

INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

RAPPORT DE STAGE

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS

Ralentissement et refroidissement d'atomes de strontium

Auteur :
Théo NGUYEN

Encadrants :
Martin ROBERT DE
SAINT-VINCENT
Étienne MARÉCHAL

1^{er} Mars 2017 - 13 Juillet 2017



Introduction

Ce stage de fin de M2 a été effectué au sein du Laboratoire de Physique des Lasers, qui est implanté au sein du campus de l'Université Paris 13, situé à Villetaneuse, en banlieue parisienne. Structuré en huit équipes de recherche expérimentale, il est constitué d'environ soixante-quinze personnes, dont les thématiques de recherches vont des domaines les plus fondamentaux à la recherche appliquée (physique quantique, atomique et moléculaire, dispositifs photoniques, optique biomédicale...).

L'équipe GQM (Gaz Quantiques Magnétique), dirigée par Bruno Laburthe-Tolra, concentre son domaine d'activité sur les gaz d'atome ultra-froids, afin d'étudier des problèmes de magnétisme quantique. Les deux principaux montages expérimentaux de l'équipe ont pour but d'étudier respectivement les atomes de chrome et de strontium. C'est sur cette dernière que ce stage a été effectué.

L'équipe a choisi de travailler avec du strontium, car il possède un très grand spin, ce qui favorise l'étude d'un magnétisme original. Par ailleurs, il possède plusieurs isotopes pouvant être refroidis (dont le ^{87}Sr , qui est celui qui possède un grand spin), ce qui rend possible de nombreux protocoles, comme le refroidissement sympathique. Par ailleurs, le strontium possède plusieurs raies très étroites que l'on va pouvoir utiliser. L'objectif est de développer de nouvelles manières d'effectuer des mesures et de sonder des systèmes.

Cependant, le montage expérimental étant en cours de création, ce stage a été consacré à la mise en place et à l'optimisation de certaines parties du dispositif expérimental, afin de rendre possible son fonctionnement.

Après avoir introduit les différents niveaux du strontium et étudié les différentes transitions énergétiques qui nous serviront pour refroidir les atomes, nous présenterons la chaîne laser, qui génèrent des faisceaux utiles pour la chambre d'expérience. Nous expliquerons alors comment nous avons mis au point un montage spectroscopique afin d'asservir le laser en fréquence. Nous présenterons ensuite l'enceinte ultra-vide où seront réalisées les expériences, et nous expliquerons le fonctionnement des différents éléments qui la compose. Enfin, nous détaillerons l'assemblage et la mise en place d'un four de strontium sur l'enceinte, essentiel pour générer un flux d'atome à refroidir.

Table des matières

Introduction	1
1 Spectroscopie du strontium	3
Montage expérimental d'atomes froids	4
2 Chaîne laser et spectroscopie	5
2.1 Chaîne bleue	5
2.1.1 Généralités	5
2.1.2 Génération de fréquence pour la spectroscopie	8
2.2 Spectroscopie - Asservissement du laser	12
2.2.1 Montage	12
2.2.2 Méthode de spectroscopie	14
i Transfert de modulation	16
ii Signal d'erreur : mesures	17
iii Mise en place de la rétroaction (lock)	20
iv Applicabilité du signal de rétroaction	21
3 Enceinte ultra-vide	22
3.1 Présentation du montage	22
3.2 Protocole ultra-vide	23
3.3 Ralentisseur Zeeman	24
3.4 Mise en place du four	26
3.4.1 Généralités	26
3.4.2 Installation du four	28
Conclusion	29

1 Spectroscopie du strontium

Le strontium est l'élément chimique de numéro atomique 38. Il fait donc parti, comme les autres éléments de la seconde colonne du tableau périodique, de la famille des alcalino-terreux. Il tire son nom du village de Strontian, au nord de l'Écosse, d'où il fut extrait pour la première fois, sous forme oxydée, à la fin du XVIII^{ème} siècle. Il possède 35 isotopes connus, dont le nombre de masse varie de 73 à 107. À l'état naturel, on trouve quatre isotopes stables : le strontium 88, bosonique, qui est majoritaire dans la nature, le strontium 87, le seul isotope fermionique naturel, présent à 7% dans la nature, le strontium 86 et le strontium 84. Le ⁸⁷Sr est celui qui présente les propriétés les plus intéressantes, car c'est un fermion de grand spin. Plusieurs expériences d'atomes froids ont déjà été réalisées avec cet élément [7, 8, 9, 10].

Pour refroidir les atomes de strontium, on va utiliser les différentes transitions de l'atome. On utilise alors un diagramme simplifié des niveaux d'énergie (figure 1 [11]).

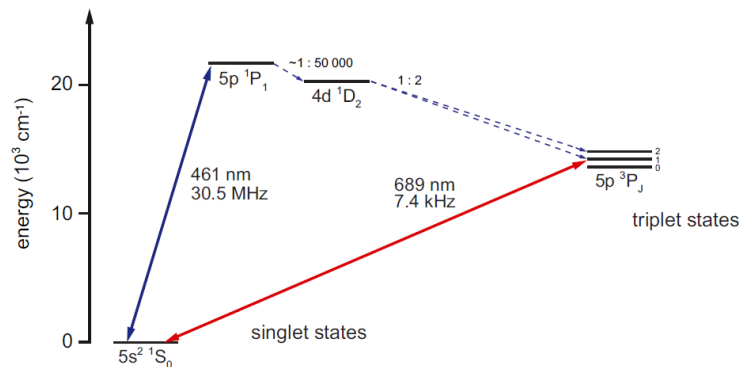


FIGURE 1 – Schéma simplifié des niveaux d'énergie du strontium [11]

On utilise alors la transition $^1S_0 - ^1P_1$ à 461 nm pour refroidir les atomes par cycles d'absorption-émission. La largeur de raie étant importante, cela est un processus rapide. Les atomes sont refroidis pas laser grâce à l'effet Doppler. Il absorbent alors la lumière contra-propageante. Ce processus est limité par une température appelée température Doppler : $T_D = \frac{h\Gamma}{2k_B}$, qui est de l'ordre du mK pour cette transition [11].

Certains atomes ne se désexcitent pas dans l'état fondamental mais fuient vers l'état 1D_2 , puis les états 3P_0 , 3P_1 et 3P_2 . Le nombre d'atome dans ces états est faible mais suffisant pour pouvoir utiliser la transition $^1S_0 - ^3P_1$ à 689 nm [11] pour continuer à refroidir les atomes. Cette raie étant beaucoup plus étroite, ce processus sera alors limité par la température de recul $T_R = \frac{h^2}{2k_B m \lambda^2}$, ce qui nous permet d'atteindre des températures de l'ordre de 500 nK.

On utilise alors un piège dipolaire couplé à un laser afin d'évaporer les atomes les plus chauds, ce qui diminue la température du milieu.

Montage expérimental d'atomes froids

La structure typique d'un montage expérimental d'atomes froids est composée de trois blocs :

- Une enceinte ultra-vide. C'est ici que l'on refroidit les atomes pour en étudier les propriétés. Pour cela, il faut que la pression à l'intérieur de l'enceinte soit extrêmement faible (de l'ordre de 10^{-11} mbar). Nous détaillerons le protocole expérimental à appliquer pour obtenir le vide par la suite.
- Une chaîne laser, qui va nous permettre de générer plusieurs faisceaux de fréquences différentes que l'on va envoyer dans l'enceinte ultra-vide. Dans notre expérience, on utilise des faisceaux pour le refroidissement transverse en sortie de la source d'atome, le refroidissement Zeeman, pour le piège magnéto-optique et pour faire de l'imagerie. Pendant ce stage, nous avons également mis en place une chaîne de spectroscopie afin d'asservir la fréquence des différents faisceaux lasers.
- Les systèmes de contrôle électronique. Intégrés à la chaîne laser, ils permettent de réaliser des boucles d'asservissement, essentielle pour le fonctionnement du montage expérimental, et de contrôler la chaîne d'événements qui composent une expérience. Nous détaillerons la mise en place de l'asservissement d'une chaîne laser et son fonctionnement dans la suite de ce rapport.

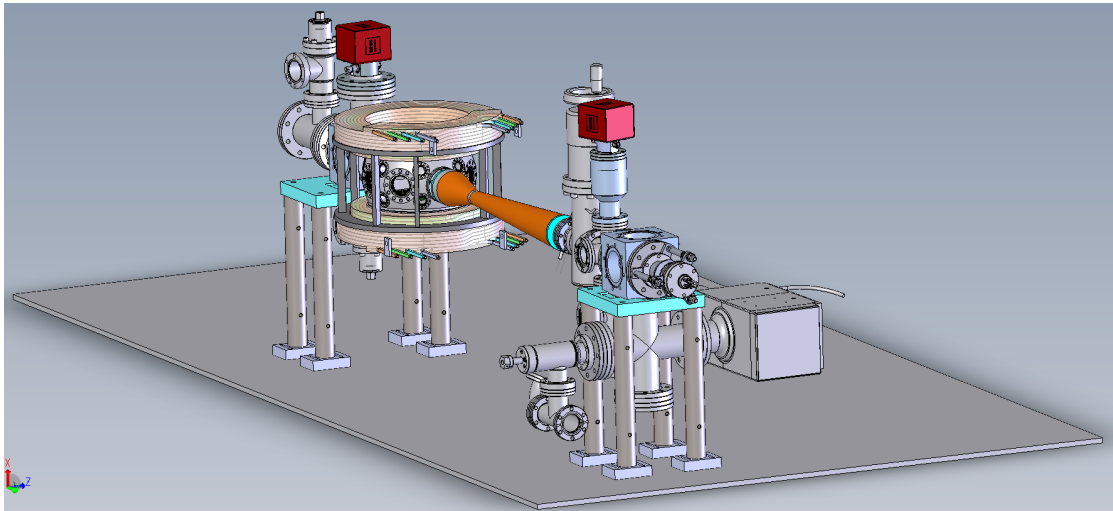


FIGURE 2 – Représentation SolidWorks de l'enceinte ultra-vide : four contenant du strontium, cube pour le refroidissement transverse, ralentisseur Zeeman, enceinte pour le piège magnéto-optique

Sur la figure 2, on peut voir au premier plan le four dans lequel est stocké le strontium. Le premier cube correspond à l'enceinte du refroidissement transverse, grâce auquel

le faisceau d'atome est collimaté, pour que le maximum d'atome puisse rentrer dans la partie suivante du montage : le ralentisseur Zeeman. Ce dernier, composé de spires qui permettent d'avoir un champ magnétique variable en fonction de la position sur l'axe, permet de ralentir efficacement les atomes par laser, afin que leur vitesse de sortie soit très faible (de l'ordre de 50 m/s contre 500m/s en entrée du ralentisseur). Enfin, l'enceinte cylindrique correspond au piège magnéto-optique dans lequel nous allons piéger les atomes pour les étudier. Nous donnerons plus de détails sur le montage en partie 3.

