse, une longueur de Rayleigh tel que celui de l'AOM + 117 MHz ou de l'AOM + 292 MHz sera facilement réglage, car les lois de l'optique géométrique pourront être appliquées pour régler la position de la lentille de façon optimale sans que la position du miroir ne soit critique.

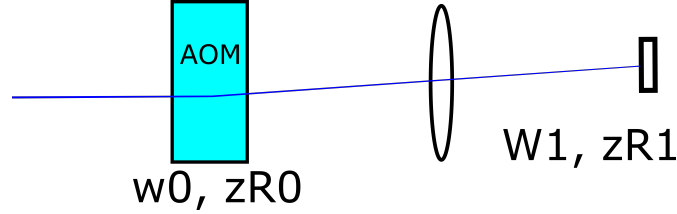


FIGURE 13 – Illustration des prises de mesures du tableau 2.2. On prend les mesures des waists sur les AOMs (w_0) et on calcule leurs longueurs de Rayleigh (z_{R_0}). Ensuite, on calcule les waists après la lentille (w_1) ainsi que leurs longueurs de Rayleigh (z_{R_1})

2.3 Injection des Esclaves

La caractérisation des diodes - effet laser, taille de faisceaux - ainsi que la caractérisation de chaque type d'AOMs nous permet de continuer le chemin vers la chaîne bleue définitive en nous intéressant à présent à l'injection des Esclaves.

Cette injection nous permettra d'avoir des lasers monomodes dont la fréquence est égale à celle obtenue par l'ajout ou la soustraction d'une fréquence ν_{AOM} . Cependant, afin de diagnostiquer le spectre des lasers, nous utilisons un interféromètre de Fabry-Pérot.

Dans un premier temps, nous rappelons succinctement ce qu'est une cavité Fabry-Pérot confocale pour nous intéresser ensuite aux protocoles et aux résultats d'un système Maître-Esclave ainsi qu'à l'injection d'une cavité Fabry-Pérot. De plus, nous pouvons également nous intéresser dès lors d'une injection de faisceau dans une fibre optique.

2.3.1 Fabry-Pérot

Introduction au Fabry-Pérot

AOMs	w_0 (μm)	z_{R_0} (mm)	w_1 (μm)	z_{R_1} (mm)	f (mm)	$D_{\text{lentille-miroir}}$ (mm)
(Imagerie) AOM + 117 MHz	375	957,8	378	973	200	200
(MOT) AOM + 110 MHz	237,85	380,47	185,1	233,4	300	300
(Spectro DP) AOM + 292 MHz	63,25	27,25	232	366,6	100	100

FIGURE 14 – Tableau récapitulatif des différents waists au niveau des AOMs et après la lentille du système oeil de chat. Les mesures des waists w_0 ont été calculé à partir de la moyenne des waists horizontals (w_H) et des waists verticals (w_V) présentés dans le tableau 2.2. Les waists w_1 ont été calculés à partir de l'équation 1. Les longueurs de Rayleigh z_{R_1} et z_{R_2} ont été calculés à partir de l'équation 2. ([BF07b])

Optique Géométrique Une cavité Fabry-Pérot (appelé aussi interferomètre de Fabry-Pérot) est une cavité optique ultra-stable constituée de deux miroirs semi-réfléchissants séparés d'une distance noté L . Le coefficient de réflexion de ces deux lames va généralement de 95% \rightarrow 99% ([BF07a]).

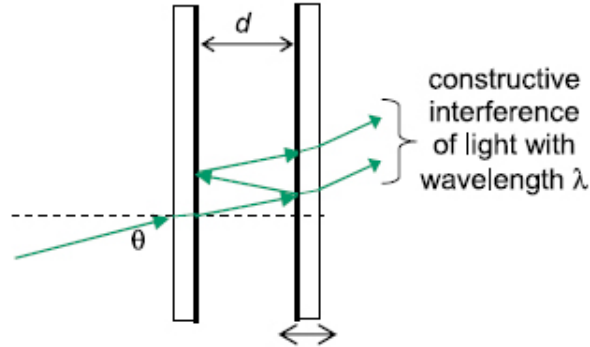


FIGURE 15 – Modèle standard en optique géométrique du Fabry-Pérot avec plusieurs allers-retours dans la cavité. Dans ce modèle, les deux miroirs sont plats et seule les ondes constructives passent à travers les miroirs semi-réfléchissants. (Ref. Image : [Wik])

S'agissant d'une cavité, on peut calculer son intervalle spectral libre. Pour rappel, dans le cas d'une cavité quelconque (non confocale), la condition de résonance dans la cavité s'écrit ([Unk13]) :

$$2L = m\lambda = \frac{mc}{\nu}$$

On note λ la longueur d'onde de l'onde lumineuse incidente, ν sa fréquence et m un mode. Ainsi, on peut écrire :

$$\nu_m = \frac{mc}{2L}$$

On appelle alors *intervalle spectral libre* de la cavité laser l'intervalle entre les fréquences de résonance correspondant à deux ordres consécutifs. L'ISL s'écrit alors :

$$ISL = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2L} \quad (3)$$

Cependant, cette relation est valable dans le cas d'un Fabry-Pérot ayant des miroirs semi-réfléchissant plat et quelconque. Dans le cas de notre Fabry-Pérot, nous utilisons une cavité dite *confocale*.

Fabry-Pérot à cavité confocale On dit d'une cavité qu'elle est confocale lorsque les deux miroirs qui l'a constitue possèdent leurs foyers au même endroit dans la cavité. Chaque miroir possède un rayon de courbure noté R , dans le cas d'une cavité confocale, la distance entre les deux miroirs - L - est égale à leurs rayons de courbure respectifs R :

$$L = R$$

Cette particularité entraîne le fait que tout rayon parallèle à l'axe se reboucle sur lui même après un trajet en "8" de longueur $4L$ comme le présente la figure 16.

De par cette particularité, l'intervalle spectral libre de ce Fabry-Pérot s'écrit donc :

$$ISL = \frac{c}{4L} \quad (4)$$

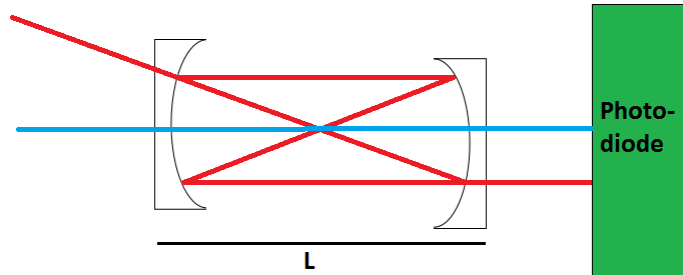


FIGURE 16 – Principe d’injection du Fabry-Pérot Confocale. Rouge : Faisceau mal injecté, il boucle sur lui-même en formant un 8 et parcourt une distance $4L$. Bleu : Faisceau correctement injecté, il boucle sur lui-même en parcourant une distance $2L$.

On comprend donc qu’il y a deux fois plus de modes résonnants dans une cavité laser confocale que dans une cavité non confocale de même longueur. En effet, même les rayons non parallèles à l’axe optique peuvent résonner dans la cavité ([Unk13]). On notera cependant qu’une cavité de ce type peut se retrouver avec un ISL équivalent à l’équation 3. Pour cela, le faisceau incident et le faisceau retour doivent être parfaitement alignés, c’est à dire que tous les faisceaux doivent être parallèles à l’axe optique, comme le montre le tracé bleu sur la figure 16.

Cet alignement est important pour pouvoir régler par la suite l’injection des Diodes Esclaves et nous devons donc faire attention à ce que la cavité Fabry-Pérot fonctionne bien suivant l’équation 3.

Injection du Fabry-Pérot Le protocole d’injection est schématisé sur la figure 17 et expliqué ci-dessous.

1. Deux miroirs sont nécessaires au bon alignement de la cavité optique.
2. Dans le cas d’un faisceau gaussien, on ajoute une lentille avant le Fabry-Pérot. Il faut que le centre du Fabry-Pérot soit placé à la distance focale de la lentille.
3. L’optimisation commence avec les deux miroirs. Comme le présente la figure 17, le miroir 1 optimise en zone 1 et le miroir 2 optimise en zone 2.
4. Deux points apparaîtront côté photodiode si le faisceau est correctement pré-aligné. Le but est de superposer ces deux points lumineux.
5. Par itération, nous allons aligner les deux points en zone 1 avec le miroir 1 puis aligner en zone 2 avec le deuxième miroir. Cela sera fait plusieurs fois jusqu’à ce que les points soient alignés sur les deux positions.

Remarque : Lors de l’utilisation du Fabry-Pérot, il faut veiller à ne pas dépasser les 1mW d’injection. En effet, dans le cas où la cavité est bien alignée, la réflexion de la lumière sur le Fabry-Pérot va réinjecter l’esclave avec sa propre lumière. La diode laser va alors avoir des difficultés à laser sur un seul mode lorsque l’on s’intéressera à l’injection Maître-Esclave.

2.3.2 Montage Maître-Esclave et Superposition de faisceaux laser

Le protocole de superposition des faisceaux est identique à l’injection dans le Fabry-Pérot. La figure 18 schématise le protocole énoncée ci-dessous. Dans notre montage, nous n’utilisons pas deux miroirs plans mais un miroir plan et un cube séparateur sur une monture de miroir. En effet, une partie du faisceau est utilisée

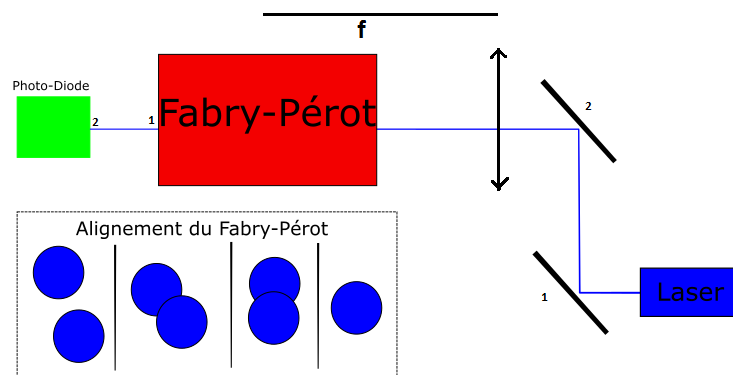


FIGURE 17 – Principe d'injection du Fabry-Pérot

pour le Fabry-Pérot mais la majeure partie sera utilisée pour une injection dans une fibre optique (Cf. Figure 3).

Le protocole de superposition est très similaire à l'alignement du Fabry-Pérot.

1. Avec le miroir a on superpose les faisceaux en position a et avec le miroir b on superpose les faisceaux en position b.

Remarque : On ne touche qu'aux miroirs du faisceau à aligner ; il ne faut pas toucher au miroir du faisceau de référence.