2 Chaîne laser et spectroscopie

La chaîne laser est un élément essentiel du montage expérimental, afin d'effectuer le refroidissement des atomes et la mise en place du piège magnéto-optique. Au cours de ce stage, nous avons mis en place la partie de la chaîne bleue qui servira pour effectuer de la spectroscopie afin de pouvoir contrôler différents isotopes sur le même montage.

2.1 Chaîne bleue

Dans cette partie nous allons nous intéresser à la chaîne laser bleue qui va interagir avec la transition $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ à 461 nm.

2.1.1 Généralités

La figure 3 représente un schéma de la chaîne bleue que nous avons utilisée. Le refroidissement des atomes est décomposé en trois étapes : le refroidissement transverse, qui nous permet de diminuer la vitesse transverse des atomes pour que ces derniers se déplacent parallèlement à l'axe du montage expérimental, le ralentisseur Zeeman, grâce auquel on peut diminuer efficacement la vitesse des atomes, et le piège magnéto-optique, dans lequel on piège les atomes afin de réaliser des expériences physiques (condensat de Bose-Einstein, etc). À chacune de ces trois parties est associé un laser dit « Esclave ». On utilise trois diodes lasers pour un besoin de puissance. En effet, la puissance laser nécessaire pour pouvoir réaliser ces trois fonctions est bien supérieure à celle que peut fournir une diode laser. On choisit donc d'assigner à chaque fonction un laser différent. Par ailleurs, ces trois faisceaux (envoyés respectivement dans le refroidissement transverse, le ralentisseur Zeeman et le piège magnéto-optique) doivent être désaccordés de la fréquence de transition de l'atome de manière différente (nous expliciterons l'origine de ces désaccords dans une prochaine partie).

La cavité de ces trois lasers permettent d'émettre de la lumière sur une large plage de fréquence. Pour choisir précisément la fréquence d'émission, on injecte de la lumière provenant d'un laser Maître (diode Vortex), dont on peut contrôler précisément la fréquence, dans la cavité du laser esclave. Cela stimule donc l'émission du laser esclave à la fréquence injectée.

Pour modifier indépendamment les fréquences des différents faisceaux, on utilise des Modulateurs Acousto-Optique (AOMs). À l'intérieur d'un AOM se trouve un cristal qui

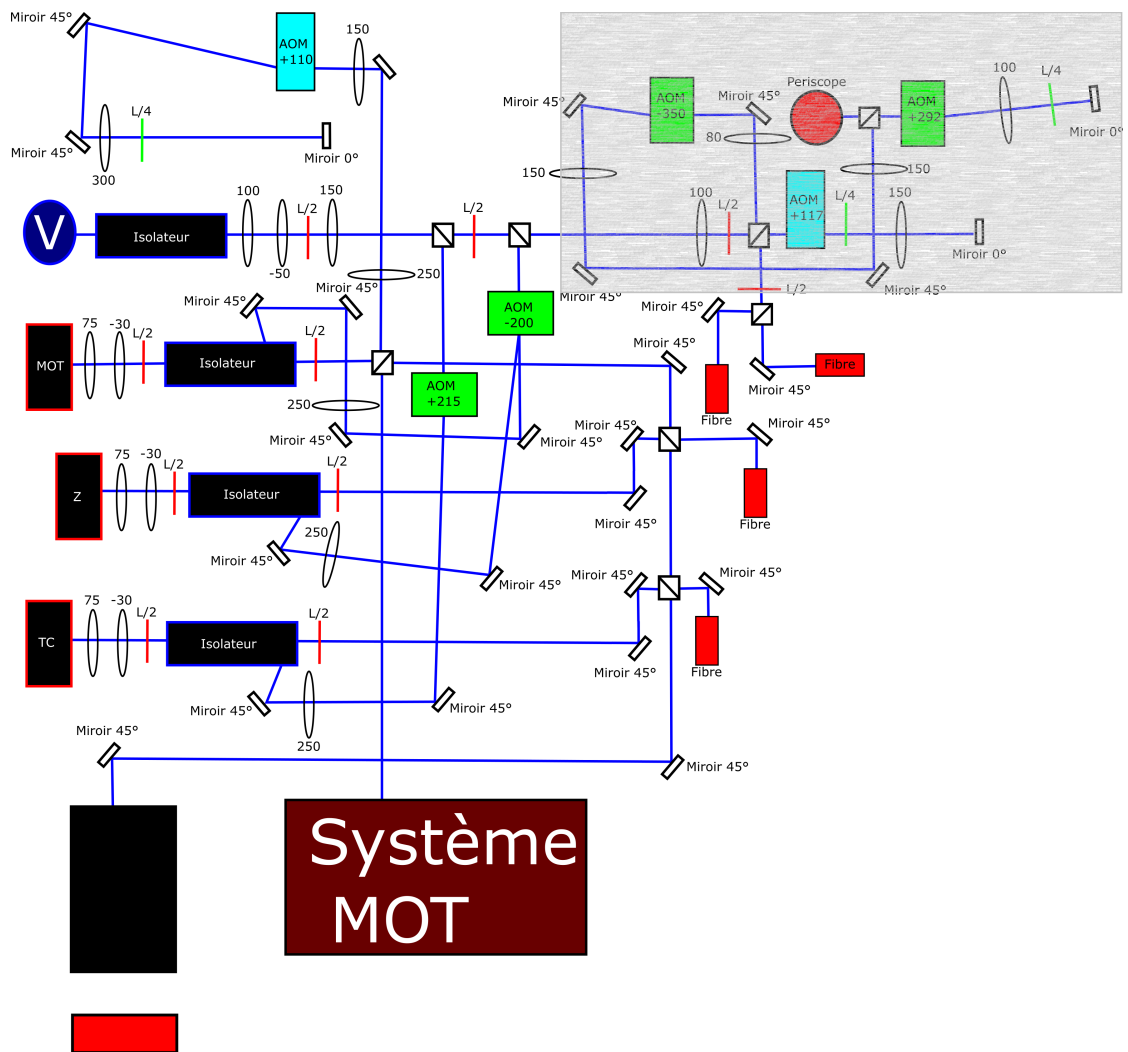


FIGURE 3 – Schéma de la chaîne bleue [3]. La diode Vortex (rond bleu), va injecter trois diodes esclaves qui serviront pour le refroidissement transverse, le ralentisseur Zeeman et le piège magnéto-optique. La partie encadrée en gris, qui sert à modifier la fréquence avant de l’envoyer sur un montage spectroscopique, a été optimisée au cours de ce stage.

est excité par une onde acoustique. Cela crée alors un réseau de diffraction en mouvement qui va modifier la fréquence du laser.

Soient ω_{laser} et ω_{AOM} respectivement les fréquences du laser en entrée de l’AOM et de l’onde acoustique. La fréquence de l’ordre ± 1 de diffraction est alors : $\omega_{laser} \pm \omega_{AOM}$. Pour modifier la fréquence de sortie, il suffit de modifier la fréquence de l’onde acoustique.

Nous avons donc trois lasers esclaves qui sont injectés par la diode Vortex :

- Laser TC (Transverse Cooling) : Il est utilisé pour le refroidissement transverse. Avant d’injecter le TC, la diode Vortex est désaccordée en fréquence par un AOM de fréquence 215 MHz (AOM +215 sur la figure 3). L’AOM est placé avant l’injection pour diminuer les pertes de puissance. Le laser est ensuite envoyé sur une fibre optique afin d’être utilisé sur le montage.
- Laser Z (Zeeman) : Il est utilisé pour le refroidissement Zeeman. Avant d’injecter le TC, la diode Vortex est désaccordée en fréquence par l’AOM -200. L’AOM est placé avant l’injection pour diminuer les pertes de puissance. Le laser est ensuite envoyé sur une fibre optique afin d’être utilisé sur le montage.
- Laser (MOT) : Il est injecté par la diode Vortex à la même fréquence que ce dernier. En effet, on récupère l’ordre 0 à la sortie de l’AOM -200 (qui n’a donc pas subi de décalage en fréquence), afin d’optimiser globalement la puissance. On utilise ensuite un AOM +110 en double passage¹ pour désaccorder la fréquence. On désaccorde la fréquence après l’injection, pour pouvoir la faire varier dynamiquement d’une part, et pour pouvoir éteindre le laser rapidement d’autre part (un shutter mécanique serait beaucoup trop lent). Il est ensuite envoyé sur un système de séparateurs et de fibres optiques, afin d’obtenir 6 faisceaux que l’on utilise dans les 6 directions de l’espace pour le piège magnéto-optique.

Cette partie de la chaîne bleue était déjà montée au début de ce stage [4], il nous fallait apprendre à en prendre le contrôle et placer les fibres optiques en bout de chacune des chaînes afin d’envoyer les faisceaux dans l’enceinte ultra-vide.

Un des faisceaux issu de la diode Vortex passe par l’AOM +117, qui servira à faire de l’imagerie.

Le dernier faisceau présent sur le schéma 3 est utilisé pour réaliser de la spectroscopie afin d’asservir la fréquence de la diode Vortex. En effet, on observe un légère dérive de la fréquence de la diode, ce qui peut être lié à une dérive du piézoélectrique.

Afin d’asservir le laser, nous allons faire passer un faisceau au travers d’un flux d’atomes pour asservir le laser sur la transition du strontium. L’isotope ^{88}Sr étant majoritaire, c’est uniquement sur cette transition que l’asservissement va s’effectuer. Pour pouvoir utiliser les autres faisceaux (Transvers Cooling, Zeeman Slower, MOT et Imagerie) sur les transitions correspondant à d’autres isotopes, on place alors deux AOM (-350 puis +292) entre la diode Vortex et le montage de spectroscopie. Ainsi, en modifiant la fréquence du second AOM (utilisé en double passage) ce qui permet d’ajuster la fréquence sans modifier la direction du faisceau, on modifie le désaccord entre la diode Vortex et la transition du ^{88}Sr . Cependant, les désaccords de fréquence entre la diode Vortex et chacun des lasers esclaves n’est pas modifié. Ainsi, modifier la fréquence du second AOM nous permet de décaler en fréquence de la même manière la fréquence des lasers esclaves, pour que le désaccord entre ces derniers et la transition du strontium soit la même quelque soit l’isotope étudié. Par ailleurs, plus la fréquence centrale d’un AOM est grande, plus la plage de fréquence sur laquelle on peut le régler est importante, c’est pour cela que l’on utilise un -350 et un +292.

1. Utilisation détaillée en 2.1.2

Nous avons mis en place et optimisé cette partie de la chaîne bleue au cours de ce stage.

2.1.2 Génération de fréquence pour la spectroscopie

Dans cette partie, nous allons expliquer comment, à l'aide d'AOMs, nous avons pu modifier la fréquence d'un faisceau afin de pouvoir l'utiliser en spectroscopie.

Modifier la fréquence de l'onde acoustique d'un AOM permet de choisir la fréquence du faisceau diffracté. Cependant, cela change alors l'angle de diffraction, ce qui n'est pas pratique si le montage optique contient plusieurs éléments. On met en alors en place un montage dit « Double Passage ». On ajoute une lentille convergente dont le foyer est placé sur l'AOM ainsi qu'un miroir plan. Cela permet de collimater le faisceau qui passe ainsi deux fois à travers de l'AOM, justifiant le nom de la méthode.

L'efficacité d'un AOM correspond à la puissance récupéré en sortie de ce dernier par rapport à la puissance incidente. En effet, comme on ne récupère que le faisceau de diffraction de l'ordre +1 (ou -1), il existe des pertes de puissances importantes dans les autres ordres. En simple passage, on peut optimiser l'efficacité d'un AOM jusqu'à 80-85%.

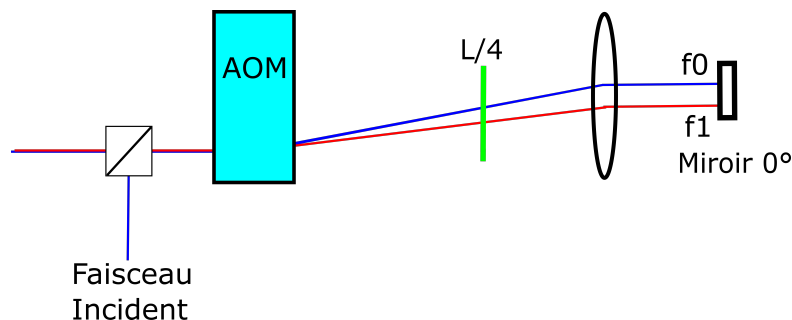


FIGURE 4 – Utilisation d'un AOM en double passage [3]

Pour optimiser l'efficacité des deux AOMs que nous allons utiliser, nous devons régler la taille des faisceaux incidents ainsi que la position des AOMs sur l'axe optique.

Pour régler la taille du faisceau, il faut que, son diamètre ne soit pas trop petit lorsqu'il rentre dans l'AOM. En effet, dans ce cas, cela implique une grande divergence du faisceau, réduisant l'efficacité de la diffraction. Par ailleurs, un faisceau trop petit risque d'endommager l'AOM. On modélise la forme longitudinale du faisceau par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{(z - z_0)^2}{z_R^2}} \quad (1)$$

où w_0 est le waist du faisceau, z_0 la position de l'AOM sur l'axe optique et $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ et la longueur de Rayleigh. On place alors une lentille convergente afin que le waist du faisceau soit de l'ordre du tiers du diamètre de l'entrée de l'AOM.

Nous avons utilisé une caméra qui nous permet de capter directement le faisceau, et de mesurer ses largeurs horizontale et verticale grâce à au logiciel DataRay à partir de l'intensité du faisceau par :

$$I(x, y) = \frac{2P}{w_h w_v} e^{-\frac{2x^2}{w_h^2}} e^{-\frac{2y^2}{w_v^2}} \quad (2)$$

Par rapport à une origine choisie arbitrairement le long de l'axe optique, et on obtient les résultats suivants, pour le premier AOM :

z(mm)	w _v (μm)	w _h (μm)
-51	162.5	205
36	68	86.5
322	665	865

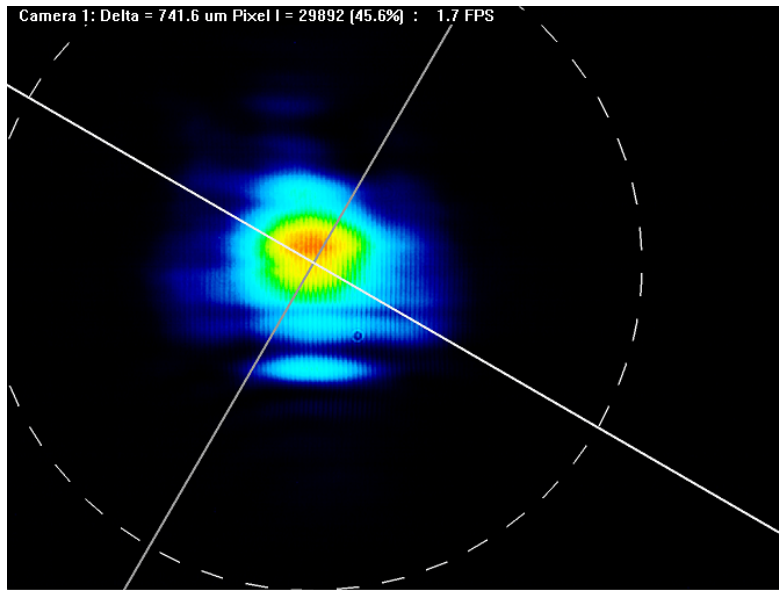


FIGURE 5 – Intensité du faisceau sur DataRay

On modélise ces données par l'équation 2. On trouve :

	Axe vertical	Axe horizontal
z_0 (mm)	19.0	16.6
w_0 (μm)	67.2	51.8
z_R (mm)	30.8	18.4

On remarque que les waist horizontal et vertical ne sont pas trop éloignés, on a $\Delta z_0 \ll z_R$ l'astigmatisme du faisceau est donc négligeable. La taille optimale du faisceau pour rentrer dans l'AOM est de $70\mu\text{m}$. Le waist du faisceau est donc optimal, il ne nous reste plus qu'à placer l'AOM à la position z_0 . On réalise les mêmes manipulations sur le second AOM.

Il nous faut ensuite optimiser la puissance de l'onde radio-fréquence que l'on envoie à chacun des AOMs. Celle-ci est contrôlée informatiquement par un programme Labview. L'information est envoyée sur un DDS (Direct Digital Synthesizer), qui permet de générer point par point une onde radio-fréquence, d'une puissance de l'ordre du mW. Or pour fonctionner correctement, la puissance que reçoit l'AOM doit être de l'ordre de quelques centaines de mW. On utilise alors un bloc d'amplificateurs qui sont placés en entrée des AOM, qui amplifient de 30 dB la puissance.

Par ailleurs, il existe un risque important d'endommager les AOM si la puissance qu'ils reçoivent est supérieure à 1 W. Pour éviter cela, on place un atténuateur variable en entrée de l'amplificateur, grâce auquel on optimise la puissance de l'onde radio-fréquence. On le place en entrée et non en sortie de l'amplificateur pour que la puissance dissipée par l'atténuateur soit moins importante.

On peut alors, grâce à l'atténuateur variable, optimiser cette puissance pour que l'efficacité de l'AOM soit maximale. C'est ce que nous avons fait pour l'AOM utilisé en simple passage :

Puissance RF (mW)	Efficacité (%)
250	30
500	67
650	76
750	70
800	64
1000	59

On obtient donc une efficacité de 76% pour une puissance RF de 650 mW.

Il nous faut ensuite optimiser le second AOM. Celui-ci va avoir une fonction particulière car on va faire varier sa fréquence en fonction de l'isotope du strontium que l'on veut utiliser.