2. Afin d'être plus précis après ces premiers réglages, on peut regarder au niveau du Fabry-Pérot pour aligner les deux points au niveau des zones 1 et 2 présentées sur la figure 17, en utilisant respectivement les miroirs a et b. De même on ne touche plus aux miroirs d'injection de la cavité Fabry-Pérot.

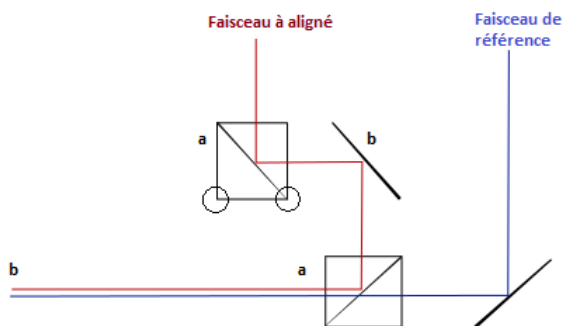


FIGURE 18 – Principe des superpositions des faisceaux lasers

Cette étape est très générale pour l'alignement de faisceaux optiques. En effet, dans ce qui suit, lors de l'injection dans un esclave via le laser maître, nous procédons de la même manière.

Injection Maître-Esclave

Principe Nous savons que notre diode Vortex lase avec un mode propre et unique de $460nm$. Les diodes esclaves, quant à elles, lasent sur une plage de fréquences beaucoup plus large et sont multimodes. Le but

d'un système Maître-esclave est donc de rendre nos esclaves monomodes en injectant une petite partie du laser Maître dans la cavité des diodes multimodes.

Injection Maître-Esclave - Théorie Prenons une diode multimode quelconque. Cette dernière va envoyer un faisceau qui comprend plusieurs fréquences dont celle qui nous intéresse. Ces différents modes sont constamment en compétition. Notre but est de permettre à un mode en particulier de gagner la compétition entre les différents modes du laser et donc d'obliger la diode esclave d'émettre uniquement suivant ce mode particulier.

Il existe plusieurs moyens de faire gagner la compétition à notre mode. Le premier moyen consiste à infliger des *pertes* à notre système. Cela peut se faire très facilement, par exemple en plaçant un filtre interférentielle. Un tel filtre va créer des pertes dans le fonctionnement multimode de la diode en empêchant les fréquences qui ne nous intéressent pas de passer au travers de ce filtre. Bien positionné, il peut diminuer le gain de tous les modes non désirés et, a posteriori, permet de ne laisser passer que la fréquence préférentielle du filtre.

Le moyen que nous utilisons sur la chaîne bleue est plus facile à réaliser, mais il est plus difficile de savoir si la fréquence injectée est stable. Cependant, un seul et unique système d'asservissement peut être utilisé contrairement à la solution des cavités étendues qui nécessite un système par laser.

Injection Maître-Esclave - Pratique Le protocole qui suit est identique au protocole de superposition de deux faisceaux. En sortie de chacune des diodes, nous avons positionné un isolateur optique. Cet isolateur permettra l'injection du faisceau de la Vortex dans le système de la diode esclave.

La figure 19 présente le système présent sur les trois esclaves. L'isolateur possède deux sorties de lumière. L'une sur l'axe optique *principale*, et une sur le côté. C'est cette dernière qui va être utilisée pour l'injection. Il est également important d'avoir un faisceau collimaté lors de l'injection. Pour cela, on utilise une lentille de focale 250mm pour la collimation du faisceau en entrée de l'isolateur.

Remarque : Expérimentalement, nous avons observé que la lentille aidait à l'injection mais que sa focale n'était pas critique. En effet, une lentille de 250 mm aide aussi bien l'injection qu'une lentille de 300mm.

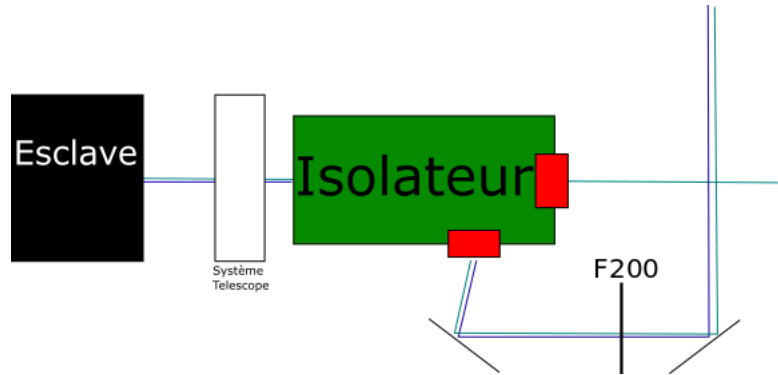


FIGURE 19 – Principe d'injection d'une diode esclave (bleu clair) via la diode Vortex (bleu foncé)

Le protocole présent ci-dessous présente les différentes étapes d'injection d'une diode esclave via une diode maîtresse :

1. Localiser le point sans diffraction en sortie de l'isolateur et positionner le faisceau provenant de la vortex sur ce dernier.
2. Superposer les deux faisceaux dans la zone 1 et 2 avec les miroirs 1 et 2 respectivement.
3. Si les faisceaux sont bien alignés, l'oscilloscope devrait présenter des pics sans bruits comme ceux présentés sur la figure 20.

Optimisation Une fois l'injection effectuée, nous voulons l'optimiser afin qu'elle puisse tenir sur une longue période. Pour cela, il faut réussir à étendre la plage d'injection, c'est-à-dire la plage de courant, sur laquelle la diode esclave maintient ces pics. Il n'y a pas de protocole fait pour cette optimisation. Néanmoins, afin d'augmenter sa plage, la méthode que nous avons utilisée repose sur le fait de désaligner légèrement le faisceau avec un miroir puis de rattraper l'injection avec le second. On joue ensuite avec la plage de courant pour vérifier sa largeur.

On peut également faire varier la température. En effet, si la température augmente la cavité de la diode esclave va s'agrandir et cela peut faciliter la stabilité.

Au final, nous avons réussi à obtenir sur les trois diodes une plage d'injection de $0,25\text{mA}$. Cependant, depuis cette mesure, plusieurs optiques ont été montées sur la table optique et les Esclaves se sont vus désalignés. Depuis, l'optimisation donne une plage d'injection de $0,2\text{mA}$ pour le Zeeman et $0,15\text{mA}$ pour le MOT et le TC avec une bonne stabilité. Les Esclaves restent injectés cinq heures avant de se délocker.

Remarque : On rappelle que la puissance d'injection dans le Fabry-Pérot doit être inférieure à 1 mW . En effet, pendant l'optimisation nous avons remarqué que si 15 mW étaient injectés dans le Fabry-Pérot, cela empêchait la stabilisation d'une des diodes à cause du principe de retour inverse de la lumière qui rendait la diode de nouveau multimode. Nous avons également remarqué que lorsque la puissance était minimale, la puissance en retour de la diode était insuffisante pour la dérégler. Cela a eu pour effet d'augmenter radicalement la plage d'injection en passant d'une plage inférieure à $0,1\text{mW}$ à une plage dépassant les $0,2\text{mW}$.

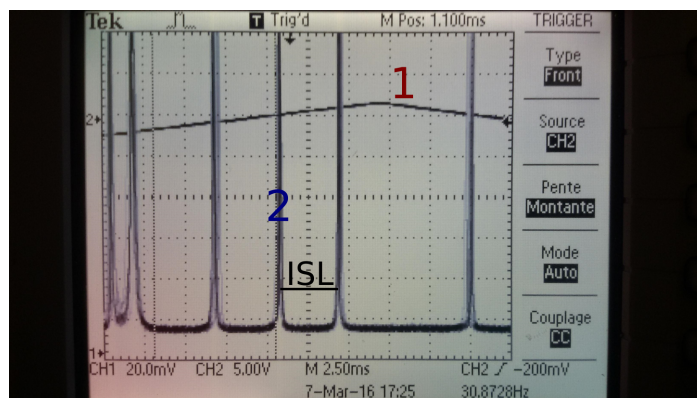


FIGURE 20 – Signal d'une diode injectée par la méthode Maître-Esclave. 1 : Pente de modulation de la cavité Fabry-Pérot. 2 : Spectre d'une diode Esclave. La distance entre chaque pic correspond à l'intervalle spectral libre.

2.3.3 Injection des Fibres Optiques

Protocole d'injection L'injection d'une fibre optique suit un schéma identique à toutes autres injections présentées précédemment.

1. On centre dans un premier temps le faisceau laser au niveau de la lentille de collimation qui permettra la focalisation du faisceau dans la fibre. *Remarque : Les lentilles de collimations de fibre utilisées dans l'expérience possèdent généralement une focale de quelques millimètres, la plus longue faisant 18 mm . Ce sont donc des lentilles très sensibles au réglage. Modèle $8\text{mm} : \text{C240TME} - B$*
2. On place ensuite la fibre dans le compartiment associé. A l'aide du miroir d'injection on bouge légèrement le faisceau jusqu'à obtenir une faible lueur en sortie de la fibre.
3. La méthode d'optimisation est une marche en escalier. Les fibres que l'on utilise sont toutes sur montures orientable. Ce système améliore la précision d'injection et permet une meilleure optimisation.

4. Une fois un maximum atteint, on peut commencer à changer légèrement la distance Lentille d'Injection-Fibre.
5. On recommence ainsi la marche puis l'optimisation de la focale jusqu'à obtenir un faisceau injecté.
6. Une fois que le faisceau est injecté, on peut réoptimiser l'injection en ne touchant cette fois qu'aux vis du miroir sans toucher à la lentille de collimation.

Système MOT Le système MOT est un système fermé et qui permet l'injection simultanée de 3 fibres uniquement à l'aide de deux miroirs situés en dehors du système.

Le but de ce système est, à partir d'une fibre "témoin" d'injectée deux autres fibres. Cependant, chaque fibre se trouve sur une monture orientable et possède un miroir en amont.

L'optimisation d'un tel système permettra sur le long terme de ne toucher qu'aux miroirs indépendant au système pour réinjecter les trois fibres. C'est ce que présente la figure 21.

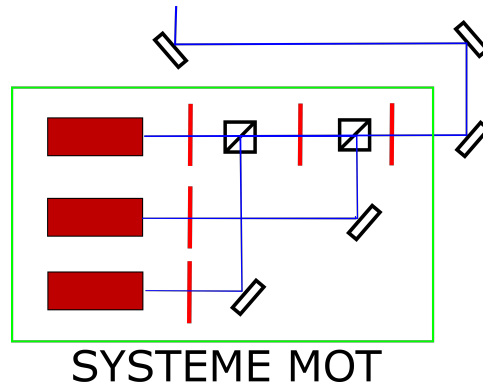


FIGURE 21 – Présentation du système MOT. Ce système est composé de 3 fibres. La première est non réglable et correspond à la fibre dite principale (ou témoin dans le texte). Les deux autres fibres seront injectées à l'aide d'un miroir situé en amont. Le but de ce système est d'obtenir un montage isolé et réoptimisable avec uniquement les deux miroirs d'injections disposé en dehors de la boîte verte.