Posons f_{Vortex} et $f_{Spectro}$ respectivement les fréquences de la diode Vortex et du faisceau que l'on envoie vers le montage de spectroscopie, et f_{AOMSP} et f_{AOMDP} les radio-fréquences envoyées respectivement dans le premier et le second AOM. On a toujours :

$$f_{Vortex} - f_{Spectro} = -f_{AOMSP} + 2f_{AOMDP} \quad (3)$$

La valeur de $f_{Spectro}$ est fixe car le faisceau est asservi sur la transition du ^{88}Sr .

On peut associer une valeur de f_{Vortex} à chacun des quatre isotopes avec lesquels on veut travailler. $f_{Spectro}$ étant asservie sur la transition du ^{88}Sr et le premier AOM de

radio-fréquence f_{AOMSP} étant utilisé en simple passage, ces deux fréquences seront fixes une fois le montage terminé. Grâce à l'équation 3, on peut faire correspondre à chacun des quatre isotopes une valeur de f_{AOMDP}

Par conséquent, avant de fixer f_{AOMSP} , il faut nous assurer que l'efficacité du second AOM est suffisante pour les quatre valeurs de f_{AOMDP} correspondantes. On mesure alors l'efficacité du second AOM en fonction de sa radio-fréquence, pour différentes valeurs de f_{AOMSP} . On obtient les résultats de la figure 6.

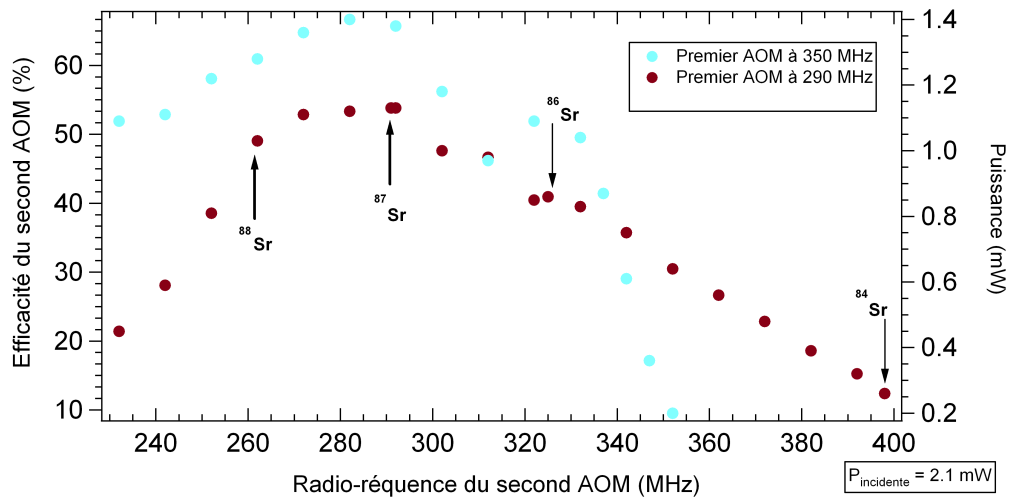


FIGURE 6 – Efficacité du second AOM en fonction de sa radio-fréquence pour différentes fréquences du premier AOM : les flèches indiquent la fréquence sur laquelle régler le second AOM lorsque l'on veut travailler avec l'isotope correspondant lorsque le premier AOM est à 290 MHz

On constate ainsi que l'efficacité maximale est plus élevée lorsque le premier AOM est à 350 MHz, mais le second AOM est plus efficace lorsque l'on s'éloigne de la fréquence centrale lorsque le premier AOM est à 290 MHz. On peut alors travailler avec les 4 isotopes qui nous intéressent (^{88}Sr , ^{87}Sr , ^{86}Sr , ^{84}Sr , figure 6).

Une fois la chaîne bleue optimisée, cela nous permet de mettre en place un montage afin de réaliser de la spectroscopie.

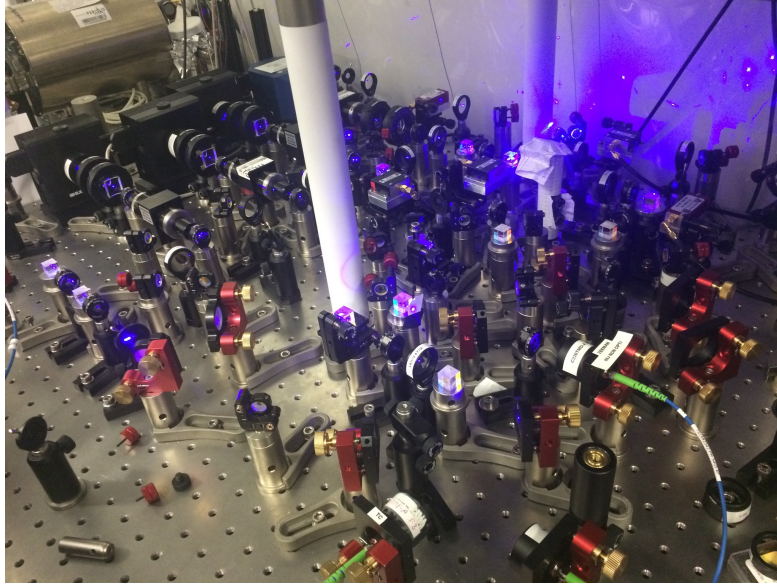


FIGURE 7 – Photographie de la chaîne bleue. On peut voir les trois diodes laser esclaves. La diode Vortex est le cube bleu, qui est caché derrière le pilier sur cette photographie.

2.2 Spectroscopie - Asservissement du laser

Nous allons maintenant pouvoir utiliser ce faisceau dont la fréquence a été modifiée afin de réaliser des mesures spectroscopiques. Le but de cette opération est d'obtenir un signal d'erreur que l'on envoie en entrée d'une boucle de rétroaction, ce qui va nous servir à asservir le laser.

Pour cela, il nous faut passer sous la limite Doppler. En effet, lorsque l'on fait passer un faisceau laser contrôlé par une rampe de fréquence à travers un jet d'atome pour le récupérer en sortie sur une photodiode, les atomes qui vont absorber un photon sont ceux dont $\omega_0 - \mathbf{k}v_{\text{transverse}} = \omega_{\text{laser}}$. Le spectre d'absorption obtenu est élargi par la distribution de vitesse transverse des atomes du jet. La largeur de ce spectre est en général dominée par $\mathbf{k}\Delta v_{\text{transverse}}$ qui peut varier jusqu'à 1 GHz dépendant des conditions expérimentales.

On utilise alors des techniques de spectroscopie à deux faisceaux. Celles-ci nous permettent d'avoir un pic plus fin que la largeur Doppler, et qui ne dépend pas de la vitesse moyenne des atomes, qui est non nulle dans un jet.

Dans un premier temps nous détaillerons le montage utilisé, puis nous expliquerons les techniques de spectroscopie employées et les résultats obtenus.

2.2.1 Montage

La table optique n'étant pas assez grande pour accueillir à la fois la chaîne bleue et le montage spectroscopique, il nous faut mettre en place un périscope en bout de chaîne

afin de faire monter le faisceau sur un breadboard optique au-dessus de la table.

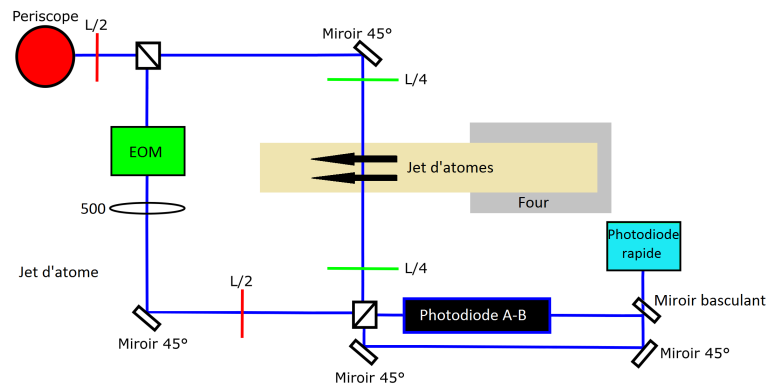


FIGURE 8 – Schéma du montage. En sortie du périscope, le faisceau est séparé en deux parties (pompe et sonde). Le faisceau sonde croise directement le jet d'atomes alors que le faisceau pompe est modulé par un EOM. On place une lentille sur ce dernier pour contrôler sa largeur. Les lames quart d'onde permettent d'avoir une polarisation circulaire lorsque les faisceaux croisent le jet d'atomes.

La figure 8 présente un schéma du montage. On place en sortie du périscope une lame demi-onde suivie d'un cube séparateur, ce qui nous permet d'obtenir deux faisceaux (que l'on appelle pompe et sonde) et de régler la répartition de puissance entre ces derniers. Sur le faisceau pompe, on place ensuite un EOM (Electro Optic Modulator), pour moduler sa fréquence. Cela nous permettra de générer un signal d'erreur proportionnel à la différence de fréquence entre le laser et la transition des atomes. Nous expliquerons plus en détail cet aspect dans la partie 2.2.2.

On utilise dans la suite du montage deux configurations différentes. Dans la première, seul le faisceau sonde croise le flux d'atome. On utilise un montage « A-B », composé de deux photodiodes. La première reçoit le faisceau sonde qui a croisé le flux d'atome. La seconde reçoit le faisceau pompe qui n'est pas passé au travers du flux d'atomes. Le montage nous permet de récupérer électroniquement la différence entre les deux signaux. On mesure alors l'absorption des atomes de strontium en supprimant la variation d'intensité qui se produit lorsque l'on modifie la fréquence du laser. Cette méthode peut nous permettre de mesurer des données physiques, comme la densité, le flux d'atomes ou la distribution de vitesse selon l'axe des faisceaux.

Dans la seconde configuration, on cherche à générer le signal d'erreur pour asservir le laser. Le faisceau pompe modulé par l'EOM est envoyé à travers le flux d'atome (en tournant la lame demi-onde de 45°) face au faisceau sonde. On optimise alors les éléments optiques pour que les deux faisceaux soient alignés lorsqu'ils croisent le flux d'atomes. On récupère alors le faisceau sonde sur une photodiode rapide dont la sortie est envoyée vers un système électronique, pour générer un signal d'erreur.

Pour pouvoir rapidement passer d'une configuration à l'autre, on place un miroir basculant sur le montage. Ainsi, il nous suffit d'actionner ce dernier pour choisir la photodiode sur laquelle on envoie le faisceau sonde. Une lame demi-onde placée sur le faisceau

pompe nous permet facilement de choisir si l'on veut envoyer celui-ci vers la photodiode A-B pour mesurer l'absorption ou vers le flux d'atomes afin de générer un signal d'erreur.

Pour obtenir un flux d'atome, on utilise un second four identique à celui placé sur l'enceinte ultra-vide. Celui-ci est chauffé électriquement, générant alors un flux d'atomes dans l'enceinte métallique à laquelle il est connecté. On utilise deux hublots transverses présents sur l'enceinte pour faire traverser les deux faisceaux contre-propageants. On note la présence d'une seconde paire de hublots qui permettra, à terme, de faire de la spectroscopie sur une autre raie du strontium.

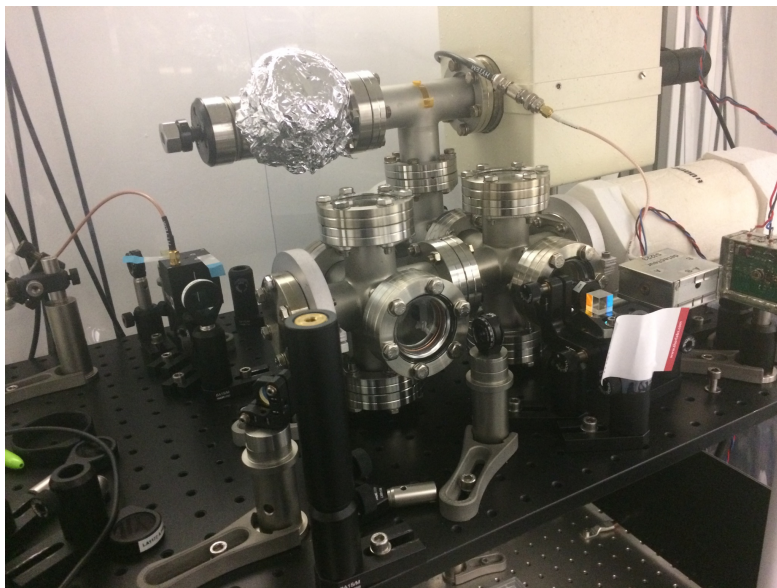


FIGURE 9 – Photographie du montage. On peut voir à droite de la photographie un cylindre en céramique qui contient le four, juste derrière les deux boîtes métalliques qui contiennent respectivement la photodiode A-B et la photodiode rapide. Le cube noir câblé à gauche de la photographie contient l'EOM

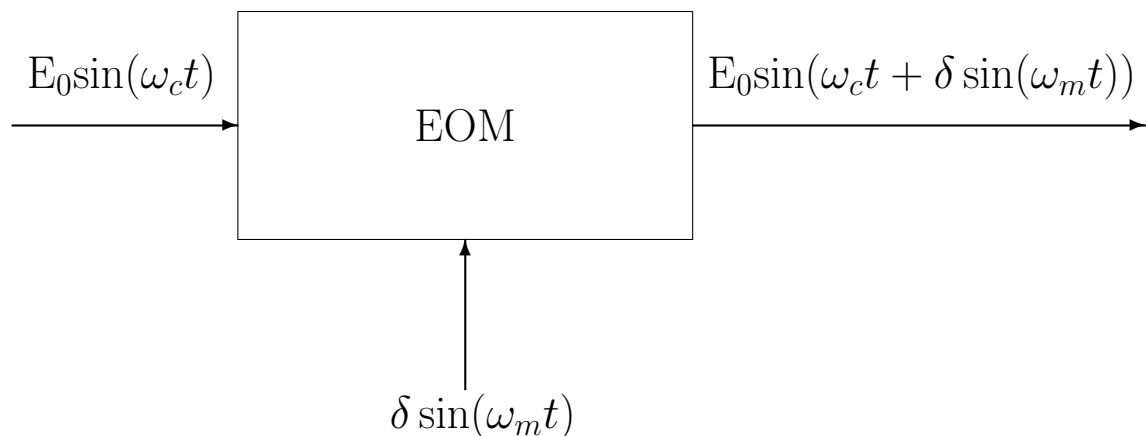
2.2.2 Méthode de spectroscopie

Une des méthodes de spectroscopie à deux faisceaux la plus utilisée est la méthode dite d'absorption saturée [1]. On fait passer dans le jet d'atome deux faisceaux contra-propageant. Un faisceau sonde non saturant, que l'on récupère en sortie sur une photodiode, et un faisceau pompe saturant, dont la puissance est beaucoup plus importante.

Comme les faisceaux sont contra propageant, les atomes qui absorbent la lumière par l'effet de la sonde sont ceux pour lesquels $\omega_0 - \mathbf{k}v_{transverse} = \omega_{laser}$ alors que ceux qui absorbent par effet de la pompe sont ceux où $\omega_0 + \mathbf{k}v_{transverse} = \omega_{laser}$. Lorsque $\omega_0 = \omega_{laser}$, la pompe et la sonde sont résonnantes avec les mêmes atomes, ceux dont la vitesse transverse est nulle. La pompe est saturante, il y a donc, à $\omega_0 = \omega_{laser}$, moins d'atomes dans l'état fondamental qui peuvent absorber la sonde, on observe un creux

dans le spectre d'absorption. Si la transition comporte plusieurs raies ou s'il y a plusieurs isotopes dont les fréquences de transitions sont suffisamment proches, il y aura plusieurs creux dans le spectre.

Pour obtenir un signal d'erreur, les deux faisceaux sont modulés par un EOM. Ce dernier est constitué d'un cristal, sur lequel on envoie une tension de fréquence ω_m . L'indice de réfraction du cristal est alors modifié proportionnellement au champ électrique, c'est l'effet Pockels. Cela permet ainsi d'introduire une modulation de phase au champ provenant du laser, dont la fréquence est ω_c . On a :



En sortie de l'EOM, on a donc :

$$E = E_0 \sin(\omega_c t + \delta \sin(\omega_m t)) \quad (4)$$

On peut décomposer cette expression avec les fonctions de Bessel. En effet, en utilisant :

$$e^{jx \sin \theta} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{nj\theta} J_n(x) \quad (5)$$

On trouve [2] :

$$E = E_0 \left[\sum_{n=0}^{\infty} J_n(\delta) \sin((\omega_c + n\omega_m)t) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_n(\delta) \sin((\omega_c - n\omega_m)t) \right] \quad (6)$$

Le coefficient de modulation δ étant généralement inférieur à 1, seules, J_0 , J_1 et J_{-1} ne seront pas négligeables. On obtient donc une onde à la fréquence porteuse ω_c , avec des « sidebands » à $\omega_c \pm \omega_m$.

Après passage dans le flux d'atomes, on récupère le faisceau sonde sur une photodiode et le signal est démodulé électroniquement. Le signal que l'on obtient correspond ainsi à la dérivée du spectre d'absorption, qui va nous servir de signal d'erreur. Cependant, la

dérivée de spectre va être non nulle sur toute la largeur Doppler. Il y a donc un offset continu sur les bords du signal, comme on peut l'observer sur la figure 10. Ce dernier dépend des paramètres expérimentaux comme le nombre d'atomes, et devra alors être recalibré régulièrement. Pour palier à ces problèmes, nous utilisons une autre méthode, appelée « Transfert de Modulation (Modulation Transfert) » [2, 5, 6].

i Transfert de modulation

Le transfert de modulation est une autre méthode de spectroscopie à deux faisceaux. Ces deux faisceaux contra-propageant sont envoyés sur le flux d'atomes. La particularité de cette méthode est que le faisceau sonde, récupéré sur une photodiode, n'est pas modulé, alors que le faisceau pompe est modulé par un EOM, comme pour un montage d'absorption saturée. Contrairement à la précédente méthode, les deux faisceaux ont intérêt à être saturants². Par ailleurs, cette méthode est optimale lorsque la modulation est de l'ordre de la largeur de la transition Γ . À l'inverse, elle ne fonctionne pas pour une modulation à basse fréquence, ce qui n'est pas le cas de l'absorption saturée.

À proximité de la résonance, un processus non-linéaire [2, 5, 6] impliquant une « sideband » du faisceau pompe, le faisceau sonde non modulé et les atomes (par le biais de $\chi^{(3)}$, la susceptibilité d'ordre 3 de ces derniers) permet de générer une « sideband » dans le faisceau sonde. Ce processus se produit pour chacune des « sidebands » du faisceau sonde.

L'avantage de cette méthode est la disparition du problème d'offset évoqué précédemment. En effet, comme la sonde n'est pas modulée, si elle n'interagit pas avec les mêmes atomes que la pompe, l'intensité reçue par la photodiode est constante, le signal d'erreur est donc strictement nul après démodulation (figure 10 [2]). Ceci est valable pour n'importe quelle fréquence différente de la fréquence de transition, même si elle se trouve à l'intérieur de la raie Doppler.