3 Utilisation de la chaîne bleue

3.1 Enceinte Ultra-Vide

La figure 22 présente en 3D le coeur de l'expérience : l'Enceinte Ultra Vide (EUV pour les amis). C'est dans cette enceinte que seront étudiés les atomes. On retrouve toutes les zones décrites au paragraphe 1.3 avec la correspondance des zones 0 à 4 explicités ci-dessous.

1. Zone 0 : Cette zone 0 présente le four rempli de strontium. Les atomes chauds sortent du four par le biais de microtubes qui permettront une première collimation balistique. Ce jet présente tout de même une divergence. Il sera recollimaté par la suite dans la zone 1 via l'utilisation de la diode TC.
2. Zone 1 : Zone où se situent les faisceaux du Transverse Cooling. C'est ici, à la sortie du four et des microtubes, que sera collimaté le jet atomique via la diode TC.
3. Zone 2 : Zone du Zeeman Slower. Cette partie est la partie centrale du refroidissement laser. En effet, c'est ici que sera utilisée la diode Zeeman. Elle ralentit les atomes qui voyagent dans ce cylindre.
4. Zone 3 : Zone du piège magnéto-optique. C'est ici que se trouve l'enceinte expérimentale. Dans cette partie, nous piégeons les atomes avec un piège magnéto-optique (à ne pas confondre avec un piège

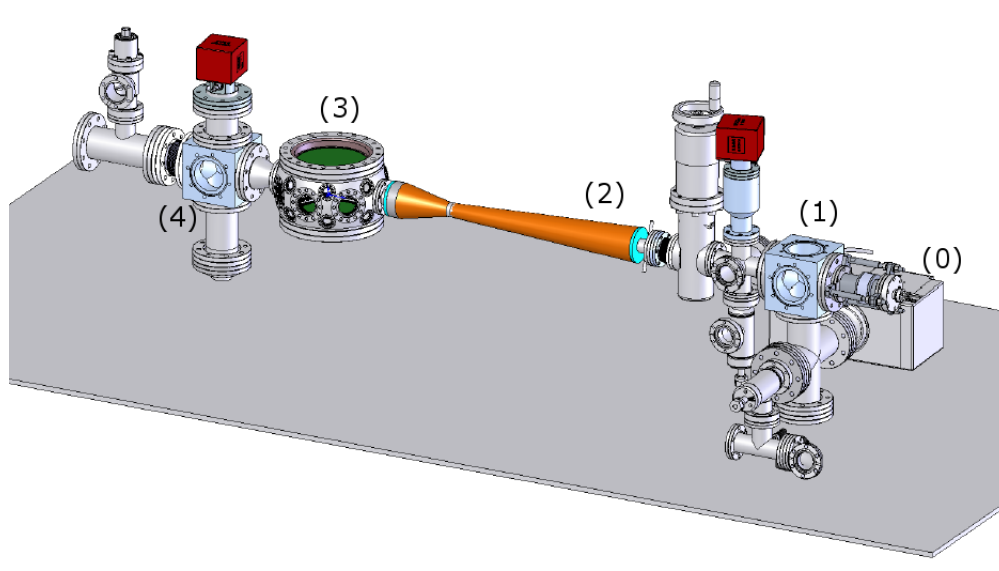


FIGURE 22 – Schéma 3D de l'enceinte ultra vide. Zone 0 : Four à strontium, les atomes sont expulsés à travers des microtubes qui permettent une première correction de la trajectoire balistique des atomes ; Zone 1 : Zones du Transverse Cooling (TC), deuxième correction qui va permettre la collimation du jet atomique afin d'éviter une divergence trop importante ; Zone 2 : Système Zeeman = Ralentisseur Zeeman + Diode Esclave Zeeman, permet le ralentissement des atomes jusqu'à la zone 3 ; Zone 3 : Système piège magnéto-optique, refroidissement des atomes par le biais du système bleu (diode esclave MOT) et création de pièges optiques via le système rouge et la cavité ultra-stable ; Zone 4 : Système du miroir à 45° qui permet d'envoyer le faisceau de la diode Zeeman pour le refroidissement en zone 2.

optique), dans un premier temps avec la chaîne bleue pour la transition $461nm$ puis avec un laser rouge pour la raie fine à $689nm$.

5. Zone 4 : Cette partie de l'enceinte est encore en discussion. En effet, elle possède un hublot saphir qui permet de ne laisser passer que le faisceau bleu permettant le refroidissement. De plus, un tel hublot peut également être chauffé pour éviter que des atomes de Strontium se collent dessus.

Afin d'éviter l'utilisation d'un système de chauffe pour le hublot, nous pensons à plusieurs autres possibilités : utilisation d'un miroir à 45°, utilisation d'un axicon.

3.2 Ralentisseur Zeeman

Afin de compléter les renseignements sur le ralentissement laser, je vais discuter dans cette partie du ralentisseur Zeeman. Cette partie de l'enceinte ultra vide (Fig.22, Zone 2) est couplée avec le faisceau laser provenant de l'Esclave Zeeman (cf.1.3).

Le principe du ralentisseur Zeeman a fait l'objet de la thèse [Cou03]. Les éléments présentées ici ne sont donc qu'un petit rappel afin de comprendre l'utilité du faisceau Zeeman ainsi que du ralentissement laser.

Introduction Les atomes de Strontium qui sortent du four se déplacent à une vitesse avoisinant les $600m.s^{-1}$. Le jet d'atome forme un cône assez rapidement mais est collimaté par le faisceau de l'Esclave TC comme expliqué précédemment. Cependant, ce laser ne permet pas de ralentir visiblement les atomes sortant du four.

Comme présenté dans la partie 1.3, c'est le faisceau de l'Esclave Zeeman qui va permettre de ralentir le jet atomique.

Ce sont les différents phénomènes présents au sein de l'enceinte Zeeman qui va nous intéresser dans cette partie. Nous discuterons de la modélisation du ralentisseur Zeeman en fonction de différents paramètres initiaux, notamment la longueur du Zeeman ainsi que la vitesse des atomes à la sortie du four.

Nous finirons par conclure le ralentisseur qui a été choisi en définissant les paramètres qui le constituent.

Etude Physique Prenons un schéma simple. Un atome de masse M est envoyé à une vitesse \vec{v} le long de l'axe optique. Ce dernier rencontre un photon d'impulsion $\vec{p}_\gamma = \hbar\vec{k}$, avec $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Basiquement, lorsque l'atome entrera en collision avec le photon, ce dernier sera absorbé par l'atome qui passera de son état fondamental en 1S_0 à son état excité 1P_1 (pour un atome de Strontium). On sait que le temps de vie de l'état excité d'un atome de Strontium vaut $\Gamma = 2\pi \times 30 MHz$. Une fois ce temps de vie écoulé, l'atome retourne dans son état fondamental, émettant alors un nouveau photon d'impulsion $\hbar\vec{k}$, une grandeur présent dans la *vitesse de recul*. Ce phénomène sera alors répété autant de fois que nécessaire jusqu'à l'arrêt complet de l'atome (ref.[Cou03]).

Mis en équation du phénomène : On note $\vec{P}_{at} = M\vec{v}$ l'impulsion de l'atome et $p_{gamma} = \hbar\vec{k}$ l'impulsion d'un photon.

1. Initialement :

$$P_0 = M\vec{v}_1$$

2. Après 1 Absorption :

$$P_1 = M\vec{v}_1 + \hbar\vec{k}$$

3. Après 1 Absorption et 1 Emission :

$$P_2 = M\vec{v}_1 + \hbar\vec{k} + \hbar\vec{k}$$

4. Après N Absorption :

$$P_N = (M\vec{v}_1 + \sum_i \hbar\vec{k}_i) + \sum_i \hbar\vec{k}_i = M\vec{v}_1 + N\hbar\vec{k}_i$$

La deuxième somme se trouve être la moyenne des photons émis par l'atome retrouvant son état fondamental. Les photons étant émis dans n'importe quelle direction, cette moyenne est nulle.

Nous avons donc la relation suivante :

$$P_F = M\vec{v}_1 + N\hbar\vec{k}$$

A partir de l'impulsion, nous pouvons donc calculer la vitesse des atomes et faire apparaître le terme de recul :

$$\vec{v} = \vec{v}_1 - N \frac{\hbar\vec{k}}{M} \quad (5)$$

Avec $\frac{\hbar\vec{k}}{M}$ étant la vitesse de recule !

Cependant, qui dit modification de vitesse dit aussi modification de l'effet Doppler ! Lors du refroidissement laser, nous nous intéressons surtout à la fréquence de l'atome qui doit être résonnant avec la fréquence du laser. En effet, le phénomène Doppler entraîne une modification de la fréquence du laser vue par l'atome. Cette différence de fréquence crée alors un "éloignement" de la fréquence de résonnance au sein de l'atome par rapport à la fréquence du laser. Si les deux fréquences ne sont pas à résonnance alors nous ne pourrions pas obtenir d'interactions lumière-matière et le ralentissement du jet atomique ne sera pas possible. Cet éloignement sera comblé à l'aide d'un champ magnétique constituant le cœur du ralentisseur Zeeman. Cependant, afin de savoir quel type de champ magnétique nous devons construire, il nous faut en premier lieu connaître la variation de fréquence.

A l'aide de la relation 5 nous pouvons en déduire une relation identique pour la fréquence de l'atome dans le référentiel du laboratoire. L'équation 6 présente la relation correspondant à la variation de fréquence

atomique dû à l'effet Doppler. On note ω_0 la fréquence de transition atomique non perturbé et ω_{laser} la fréquence du laser dans le référentiel de l'atome.

$$\omega_{laser} = \omega_0 - k.v_{atome} + \frac{m\mu B}{\hbar} \quad (6)$$

L'écart ΔE présent sur la figure 23 correspond à la modification en fréquence du champ magnétique sur les sous niveaux Zeeman. Ces sous niveaux correspondent aux différentes valeurs de m permit par l'état excité 1P_1 . D'autre part, chaque sous-niveaux Zeeman peut être atteint et cela en excitant l'atome avec une lumière polarisé σ^+ pour le niveau $m = +1$ et σ^- pour l'état $m = -1$.

Dans l'équation 6, le terme $\frac{\mu B}{\hbar}$ correspond à l'écart ΔE et présente alors le champ magnétique nécessaire pour compenser l'effet Doppler. Cela pour que l'atome puisse voir la fréquence du photon contrapropageant en résonnance avec sa propre fréquence et ce, sur toute la distance du ralentisseur Zeeman.

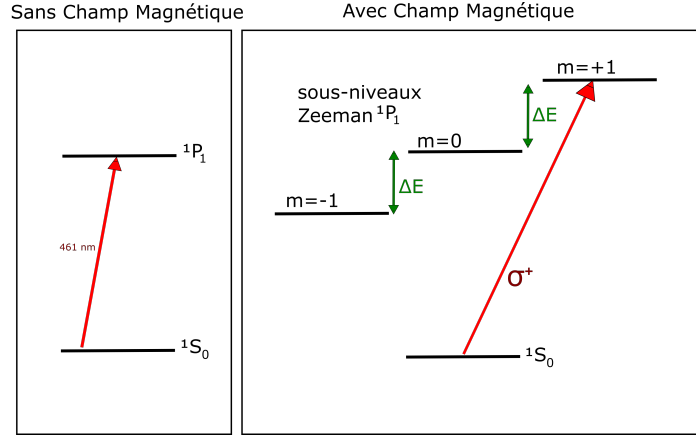


FIGURE 23 – Effet Zeeman. La figure présente l'effet Zeeman tel qu'il est étudié dans les livres ([CCTL66]). Sans champ magnétiques, on aperçoit uniquement la transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. Cependant, sous l'effet d'un champ magnétique, il y a apparition de l'Effet Zeeman, et nous pouvons donc séparer les différents sous-niveaux Zeeman. Chaque niveau correspondant à une valeurs du moment magnétique. On notera également que cette séparation fait apparaître des différences naturelles physiques entre les moments. Par exemple, la transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1, m = +1$ ne peut être atteinte qu'avec une lumière polarisée σ^+ . 0 l'inverse, la transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1, m = -1$, ne pourra être atteinte qu'avec une lumière polarisée σ^- .

L'étude des fréquences nous a aidé à comprendre physiquement le phénomène Doppler au cour du ralentissement et a permit d'expliquer l'utilité du champ magnétique. Afin de savoir comment modéliser le ralentisseur, nous faisons donc une étude énergétique du Zeeman.

En partant de la conservation de l'énergie avant et après la collision, nous pouvons en sortir la relation suivante :

$$v(z) = v(1 - \frac{2az}{v^2})^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

On note $v(z)$ la vitesse des atomes du ralentisseur Zeeman, v la vitesse initiale des atomes et z la distance des atomes dans le ralentisseur. D'autre part, le paramètre a correspond à la décélération des atomes au cours du temps.

Avec l'équation 7 nous pouvons en déduire la longueur du ralentisseur nécessaire à l'expérience. Nous obtenons alors l'équation 8 :

$$L = \frac{v^2}{2az} \quad (8)$$

Avec les équations 5 et 8 nous pouvons déduire le comportement du champ magnétique (ces calculs sont présentées sur la figure 24).

$$B(z) = -B_1 + B_0 \sqrt{1 - \frac{z}{L}} \quad (9)$$

En prenant en compte une longueur de Zeeman fixe tel que $L = 0,45m$ (correspondant à la taille du Zeeman réel), nous pouvons savoir quelle classe de vitesse pourra être ralenti. La figure 24 présente ces calculs.

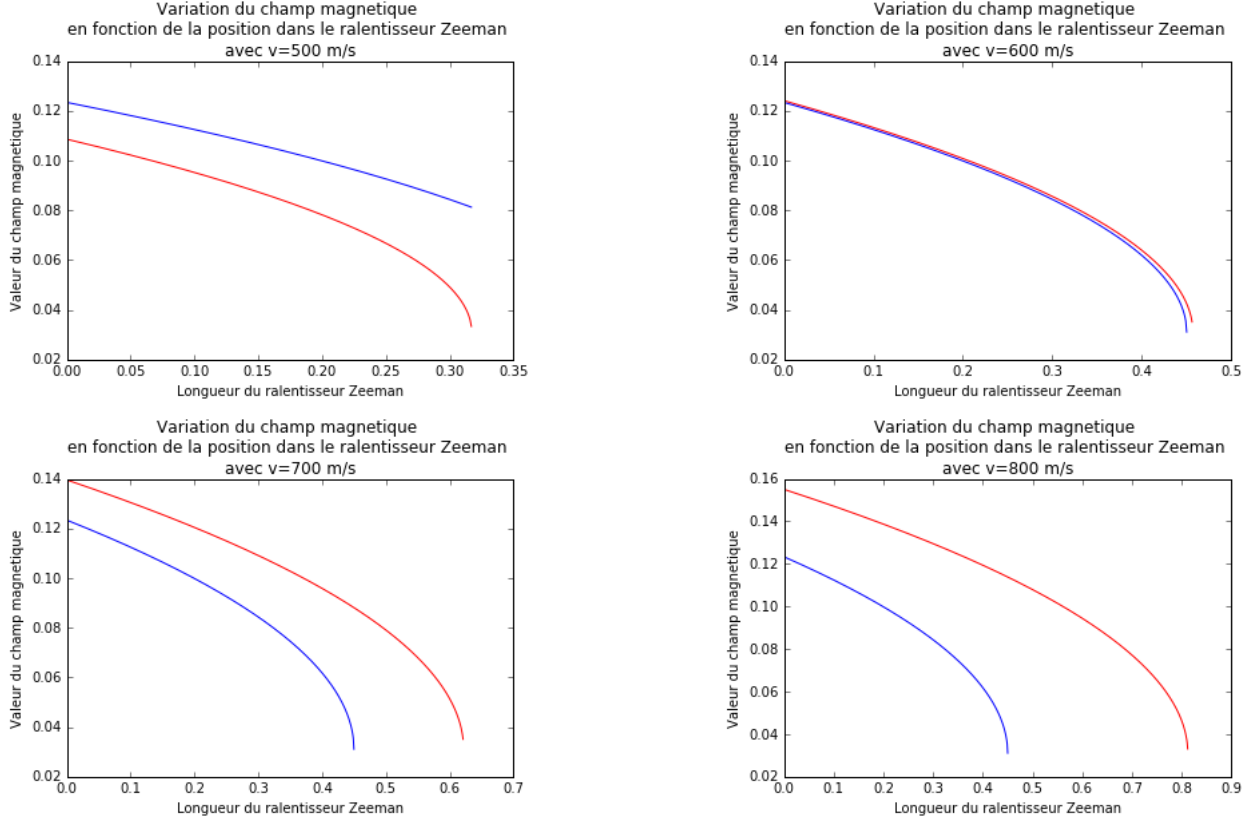


FIGURE 24 – Représentations des vitesses atomiques (rouge) susceptibles d’être ralentis par le Zeeman (bleu). $\vec{v} = 500m.s^{-1}$: les atomes sont très lents et sont stoppés avant la sortie du Zeeman; $\vec{v} = 600m.s^{-1}$: Les atomes qui sont dans cet ordre de vitesse correspondent au Zeeman que l’on a choisi pour l’expérience; $\vec{v} = 700m.s^{-1}$: Les atomes qui vont à cette vitesse pourront ralentir suffisamment avant la cellule du piège magnéto-optique; $\vec{v} = 800m.s^{-1}$: Ces atomes sont trop rapides pour être ralentis et traverseront donc l’enceinte du piège pour aller se fixer sur le miroir 45° .

On peut voir sur la figure 24 que toutes les vitesses ne peuvent être ralentis. Nous avons fait le choix d’un Zeeman de longueur $L = 45cm$. Il s’agit de la courbe bleue présente sur les différentes figures. On remarque que pour une vitesse donnée, l’atome va ou ne va pas être capté par le ralentisseur. Si on prend un atome qui va à une vitesse initiale $\vec{v} = 800m.s^{-1}$. On s’aperçoit alors que l’atome est trop rapide pour être ralenti par le Zeeman.

Si un atome possède une vitesse $\vec{v} = 500m.s^{-1}$. Dans ce cas, l’atome est déjà trop lent pour pouvoir arriver au bout du ralentisseur et ne parviendra donc pas au niveau du piège magnéto-optique.

Si une vitesse est trop lente, l’atome continuera sa route jusqu’à arriver à résonance avec le laser. Une

fois à la position du Zeeman qui lui permet d'être à résonance, cet atome sera ralenti de la même manière que les atomes allant initialement à $600m.s^{-1}$.

Les atomes pouvant être ralenti sur le chemin du Zeeman sont alors tous les atomes allant à une vitesse égale ou inférieure à $600m.s^{-1}$.

La figure 25 présente les résultats du programme simulant l'actuel ralentisseur Zeeman. Ce programme, réalisé par Etienne Maréchal, prend en compte tous les paramètres susceptibles de modifier le ralentissement (Ref. [E.M15]). On remarque que les vitesses atomiques se comportent de la même façon sur une large gamme de vitesse : $560m.s^{-1} \rightarrow 60m.s^{-1}$.

Les vitesses qui sont au-delà ne sont pas captées par le ralentisseur Zeeman, en effet, les atomes continuent leurs courses sans être ralenti par le laser.

Pareillement, les vitesses trop basses sont captées trop tôt et ont donc une chance de revenir en arrière.

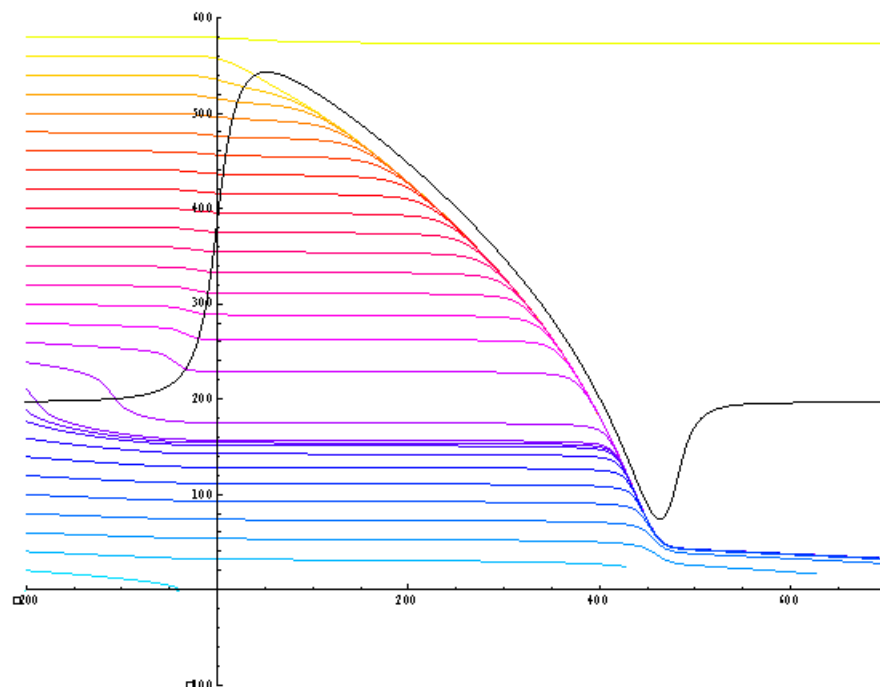


FIGURE 25 – Evolution des vitesses sous l'effet du ralentisseur Zeeman. *Les courbes de couleurs présentent différentes vitesses d'atomes. On remarque que certaines vitesses sont trop grandes et ne sont donc pas captées par le ralentisseur.*

Bobinage du ralentisseur Zeeman La photo 26 montre le bobinage du ralentisseur Zeeman terminé.