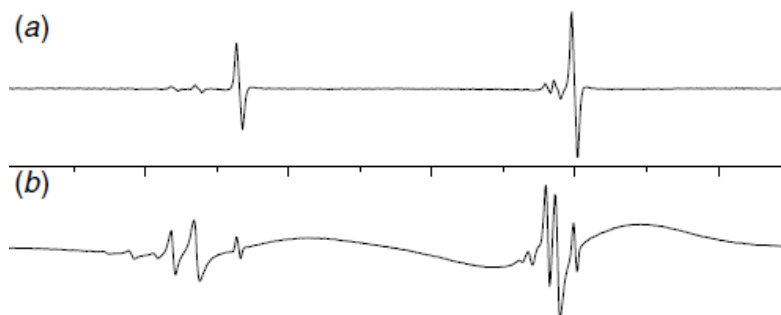
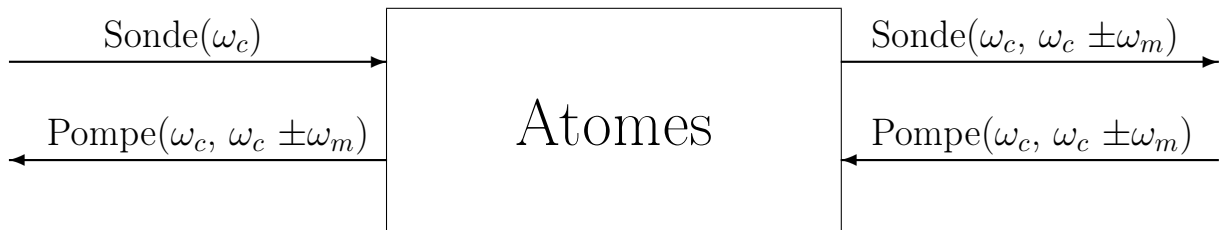


FIGURE 10 – Comparaison entre un signal d'erreur obtenu par transfert de modulation (a) et par absorption saturée (b) sur du Rb [2]

2. Lorsque la sonde est saturante, le spectre d'absorption présente moins de contraste. On observe expérimentalement que les signaux les plus efficaces sont obtenues dans cette configuration

Les « sidebands » introduisent donc de la modulation dans le faisceau sonde, et des battements dans le signal détecté par la photodiode.



On peut écrire le signal reçu par la photodiode comme [2, 6] :

$$S = \frac{C}{\sqrt{I^2 + \omega_m^2}} J_0(\delta) J_1(\delta) \left[(L_{-1} - L_{-1/2} + L_{1/2} - L_1) \cos(\omega_m t + \phi) + ((D_{-1} - D_{-1/2} + D_{1/2} - D_1) \sin(\omega_m t + \phi)) \right] \quad (7)$$

où on a :

$$L_n = \frac{I^2}{I^2 + (\Delta - n\omega_m)^2} \quad (8)$$

$$D_n = \frac{I(\Delta - n\omega_m)}{I^2 + (\Delta - n\omega_m)^2} \quad (9)$$

avec I , la largeur naturelle de la raie, Δ la différence de fréquence entre le laser et le centre de la raie, ϕ la phase introduite avec la modulation et C une constante dépendant des autres paramètres du système.

Le signal est ensuite démodulé : on le multiplie par un signal sinusoïdal de fréquence ω_m , ce qui permet de ramener la modulation autour de la fréquence nulle. On utilise ensuite un filtre passe-bas pour récupérer l'enveloppe modulante. En choisissant correctement la phase du signal utilisé, on peut annuler l'une ou l'autre des deux composantes. On choisit de récupérer la partie en D_n

ii Signal d'erreur : mesures

En prenant $\Gamma = \omega_m$ et en ne gardant que la composante en D_m , on obtient le signal d'erreur suivant :

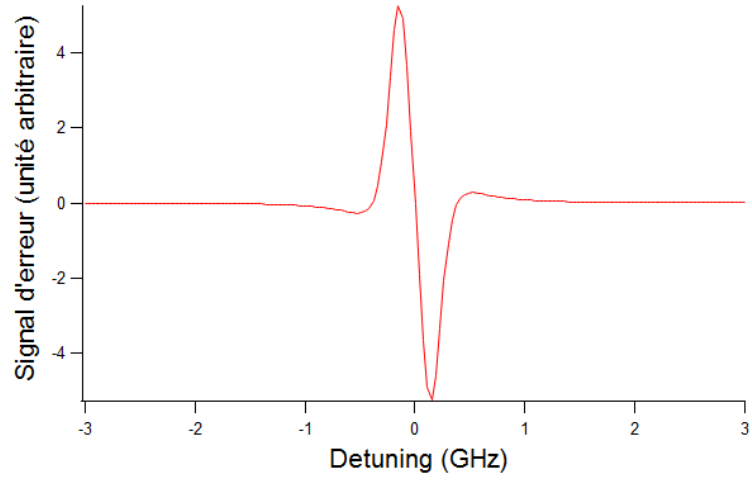


FIGURE 11 – Signal d'erreur théorique pour $\Gamma = \omega_m$ en fonction du detuning Δ

Comme les faisceaux peuvent être saturés, cela va élargir la largeur naturelle de la raie. On a alors une largeur effective [2] :

$$\Gamma' = \Gamma \sqrt{1 + \frac{I}{I_{SAT}}} \quad (10)$$

Cette formule nous permet de trouver le paramètre de saturation. En effet, à partir d'un signal expérimental (figure 12), on peut, en utilisant 7 et 9, obtenir une valeur de Γ' .

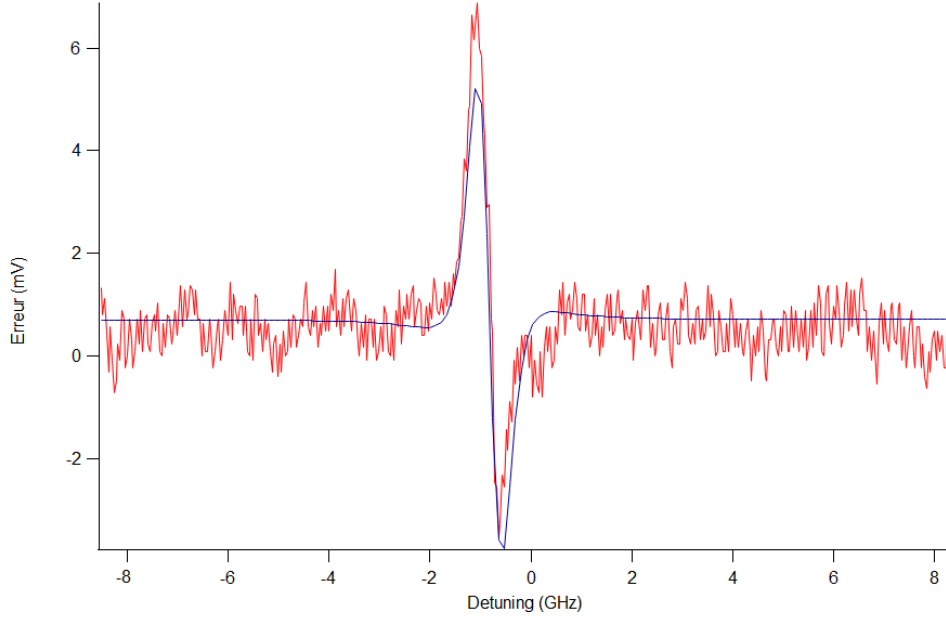


FIGURE 12 – Signal d’erreur expérimental (courbe rouge) et signal expérimental ajusté avec les équations 7 et 9 (courbe bleue)

On obtient alors $\frac{\Gamma}{\Gamma} = 2.7$, ce qui confirme l’élargissement de la raie. Or, on connaît [11] :

$$I = \frac{2P}{\pi w^2} \quad (11)$$

et

$$I_{SAT} = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3} \Gamma \quad (12)$$

où P et w sont respectivement la puissance (de l’ordre de quelques mW) et le waist du faisceau incident. On trouve $I_{SAT} = 40 \text{ mW.cm}^{-2}$, on en déduit donc, en prenant $P = 2 \text{ mW}$, un faisceau de waist $705 \mu\text{m}$, ce qui correspond au bon ordre de grandeur.

On cherche alors à optimiser le signal d’erreur, en largeur et en hauteur. Or, on constate à l’œil que les deux faisceaux ont un waist de l’ordre du millimètre, et qu’ils divergent lentement après être sortis de l’AOM. On décide alors d’introduire des lentilles de longue focale sur le chemin optique, à la fois sur le faisceau sonde et sur le faisceau pompe. Cela aura pour effet d’une part de diminuer le waist des faisceaux et d’augmenter le paramètre de saturation. Avec une lentille de focale 500 mm, on étudie alors 4 possibilités :

- sans lentille sur les deux faisceaux
- une lentille sur le faisceau pompe, pas de lentille sur le faisceau sonde
- pas de lentille sur le faisceau pompe, une lentille sur le faisceau sonde

— une lentille sur chacun des deux faisceaux

On se place à une température de 430°C , inférieure à celle que nous utiliserons plus tard pour réaliser la boucle de rétroaction, afin d'économiser un maximum d'atomes de strontium dans le four. Cela a pour effet de diminuer le rapport signal sur bruit. On capture un oscillogramme pour chacune de ces solutions :