3.3 Miroir de Strontium

3.3.1 Introduction au problème Strontium

La plupart des expériences d'atomes froids étudiant le Strontium utilise une technique spécifique pour le passage du faisceau servant à ralentir le jet atomique face au four. Cette technique consiste à utiliser un hublot de saphir que l'on chauffe afin d'empêcher le Strontium de se coller dessus.

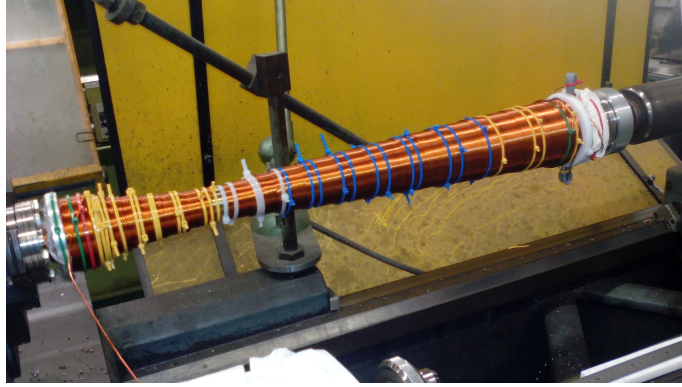


FIGURE 26 – Photo du Ralentisseur Zeeman.

En effet, si du Strontium s'attache sur le hublot, ce dernier crée un dépôt de Strontium qui vient obstruer le passage du faisceau laser de ralentissement.

Afin de remédier à ce problème, nous avons pensé à l'utilisation d'un miroir de Strontium qui viendra à la place du hublot. Ce miroir sera orienté à 45° par rapport à l'axe optique et permettra alors d'envoyer le faisceau laser sans utiliser de miroir saphir.

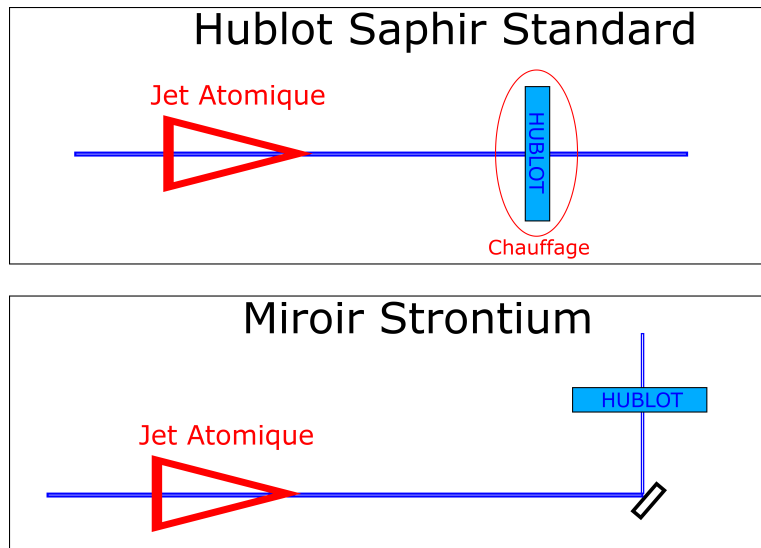


FIGURE 27 – Miroir à 45° . La figure présente les deux types de montage expérimental. 1 : cas standard d'utilisation d'un hublot saphir avec chauffage pour éviter la déposition de strontium, 2 : cas du miroir à 45° qui permet la déposition du strontium sur le miroir.

Cependant, afin de s'assurer que le Strontium est un bon miroir, nous devons en premier lieu étudier la réflexion du dépôt de Strontium.

Les tests expérimentaux conduiront à l'utilisation de deux miroirs différents, l'un d'aluminium recouvert d'une couche protectrice de SiO_2 , et l'autre composé uniquement d'argent pur. De plus, une autre possibilité sera exploitée : l'utilisation d'un axicon qui permet la création d'un faisceau au cœur noir.

3.3.2 Etude d'un miroir recouvert de strontium

Montage Optique pour l'étude du coefficient de réflexion Le système optique que l'on utilise pour les mesures de réflexion est présenté sur la figure 28. Le système est composé de 3 miroirs large bande thorlabs dont les coefficients de réflexion ont été mesuré préalablement (Ref. PFSQ05 – 03 – G01).

Des mesures de "transmission" sont réalisées dans les deux polarisations possibles s et p (réfléchis et transmis respectivement au travers d'un cube polariseur).

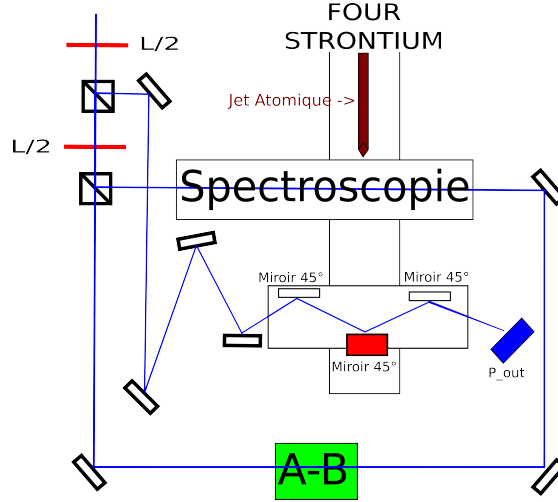


FIGURE 28 – Montage Optique pour la mesure de la réflexion du Strontium. *La mesure de l'évolution de la réflexion au cours du temps se fait sur le miroir rouge. Le Strontium se dépose au fur et à mesure sur ce miroir. D'autre part, une mesure de spectroscopie est possible grâce à la cellule et à la photodiode A-B. Les mesures sont prises en continues.*

Le tableau 3.3.2 présentent toutes les mesures effectuées sur les deux polarisations : au travers d'un hublot, sur un miroir ainsi qu'à travers tout le système expérimental.

Nous avons mesuré la puissance en sortie après trois miroirs large bande identiques puis nous avons utilisé la formule suivante :

$$R = \left(\frac{P_{OUT}}{P_{IN}} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Polarisation	R_{miroir}	T_{hublot}	Tot_{syst}
S	0,92	0,86	0,86
P	0,86	0,97	0,85

FIGURE 29 – Tableau des mesures préliminaires de l'étude d'un miroir Strontium. *On remarque que la réflexion d'un miroir est meilleurs sous la polarisation S. Ce chiffre est vérifié sur les datasheet Thorlabs. De plus, on remarque également que la polarisation P est meilleure en transmission à travers un hublot (non traité) que la polarisation S.*

Le tableau 3.3.2 va être notre point de départ lorsque l'on lancera les mesures en continue. Nous nous intéressons à l'évolution de la réflexion d'un miroir qui se recouvre peu à peu de Strontium. Nous utiliserons les valeurs de la polarisation P pour notre mesure.

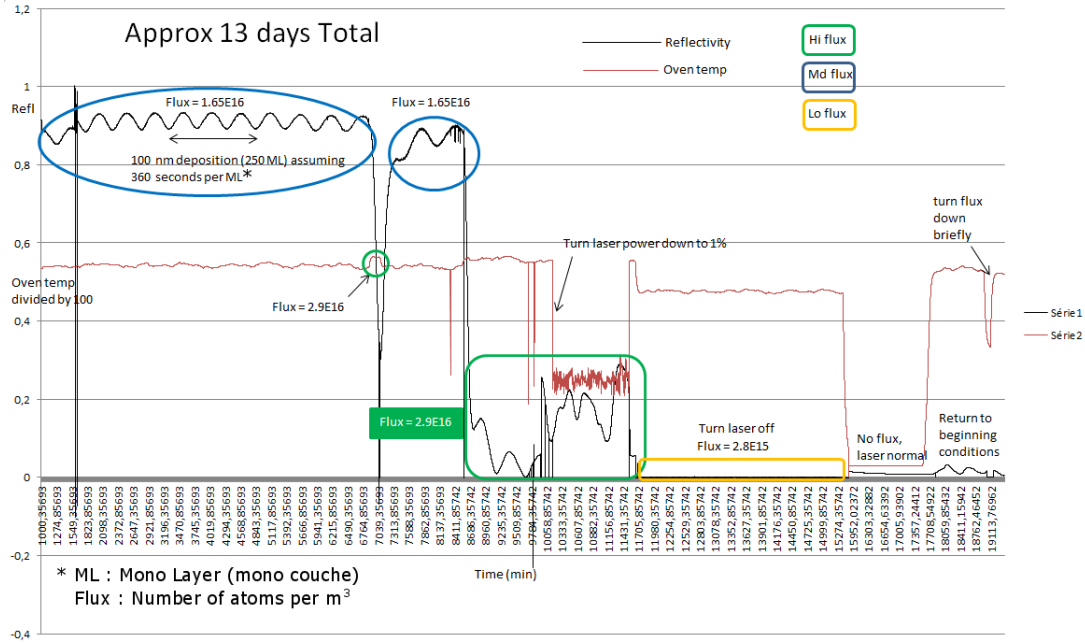


FIGURE 30 – Mesures de la réflexion sur le miroir d'aluminium protégé SiO_2 . Chaque zone correspond à un changement physique dans l'expérience : Flux atomique, intensité laser, polarisations. On remarquera que si l'on augmente la température du four nous augmentons aussi le flux atomique.

Miroir Aluminium - protégé SiO_2 Les mesures de ce premier miroir sont présentées sur la figure 30. Elles ont été prises sur une durée de 2 semaines et présentent différents comportements.

La figure 30 montre différents comportements. Nous observons dans un premier temps des oscillations périodiques d'amplitude constante. Chaque oscillation correspond à une période de 6h.

La diminution du flux ne change pas la période d'oscillation. En effet, lorsque l'on passe à un flux de $2,9 \cdot 10^{16}$ atomes nous observons les mêmes oscillations avec la même période.

Après avoir essayé différents flux, nous avons tenté de modifier l'intensité du laser qui passe au travers du système. Nous passons donc d'une puissance $P_{in} = 3mW$ à une puissance $P_{in2} = 3\mu W$.

Ce changement à eu des répercussions sur les oscillations observées. En effet, les oscillations ne sont plus périodiques et possèdent des aspérités. Cependant, malgré le fait qu'elles ne soient pas périodiques, nous avons encore la période de 6h.

Nous interprétons les phénomènes observés comme des interférences au niveau des différentes surfaces présent au niveau du miroir. En effet, les différentes couches agissent comme un Fabry-Pérot et permettent donc la création d'un phénomène d'interférence au sein du milieu.

Cette explication est justifiée par la figure 31 qui présente le miroir une fois sorti du système expérimental. Les oscillations correspondent aux interférences produites par la déposition des différentes couches de Strontium. La photo montre les franges d'interférence (teintes de Newton).

Le premier test avec le miroir d'aluminium n'est pas concluant. En effet, la réflexion du miroir est descendue à 0,02 ce qui n'est pas utilisable pour l'expérience. Il s'avère que le Strontium s'oxyde très rapidement et il est possible que de l'oxyde de strontium se soit créé à l'interface $Sr - SiO_2$.

Nous essayons alors un miroir d'Argent. L'argent est un métal normalement neutre et peu de réactions devraient se produire à la surface de ce miroir.

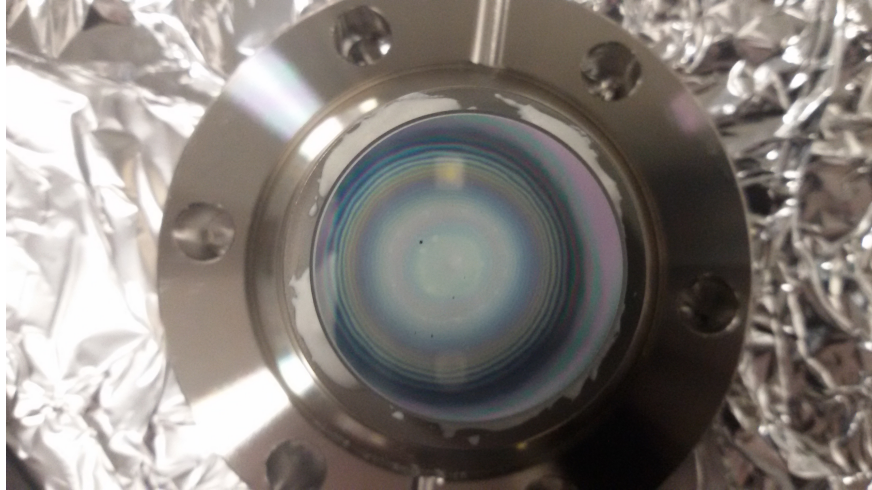


FIGURE 31 – Photo du miroir Aluminium recouvert de Strontium après deux semaines de mesures. On voit nettement les franges d'interférences. De plus, la photo a été prise quelques minutes après la sortie du miroir et déjà le strontium s'est oxydé.

Miroir Argent "pur" - sans couche de protection Pour la mesure de la réflexion du miroir d'Argent, nous avons décidé de mesurer les deux polarisations S et P. Nous entrons alors dans le système avec une polarisation linéaire de 45° et nous mesurons, après séparation des polarisations par le biais d'un cube, la réflexion des deux polarisations sur le miroir.

La figure 32 représente les mesures suivant les axes de polarisations S et P. On remarque que les oscillations de la figure 30 sont de nouveau présents mais avec une période non plus de 6h mais de 8h30. Cependant, lorsque l'on compare les deux polarisations, on remarque que les oscillations n'oscille pas de la même manière. En effet, alors que la polarisation P va augmenter, la polarisation S va, quant à elle, diminuer. Les deux polarisations évoluent donc en opposition de phase.

Ce phénomène exclut donc les interférences constructives postulées dans le cas de l'aluminium mais conduit vers une hypothèse de système biréfringent.

Les dernières oscillations, quant à elle, deviennent identiques pour les deux polarisations. Le coefficient de réflexion diminue pour l'une comme pour l'autre avec des oscillations cette fois identiques. Nous interprétons ce deuxième phénomène comme étant dû aux interférences constructives de la même façon que dans le cas de l'aluminium.

Afin de vérifier nos hypothèses, nous avons additionné les valeurs des deux graphes. Cette somme nous permet alors d'obtenir le graphique 33.

En additionnant les deux graphiques, nous remarquons que les premières oscillations s'annulent. Ces oscillations dépendaient donc bien de la polarisation. La première étape de déposition de Strontium présente bien un phénomène de biréfringence.

Par la suite, on remarque toujours les oscillations décroissantes. Ces oscillations ne dépendent donc pas de la polarisation de la lumière et font donc référence au phénomène d'interférence observé sur la photo 31.

Ce deuxième essai de miroir n'est malheureusement pas concluant. En effet, le strontium est un atome très réactif qui peut créer des liaisons avec de nombreuses espèces, dont l'Argent.

De plus, il est possible que certains atomes d'oxygène soient restés dans l'enceinte de test. De ce fait, le strontium a pu avoir l'occasion de réagir avec et de former son oxyde.

Ces expériences nous conduisent à penser que le Strontium est très réactif et que le miroir que l'on obtient est très mauvais.

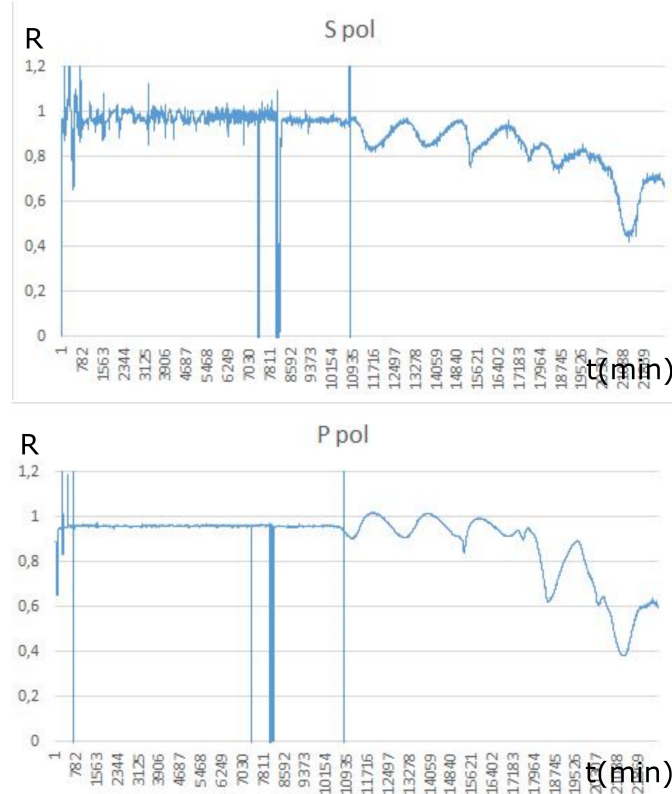


FIGURE 32 – Mesures du coefficient de réflexion des deux polarisations S et P. *En haut : Polarisation S, en bas : Polarisation P.* On remarque un phénomène semblable d'oscillations que l'on observait sur la figure 30. Les oscillations ont ici une période de 8h30 et possèdent également des oscillations d'amplitude constante. D'autre part, on remarque que les oscillations entre les deux polarisations sont déphasées. En effet, lorsque l'indice augmente avec l'une des polarisations, l'indice avec la polarisation inverse diminue. De plus, des oscillations surviennent plus tard avec une décroissance générale. On remarque que ces oscillations sont identiques pour les deux polarisations.

Une dernière possibilité va être tentée, faire une mesure de la réflexion d'un métal de strontium sur du saphir. Le saphir est un élément parfaitement neutre ce qui explique la possibilité de le chauffer pour empêcher les atomes de strontium qui se seraient agglutinés dessus.

3.3.3 Vérification de l'hypothèse du Farby-Pérot

Afin de savoir si les observations observées sur le miroir Argent correspondent bien à des effets de franges d'interférence similaires aux phénomènes de franges du Fabry-Perot, nous allons fitter les données par une fonction nommée I_R donnant l'intensité en réflexion d'un Fabry-Pérot mesuré au cours du temps.

Le système se compose des éléments suivants, également disponible sur la figure 34 :

1. Une couche d'argent pur avec un coefficient de réflexion $r_2 = 1$
2. Une couche de Strontium, supposé de composition constante (Sr, SrAg, SrO ?), possédant un coefficient de réflexion r_1 et un coefficient de perte p que l'on veut fitter.
3. Une interaction de surface entre la lumière incidente et le milieu
4. Les mesures sont prises pendant un temps t , noté time dans le programme, en seconde.

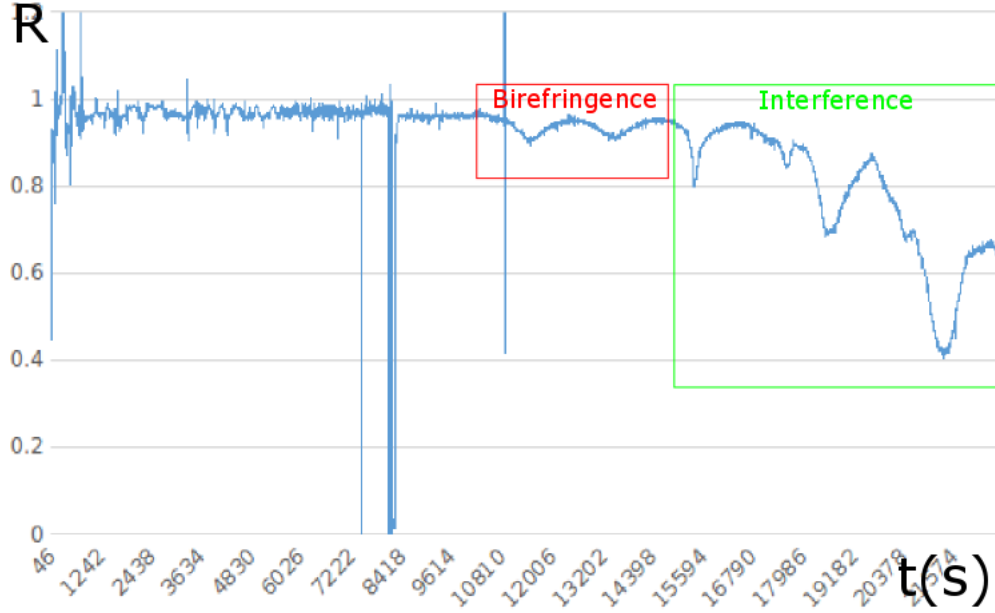


FIGURE 33 – Mesure de la réflexion d'un miroir $Sr - Al$ En intensité totale, l'essentielle des premières oscillation sont fortement atténuées. Cela suggère donc un début dont la biréfringence semble le phénomène dominant. Ensuite, les oscillations ne disparaissent pas du tout, cela suggère donc que les interférences et les pertes sont dominantes au sein du système.

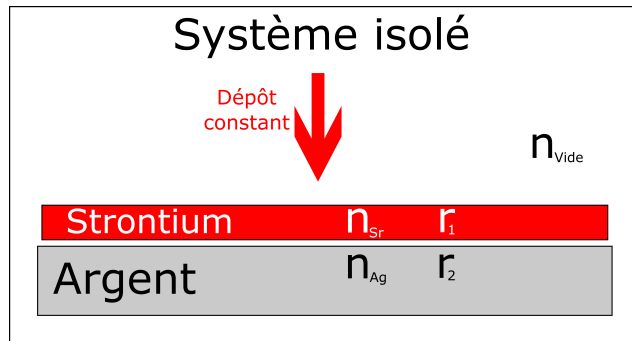


FIGURE 34 – Système physique étudié. Deux couches sont présentes. Une couche d'Aluminium d'indice n_{Ag} et une couche de Strontium d'indice n_{Sr} . Le système est supposé isolé de l'environnement extérieur. Nous postulons alors que notre système à une composition constante.