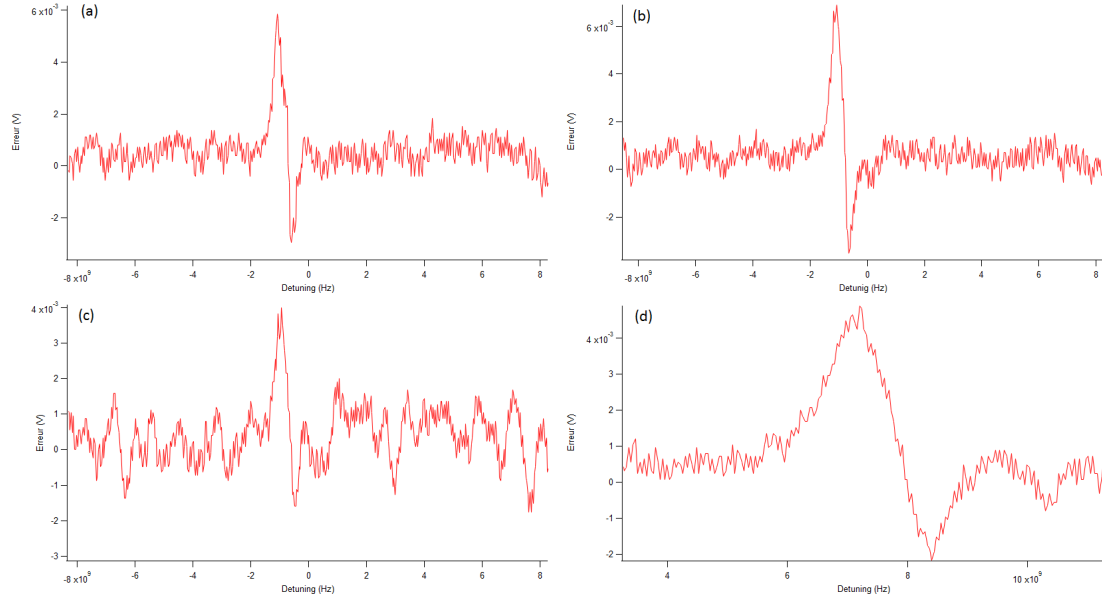


FIGURE 13 – Signal d'erreur sans lentille sur les deux faisceaux (a), avec une lentille sur le faisceau pompe, sans lentille sur le faisceau sonde (b), sans lentille sur le faisceau pompe, avec une lentille sur le faisceau sonde (c), avec une lentille sur chacun des deux faisceaux (d). On constate un bruit électronique plus important sur la courbe (c). Par ailleurs, le signal (d) a une largeur trop importante, on ne peut pas retenir cette solution

Par ailleurs, on mesure la largeur des faisceaux au niveau des atomes, en extrapolant des mesures de largeur avec l'équation 1 :

	Sans lentille	Avec lentille
Faisceau pompe	$739\ \mu\text{m}$	$626\ \mu\text{m}$
Faisceau sonde	$944\ \mu\text{m}$	$524\ \mu\text{m}$

On constate expérimentalement que le signal d'erreur est plus élevé lorsque l'on place une lentille sur le faisceau pompe et que l'on en place pas sur la faisceau sonde. C'est cette solution que l'on retient par la suite.

iii Mise en place de la rétroaction (lock)

On cherche dans cette partie à transformer le signal d'erreur en un signal de rétroaction que l'on va pouvoir envoyer en entrée du piézoélectrique qui contrôle la fréquence de

la diode Vortex. On utilise pour cela un système électronique qui nous permet d'intégrer temporellement le signal d'erreur. Ainsi, lorsque la différence en fréquence entre la diode vortex et le centre de la raie (detuning) sera négatif, la valeur du signal intégré sera positive et lorsque le detuning sera positif, celle-ci sera négative. Cela nous permet donc d'amener la diode Vortex au centre de la raie en fréquence. Enfin, lorsque le detuning atteint une valeur nulle, la tension envoyée au piézoélectrique restera constante, la fréquence de la diode Vortex restera sur le centre de la raie.

L'intégrateur étant composé d'un condensateur mis en rétroaction sur un amplificateur opérationnel, il nous a fallu choisir la bonne constante de temps (et donc la capacité correspondante) pour faire fonctionner la boucle de rétroaction. En effet, si celle-ci est trop grande, le signal risque d'être intégré sur un temps trop long, ce qui entraînerait une oscillation autour de la valeur d'équilibre. À l'inverse, en choisissant une constante de temps trop faible, le bruit introduit par les systèmes électronique n'est pas moyenné, et va donc être transmis au laser via le signal de rétroaction.

iv Applicabilité du signal de rétroaction

Comme expliqué précédemment, lorsque l'on se trouve loin de la résonance, le faisceau sonde n'est pas modulé, l'intensité reçue par la photodiode est constante. Ainsi, la ligne de base du signal d'erreur est indépendante de la densité d'atome dans le milieu traversé et de l'intensité du faisceau. Cependant, on observe expérimentalement que cette ligne de base n'est pas nulle, et donc la présence d'un offset de quelques mV, que l'on nomme O_{base} . On observe que ce dernier dépend de la tension de modulation envoyée dans l'EOM, ainsi que du signal oscillateur local utilisé pour effectuer la démodulation. Par ailleurs, on remarque, lorsque l'on active la boucle de rétroaction, que le signal d'erreur ne se stabilise pas à la valeur nulle, mais qu'il existe un offset d'environ 5 mV (O_{lock}), causé par les composants électroniques.

Pour obtenir un asservissement satisfaisant, il faut que la fréquence à laquelle la diode laser est asservie soit la même, quelques soient les conditions expérimentales (densité d'atomes, intensité...). Cela va ainsi modifier le signal d'erreur, qui va se dilater autour de la valeur O_{base} . On a donc besoin que la pente du signal d'erreur soit suffisamment grande devant les offsets du signal soit :

$$\frac{O_{lock} - O_{base}}{\Gamma} < \frac{V_{erreur}}{\Gamma} \quad (13)$$

où V_{erreur} est la tension pic à pic du signal d'erreur. On augmente alors la température du four jusqu'à 450 °C pour que V_{erreur} atteigne 100 mV. En modifiant la modulation et l'oscillateur local, on parvient à annuler O_{base} . On a donc une erreur en fréquence de 0.05Γ , ce qui est inférieur à la largeur naturelle de la raie, ce qui est suffisant pour les différentes utilisations des lasers.

Dans cette partie, nous avons donc expliqué le fonctionnement de la chaîne bleue et

son utilité dans le montage expérimental d'atomes froids, et nous avons présenté la mise en place d'un système d'asservissement du laser par spectroscopie. Une fois l'asservissement opérationnel, on peut alors envoyer les faisceaux dans l'enceinte ultra-vide, que nous allons présenter.

3 Enceinte ultra-vide

L'enceinte ultra-vide est le coeur du montage expérimental. En effet, c'est ici que les atomes vont être refroidit puis piégés afin d'en étudier les propriétés. Dans cette partie, nous allons présenter les différentes parties du montage ainsi que leur utilité, ainsi que le travail effectué au cours de ce stage sur le montage.

3.1 Présentation du montage

Le montage est présenté sur le schéma de la figure 14 :

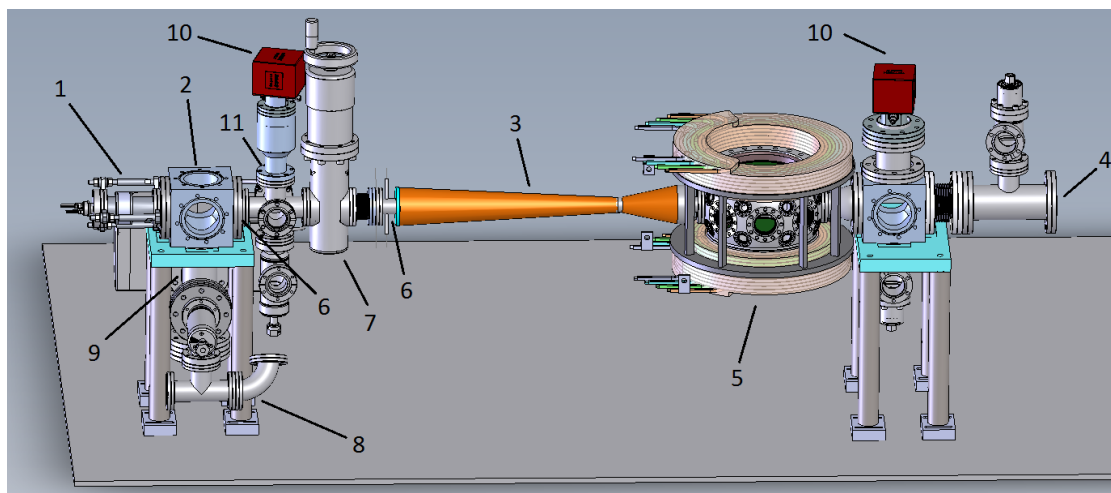


FIGURE 14 – Schéma transversal SolidWorks de l'enceinte ultra-vide

Le four (1) contenant du strontium sous forme solide est placé en entrée du montage. Le jet d'atome arrive alors dans le cube de refroidissement transverse (2). Ici, 4 faisceaux lasers sont envoyés par les hublots, pour effectuer un refroidissement Doppler afin de réduire la vitesse transverse des atomes. Ces derniers passent ensuite dans le ralentisseur Zeeman (3), un tube à diamètre variable entouré de spires, pour créer un champs magnétique. Le faisceau utilisé pour le ralentisseur Zeeman est injecté en (4). Enfin, les atomes, ralentis, arrivent dans une enceinte circulaire (5), qui contient le piège magnéto-optique (MOT). Six hublots de l'enceinte permettent de faire passer 3 faisceaux rétro-réfléchi pour réaliser le MOT. Un obturateur mécanique est placé (11) après le cube de refroidissement transverse afin de couper le jet d'atome. Une vanne (7) est placée en

sortie de ce dernier. Lorsqu'elle est fermée, cela permet de séparer efficacement les deux parties du montage. On peut ainsi casser le vide dans la partie gauche (pour remplacer le four par exemple) sans modifier le vide dans la partie droite. On place des tubes de vide différentiel³ après le cube de refroidissement transverse et avant le ralentisseur Zeeman (6), afin d'améliorer l'efficacité du pompage.