Nous avons un débat sur la façon de fitter les phénomènes. Dans un premier temps, si on prend en compte le fait que l'argent est un diélectrique, nous avons deux équations de fit possible qui sont 11 et 10. Dans ce cas, $n_{Ag} < n_{Sr}$. Se comportant comme un diélectrique, nous n'avons donc pas à prendre en compte un déphasage lorsque la lumière se heurte au milieu.

La deuxième vision prend en compte que l'on a affaire à un métal et non un diélectrique. Ce cas correspond uniquement à l'équation 11 qui prend en compte un déphasage à chaque réflexion sur l'argent. C'est cette équation que l'on va utiliser pour vérifier nos hypothèses d'interférence.

$$I_R = r_1^2 - \frac{(-1 + r_1^2)r_2(r_2 - 3r_1^2r_2 + 2\exp(2ptv)r_1\cos(\frac{4\pi nvt}{\lambda}))}{\exp(4ptv) + r_1^2r_2^2 - 2\exp(2ptv)r_1r_2\cos(\frac{4\pi nvt}{\lambda})} \quad (10)$$

$$I_R = \frac{\exp(4ptv)r_1^2 + r_2^2 - 2\exp(2ptv)r_1r_2\cos(\frac{4\pi nvt}{\lambda})}{\exp(4ptv) + (r_1r_2)^2 - 2\exp(2ptv)r_1r_2\cos(\frac{4\pi nvt}{\lambda})} \quad (11)$$

Les fits obtenues sur la figure 35 prend en compte un indice n inférieur à l'indice de l'argent (le programme utilisé pour fitter ces mesures est disponible en annexe).

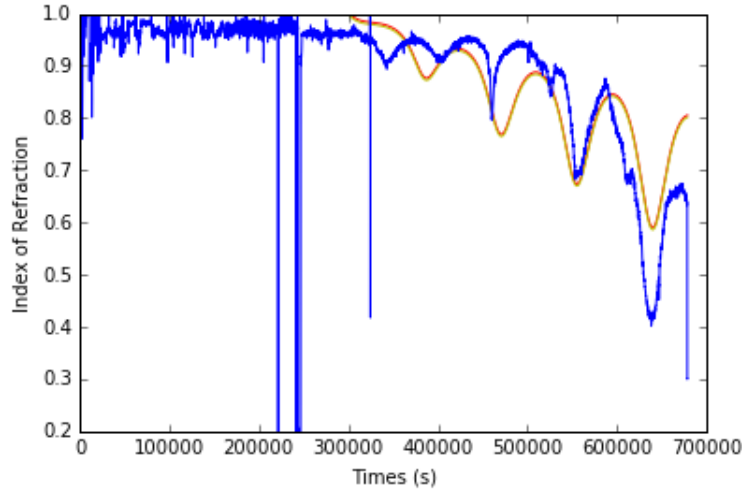


FIGURE 35 – Simulation d'interférence entre une surface Ag et une déposition Sr . *Bleue : Mesures prises au cours du temps, Rouge-vert : Tracé de Fit. L'amplitude des oscillations augmentent et la moyenne générale de la réflectivité diminue. Cela implique donc des interférences entre les deux surfaces. Cependant, les oscillations ne varient pas avec la même amplitude que les mesures. Cela est dû au fait que le fit représente un modèle simple qui ne prend pas en compte tous les paramètres physico-chimiques qui se passent dans le système ainsi que le phénomène de biréfringence sans doute encore présent dans les mesures.*

La figure 35 présente les fits obtenues après le calcul via l'équation 11. Les fits correspondent aux interférences déduites mais les oscillations ne sont pas parfaitement identique.

On notera que les fits sont basés sur un modèle simple qui ne prend pas en compte tous les paramètres du système. En effet, nous avons basé nos fits sur une interface $Sr - Ag$ simple. Cependant, nous savons que le strontium est très réactif et donc que certains paramètres ne prennent pas en compte la réalité.

De plus, le phénomène de biréfringence n'a pas non plus été pris en compte et rien ne laisse supposer qu'il ai disparu après l'apparition des interférences.

Cependant, ces fits nous ont permis de vérifier l'hypothèse des interférences au sein du milieu $Sr - Ag$.

Afin de vérifier les paramètres de fits, nous pouvons prendre le problème de deux manières différentes. L'une, définit un paramètre $r1$ à fitter et nous permet ensuite de déduire un indice n pour le strontium. L'autre qui fit une valeur de n et qui nous permet de déduire un indice $r1$. Ces deux paramètres sont donc reliés de façon unique comme le présente les équations ci dessous :

$$n(r1) = \frac{1 + r1_{fit}}{1 - r1_{fit}} \quad \text{et,} \quad r1(n) = \frac{n_{fit} - 1}{1 + n_{fit}}$$

Les mesures de fit sont données dans le tableau 3.3.3.

r1 (réflexion Sr)	n (indice Strontium)	r2 (réflexion Ag)	p (pertes)(m^{-1})	v (vitesse de dépôt) ($m.s^{-1}$)	erreur
0.244062197819	1.64572031486	0.999999999991	71597.934537	3.30091513795e-12	inf?

FIGURE 36 – Données de fit.

Bien que l'on ne soit pas capable tous les phénomènes présents dans la déposition de Strontium sur une surface, nous avons tout de même pu distinguer dans ces dernières mesures deux phénomènes importants.

Dans un premier temps, un phénomène de biréfringence, qui déphase les polarisations l'une par rapport à l'autre suivant un axe lent et un axe rapide. Puis, un phénomène d'interférence confirmé à la fois par une observation visuelle du miroir Aluminum, mais également par le biais d'un fit qui prenait en compte un système de Fabry-Perot standard.

D'autre part, les pertes s'élève à $70000m^{-1}$ soit $0,7\mu m^{-1}$. Cela signifie qu'à chaque μm parcouru par la lumière, l'intensité totale diminue de 70%. Cependant, ce phénomène ne peut être observé que lorsque les surfaces forment une cavité Fabry-Pérot. Cela explique donc les oscillations observées en fin de mesure.

Malgré le fait que l'on ne peut aucunement conclure sur les réactions entre le Strontium et le milieu de déposition, on peut néanmoins conclure sur le fait que le strontium n'est pas un bon miroir. L'expérience se solde donc sur une conclusion négative concernant le miroir à 45° .

Cependant, une dernière solution reste à essayer concernant les miroirs. Il s'agit de faire une déposition de strontium sur du saphir. Cela dans l'espoir que le saphir est suffisamment neutre pour permettre au strontium de créer un vrai miroir métallique avec un taux de réflexion suffisamment important.

De plus, une nouvelle idée a été présentée. Il s'agit de l'utilisation d'un matériel optique appelé *axicon* et qui permet la création d'un faisceau dont le coeur est noir. L'article [SLoW] développe cette idée et le programme 3.3.3, en annexe, permet de calculer les distances nécessaires à l'utilisation de cet objet.

Conclusion

Le refroidissement des atomes nécessite de nombreux faisceaux lasers. Chacun d'eux est créé sur la chaîne bleue puis utilisée sur le système ultra vide.

L'utilisation complète de chaque faisceau nécessitait des modulateurs acousto-optiques pour leurs réglages en fréquences, ainsi que des fibres optiques pour leurs déplacements vers la table d'expérience.

Afin d'aider l'immobilisation du jet atomique, j'ai monté un ralentisseur Zeeman permettant de combler l'effet Doppler dû au ralentissement.

D'autre part, dans le but d'éviter l'utilisation d'un hublot de saphir et donc d'éviter un système de chauffage de ce hublot, nous avons étudié l'indice de réflexion du Strontium sur différents types de miroir (Aluminium protégé SiO_2 , Argent pur).

Malheureusement, dans les deux cas de miroirs, nous n'avons pas obtenu de bons résultats quant à la réflexion du Strontium, ce dernier étant très réactif.

On notera cependant qu'un test identique en utilisant du saphir est en cours de traitement. Nous espérons que le saphir, matériau totalement neutre, pourra permettre au strontium de former un bon miroir à sa surface. Si tel est le cas alors un miroir de saphir pourra être utilisé au coeur de l'enceinte ultra vide.

Le groupe Strontium possède maintenant un système de refroidissement complet composé de la chaîne bleue ainsi que du ralentisseur Zeeman.

De plus, une chaîne rouge composée d'une diode Radian Dyes ainsi que d'une cavité ultra stable est également présente. Ces deux éléments permettront donc la création du piège magnéto-optique au niveau du MOT.

Ces deux systèmes permettront donc le début des tests, avec j'espère, de très bon résultats.

Références

- [BF07a] François Balembois and Sébastien Forget. *Dispositifs interférentiels : Interféromètre à ondes multiples*. OPI : Optique pour l'ingénierie, 2007.
- [BF07b] François Balembois and Sébastien Forget. *Laser et Optique non linéaire*. OPI : Optique pour l'ingénierie, 2007.
- [BPP06] L. Tchang-Brillet B.Cagnac and J.C. Pébay-Peyroula. *Physique Atomique*. Dunod, 2005-2006.
- [CCTL66] Bernard Diu Claude Cohen-Tannoudji and Franck Laloë. *Mécanique Quantique 1 et 2*. Herman, Editeur des Sciences et des Arts, 1966.
- [Cou03] Irène Courtillot. *Première observation de la transition fortement interdite $1S0-3P0$ du strontium, pour une horloge optique à atomes piégés*. PhD thesis, Dec. 2003.
- [Dub16] William Dubosclard. Rapport janvier-février : Montage de la chaîne bleue et caractérisation des aoms. 2016.
- [E.M15] E.Marechal. Rapport interne : Choix des paramètres du zeeman slower. 2015.
- [Hui] M. Huignard. *Opto-électronique*. Institut d'optique, Théorie et Appliqué. (Ecole supérieur d'optique).
- [Lod] Lodewyck. *Gaussian Beam*.
- [SLOW] S. Christe B.Peker S.L.Roslon S.Kulin, S.Aubin and L.A.Orozco. A single hollow beam optical trap for cold atoms. Unknow.
- [Unk13] Author Unknow. Aspects théorique du tp laser hélium-néon - laser, matériaux, milieux biologique. 2012-2013.
- [Wik] Wikipedia. Interféromètre de fabry-pérot.

- [XBL09] Mathilde Fouché Anders Brusch Philip G. Westergaard Arnaud Lecailler Jérôme Lodewyck Xavier Baillard, Rodolphe Le Targat and Pierre Lemonde. Horloge à réseau optique à atomes de strontium, (optical lattice clock with strontium atoms). *Metrologie Française*, (P11-27-RFM17), Janvier 2009.
- [Y.C15a] Y.Cimbe. Test sheet : Mt110-b50a1-vis. 2015.
- [Y.C15b] Y.Cimbe. Test sheet : Mt200-b100a0,5-461. 2015.
- [Y.C15c] Y.Cimbe. Test sheet : Mt350-b150a0,2-vis. 2015.
- [ZW11] Thomas Zanon-Willette. *Etude de transition atomiques permises et interdites par spectroscopie laser en vue d'une application aux horloges optiques*. PhD thesis, 2011.

Annexes

Tableaux récapitulatifs

Données des diodes

Diodes	Seuil (mA)	Courant Injection (mA)	Température (C°)	Fabry-Pérot (mA)	$P_{I_{injection}}$ (mW)
<i>MOT</i>	40	92,8	30,9	1,5	48
<i>Zeeman</i>	30	92,8	30,3	1,5	78
<i>TC</i>	27	94,8	28,7	1,5	66

FIGURE 37 – Tableau récapitulatif des Diodes. Dans l'ordre, Nom, Seuil du Laser, Courant d'injection ($\pm 0,2mA$), Température, Puissance dans le Fabry Pérot. Remarque : Il faut attendre un certain temps avant d'avoir l'injection des diodes stables. En effet, lorsque la température varie, les diodes ne sont pas stable en injection.

Données des AOMs - page suivante

AOM	DDS	Fréquence (MHz)	w_H (μm)	w_V (μm)	Efficacité 1P (%)	Efficacité 2P (%)	P_{RF} (W)	Atténuateur (dB)
<i>TC</i>	9858	+215	112	112	74	<i>NOT</i>	0,4	10
<i>ZEEMAN</i>	9858	-200	112	112	47	<i>NOT</i>	0,3	16
<i>MOT</i>	9852	+110 : 420	225,6	250,1	82	58	0,2	6
<i>Imagerie</i>	9852	+117 : 425	300	450	70	<i>Unknown</i>	0,25	6
<i>Spectro1P</i>	9858	-350	69,3	64,75	<i>UnknownMax</i>	<i>NOT</i>	1,3MAX	<i>Variable</i>
<i>Spectro2P</i>	9858	+292	64,55	61,95	<i>UnknownMax</i>	<i>UnknownMax</i>	1,3MAX	<i>Variable</i>

FIGURE 38 – 1er Tableau : Tableau récapitulatifs des AOMs. Dans l'ordre, Nom, le DDS, la Fréquence avec son amplitude si DDS9852, les Waists H et V , l'Efficacité en simple passage, l'Efficacité en double passage, la Puissance RF requise, l'Atténuateur utilisé.

Programmes Python

Programme Gaussian Beam

Ce mini programme permet la vérification des données gaussiens beam à l'aide d'un calcul via les matrices ABCD.

```
from __future__ import division
from scipy import *
from scipy.interpolate import interp1d
from pylab import *

##### Définition des fonctions #####

def Gaussian_Beam (d1, d2, d3, f1, f2, f3, w0, zR, q, lamb):
    print('Les distances relatifs entre chaque éléments optiques sont :')
    print(d1, d2, d3)
    print('Les focales des lentilles choisis sont :')
    print(f1, f2, f3)

    D1 = matrix([[1., d1], [0, 1.]])
    D2 = matrix([[1., d2], [0, 1.]])
    D3 = matrix([[1., d3], [0, 1.]])
    print('Les matrices distances sont les suivantes :')
    print(D1 , D2 , D3)

    F1 = matrix([[1., 0], [-1./f1, 1.]])
    F2 = matrix([[1., 0], [-1./f2, 1.]])
    F3 = matrix([[1., 0], [-1./f3, 1.]])
    print('Les matrices lentilles sont les suivantes :')
    print(F1 , F2 , F3)

    ABCD = F3*D3*F2*D2*F1*D1
    print ('La matrices ABCD est tel que :', ABCD)

    A = complex(ABCD[0, 0], 0)
    B = complex(ABCD[0, 1], 0)
    C = complex(ABCD[1, 0], 0)
    D = complex(ABCD[1, 1], 0)

    qprime=(A*q+B)/(C*q+D)
    z2 = d1+d2+d3-qprime.real
    print 'La position absolue du waist est: ', z2, 'mm \n'

    w0=sqrt(lamb*qprime.imag/pi)
    print 'La valeur du waist est de :', w0, 'mm \n'

##### Définition des variables #####
d1 = 150.+167.5 # distance mesurée entre la Vortex et la première lentille
d2 = 300.
d3 = 30.
```



```

f1 = 150.
f2 = 150.
f3 = 150.

w0 = 284.41e-3
lamb=461e-6
z = -167.5
zR = (pi*w0*w0)/lamb
q=complex(z,zR)

##### Appel des fonctions #####

Gaussian_Beam (d1, d2, d3, f1, f2, f3, w0, zR, q, lamb)

```

Programme d'Interféromètre de Fabry-Perot

Ce programme permet de fitter un système de Fabry-Perot. C'est celui qui fut utilisé pour les fits du système des miroirs. Les équations intensity1 et intensity2 sont toutes les deux paramétrées sur l'équation 11. La différence provient du paramètre que l'on fit ($r1$ ou n).

```

#!/usr/bin/env python
from __future__ import division
from scipy import *
from scipy.interpolate import interp1d
from scipy.optimize import *

from pylab import *

import matplotlib.pyplot as plt
import csv

from numpy import sqrt, pi, exp, linspace, loadtxt

ion()
close('all')

##### Function Plot #####

data = loadtxt('FullmeasuresAg')
time = data[:, 2]
ydata = data[:, 3]

# figure()
# plot(a,b) ## Ok

#xlim(2000)
#ylim(-0.5, 1.2)

##### Function Fitting #####

##### Calcul via indice de reflection #####

```

```

def intensity1(time, r1, p, r2tilde, v):
# r1 = (tanh(r1tilde)+1.)/2.
# pi = 3.1415
p = abs(p)
e = 35e-9
t = 8.*60.*60.
n = (1.+r1)/(1.-r1)
# v = 2.52e-12
r2 = (tanh(r2tilde)+1.)/2.# r2 = 1.
return (exp(4.*p*v*time)*r1**2+r2**2-2.*exp(2.*p*v*time)*r1*r2*cos(2*pi*n*time*v/461e-9))
/(exp(4.*p*v*time)+(r1*r2)**2-2.*exp(2.*p*v*time)*r1*r2*cos(2*pi*n*time*v/461e-9))

##### Calcul via indice n #####

def intensity2(time, n, p, r2tilde, v):
# r1 = (tanh(r1tilde)+1.)/2.
# pi = 3.1415
p = abs(p)
e = 35e-9
t = 8.*60.*60.
r1 = (n-1.)/(1.+n)
# v = 2.52e-12
r2 = (tanh(r2tilde)+1.)/2.# r2 = 1.
return (exp(4.*p*v*time)*r1**2+r2**2-2.*exp(2.*p*v*time)*r1*r2*cos(2*pi*n*time*v/461e-9))
/(exp(4.*p*v*time)+(r1*r2)**2-2.*exp(2.*p*v*time)*r1*r2*cos(2*pi*n*time*v/461e-9))

##### Parametre figure #####
BEGIN = 3.2e5 # debut mesures fit

##### Systeme de fit no 1 - Calcul avec modification de phase #####

print "Resultat avec n(r1)"
popt, pcov = curve_fit(intensity1, time[time>BEGIN], ydata[time>BEGIN], p0 = (0.38, 1e4, 1, 2.5e-12))
# bounds=([0, 0.9],[0,100])) : parametre supplementaire pour fixer des bornes

print "r1 = ", popt[0], "n = ", (1.+popt[0])/(1.-popt[0]) # (tanh(popt[0])+1.)/2.
print "p = ", popt[1]
print "r2 = ", (tanh(popt[2])+1.)/2.
print "v = ", popt[3]

##### Systeme de fit no 2 - Calcul sans modification de phase exp(j*pi) #####

print "\n"

print "Resultat avec r1(n)"
popt2, pcov2 = curve_fit(intensity2, time[time>BEGIN], ydata[time>BEGIN], p0 = (2.2, 1e4, 1, 2.55e-12))
# bounds=([0, 0.9],[0,100])) : parametre supplementaire pour fixer des bornes

```

```

print "n = ", popt2[0], "r1 = ", (popt2[0]-1.)/(1.+popt2[0]) # (tanh(popt[0])+1.)/2.
print "p = ", popt2[1]
print "r2 = ", (tanh(popt2[2])+1.)/2.
print "v = ", popt2[3]

##### Figure de fit ainsi que de mesures #####

figure(0)
plot(time, intensity1(time, 0.390430872852, 34572.3957959, 0.99999999974, 2.19729794148e-12), 'g')

figure(1)
plot(time,intensity1(time, popt[0], popt[1], popt[2], popt[3])+0.002, 'r')
plot(time,intensity2(time, popt2[0], popt2[1], popt2[2], popt2[3])-0.002, 'y')
plot(time,ydata)
xlim(0)
ylim(0.2, 1.0)

```

Programme Axicon

Ce programme permet de calculer les paramètres permettant l'utilisation d'un axicon à la place du miroir recouvert de Strontium.

```

from __future__ import division
from scipy import *
from scipy.interpolate import interp1d
from pylab import *

# THIS PROGRAM ALLOW TO MAKE DIFFERENTS COMBINAISONS FOR AN AXICON APPLICATION

# VARIABLES OPTICS PARAMETERS :

n = 1.5 # index of refraction
alpha = 0.034889 # apex angle
r = 0.001 # METER, INCDIDENT BEAM WAIST

f_1 = 0.065 # METER, FOCAL 1
f_2 = 0.4 # METER, FOCAL 2

z_1 = 0.01 # METER, DISTANCE BETWEEN THE FIRST LENTH AND THE AXICON
z_2 = 0.53 # METER, DISTANCE BETWEEN THE AXICON AND THE SECOND LENTH

# CALCULATION :

xsi = alpha*(n-1) # deviation rays angle
#r = (z_near*(-xsi+z_2*xsi/f_2-z_2*xsi))/(1-z_1/f_1-z_2/f_2-1/f_2+z_1/f_2/f_1)
z_near = (r*(1-z_1/f_1)-z_2*(-xsi+r/f_1))
/(r/f_2*(1-z_1/f_1)+(1-z_2/f_2)*(-xsi+r/f_1)) # METER, DISTANCE BETWEEN LENTH 2 AND MOT

overz_far = 1/f_2-1/z_2
z_far = 1/overz_far # METER, DISTANCE BETWEEN LENTHE 2 AND CAPILLAR

```

```

D = (f_2*(z_1+z_2-f_1)/(z_1+z_2-(f_1+f_2))) # DISTANCE BETEWEEN THE SECOND LENTH AND THE HOLLOW ZONE
r_largest=(xsi*f_2*(z_1-f_1))/(z_1+z_2-(f_1+f_2)) # LARGEST OF THE HOLLOW ZONE

print 'xsi = ', xsi, '\nz_near = ', z_near, '\nz_far = ', z_far, '\nD = ', D, '\nr_largest = ', r_largest

```