Pour assurer le fonctionnement du montage, il faut que la pression à l'intérieur soit très faible (environ 10^{-11} mbar). Pour pouvoir obtenir un vide de cette qualité, il faut utiliser différents types de pompes. À partir de la pression ambiante, on utilise tout d'abord une pompe Turbo. Elle est branchée en (8). Elle est constituée de nombreuses pales qui tournent à une vitesse importante. Les molécules de gaz sont alors entraînées vers le bas par choc avec les pales, puis évacuées du montage par une pompe primaire. La pompe ionique que l'on utilise (9), est constituée de deux électrodes entre lesquelles on applique une très forte tension, suffisante pour ioniser les particules. Les ions formés sont alors adsorbés par les électrodes. Enfin, on utilise deux pompes dites « getter » (10). C'est une pompe à fixation dans laquelle le gaz est principalement fixé par combinaison chimique avec un sorbeur (getter). C'est un dispositif de pompage passif, un matériau poreux permet de pomper par adsorption les particules résiduelles. Une autre petite pompe ionique se trouve à l'intérieur de chacune des pompes « getter ». Ce système de pompes réparties sur l'ensemble du montage nous permet d'obtenir l'ultra-vide, comme détaillé dans la partie suivante.

3.2 Protocole ultra-vide

Pour pouvoir refroidir correctement les atomes de strontium, on a besoin d'avoir une pression très faible à l'intérieur de l'enceinte. En effet, aux pressions auxquelles on travaille avec ce montage (de l'ordre de 10^{-11} mbar), il n'y a pas de particules qui peuvent se décoller des parois de l'enceinte et entrer en collision avec les atomes étudiés. Ainsi, la durée de vie des atomes peut aller de 10 secondes jusqu'à 1 minute. On traite ainsi des quantités de matière très faibles, ce qui nous permet d'utiliser des pompes de type ionique ou « getter » qui n'évacuent pas la matière.

Pour pouvoir atteindre de telles pressions à partir d'une enceinte à pression ambiante, on utilise tout d'abord la pompe Turbo. Celle-ci va évacuer de la matière pour atteindre une pression de l'ordre de 10^{-8} - 10^{-7} mbar. Ensuite, on allume brièvement la pompe ionique : on la « flashe ». Toutes les particules présentes à la surface de la pompe ionique vont dégazer, on a alors un « burst » de pression (elle augmente rapidement d'un ou deux ordres de grandeur). Les particules sont alors lentement évacuées par la Turbo et la pression revient à une valeur inférieure à celle mesurée avant le « burst ». On réalise ensuite le conditionnement des pompes « getter ». On chauffe les pompes aux alentours de 200-300 ° C, les particules présentes à la surface désorbent pour libérer la surface, ce qui provoque également un « burst » de pression. Cette dernière redescend ensuite grâce à la Turbo. Cette étape prend plusieurs heures. Après avoir « flasher » une nouvelle fois

3. Tube qui a une conductance faible devant l'efficacité de la pompe, ce qui permet d'avoir une différence de pression de part et d'autre de celui-ci

la pompe ionique, on active les pompes « getter ». On chauffe les pompes aux alentours de 400-500 ° C. Les particules qui n'ont pas été désorbées auparavant sont diffusées vers l'intérieur du matériau, afin de libérer la surface.

Une fois que la pression repassent sous les 10^{-5} mbar, on arrête de chauffer, et on allume la pompe ionique. Toutes les pompes sont alors allumées, ce qui permet de diminuer efficacement la pression. Lorsque l'on atteint 10^{-10} mbar, la pression à la pompe Turbo devient plus élevée qu'à l'intérieur de l'enceinte, on coupe donc cette dernière du montage. Les pompes ioniques et « getter » nous permettent alors d'atteindre 10^{-11} mbar.

3.3 Ralentisseur Zeeman

Si le refroidissement transverse permet de réduire la vitesse transverse des atomes et de collimater le jet d'atome, c'est le ralentisseur Zeeman qui permet de diminuer efficacement la vitesse des atomes pour pouvoir les piéger dans le MOT. Nous allons discuter de son fonctionnement dans cette partie.

Le principe du ralentissement Zeeman est d'envoyer un faisceau laser contra-propageant au jet d'atome. En absorbant le photon, l'impulsion de l'atome va être modifiée, diminuant ainsi sa vitesse : c'est le phénomène du « photon recoil » [11, 1].

Considérons l'impulsion d'un atome en entrée du ralentisseur :

$$\mathbf{p} = m \cdot \mathbf{v}_0 \quad (14)$$

Après absorption d'un photon, celle-ci devient :

$$\mathbf{p} = m \cdot \mathbf{v}_0 + \hbar \mathbf{k} \quad (15)$$

L'atome excité émet alors un photon, on a donc :

$$\mathbf{p} = m \cdot \mathbf{v}_0 + \hbar \mathbf{k} - \hbar \mathbf{k}' \quad (16)$$

où \mathbf{k}' a une direction aléatoire. Après N cycles d'absorption-émission, on a donc :

$$\mathbf{p} = m \cdot \mathbf{v}_0 + \sum_{i=1}^N \hbar \mathbf{k} - \sum_{i=1}^N \hbar \mathbf{k}'_i \quad (17)$$

La direction des photons émis est aléatoire, il en résulte une moyenne nulle. On peut donc écrire :

$$\langle \mathbf{p} \rangle = m \cdot \mathbf{v}_0 + N \hbar \mathbf{k} \quad (18)$$

Cependant, Pour que le processus d'absorption-émission soit ininterrompu, il faut que la fréquence du laser corresponde à la transition de l'atome. Par effet Doppler, la fréquence du laser vu par l'atome dépend donc de sa vitesse selon :

$$\omega_{laseratome} = \omega_{laser} - \mathbf{k}\mathbf{v}_{atome} \quad (19)$$

La vitesse de l'atome va varier en fonction de sa position sur l'axe z. Pour compenser cette variation, on introduit un champ magnétique, ce qui va créer un effet Zeeman. La fréquence de transition devient alors :

$$\omega = \omega_0 + \frac{m\mu B}{\hbar} \quad (20)$$

Pour qu'il y ait absorption, il faut donc satisfaire :

$$\omega_{laser} = \omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{v}_{atome} + \frac{m\mu B}{\hbar} \quad (21)$$

Il nous faut donc faire varier le champ magnétique B en fonction de la position z. Pour cela, on suppose que l'accélération des atomes est constante dans le temps. Il vient :

$$v(t) = v_0 - at \quad (22)$$

soit

$$z(t) = v_0 t - \frac{at^2}{2} \quad (23)$$

$$t(z) = \frac{v_0}{a} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2az}{v_0^2}} \right) \quad (24)$$

On peut écrire v en fonction de z :

$$v(z) = v_0 \sqrt{1 - \frac{2az}{v_0^2}} \quad (25)$$

En posant $L = \frac{v_0^2}{2a}$

$$v(z) = v_0 \sqrt{1 - \frac{z}{L}} \quad (26)$$

Le champ magnétique qui satisfait 21 s'écrit donc :

$$B(z) = -B_1 + B_0 \sqrt{1 - \frac{z}{L}} \quad (27)$$

avec

$$B_1 = \frac{\hbar}{m\mu} (\omega_0 - \omega_{laser}) \quad (28)$$

$$B_0 = \frac{\hbar k}{m\mu} v_0 \quad (29)$$

Grâce à ce procédé, on peut ainsi ralentir des atomes, qui ont une vitesse initiale de 500 m/s, à 10 m/s en entrant dans le MOT.

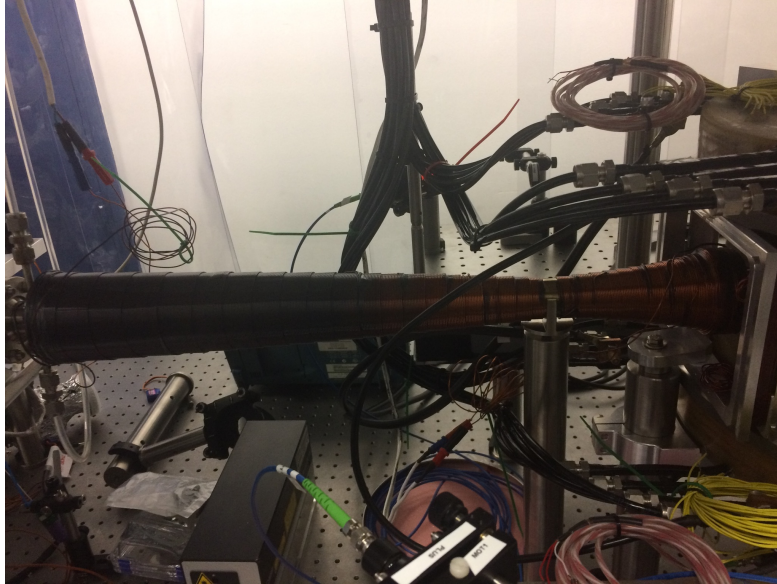


FIGURE 15 – Photographie du ralentisseur Zeeman. On voit bien que le diamètre des spires changent dans l'espace pour modifier le champ magnétique

3.4 Mise en place du four

Dans cette partie, nous allons détailler comment nous avons assemblé puis mis en place le four sur le montage expérimental.

3.4.1 Généralités

Au cours de ce stage, nous avons été amené à mettre en place le four de strontium sur l'enceinte ultra-vide. Le four est représenté sur la figure 16.

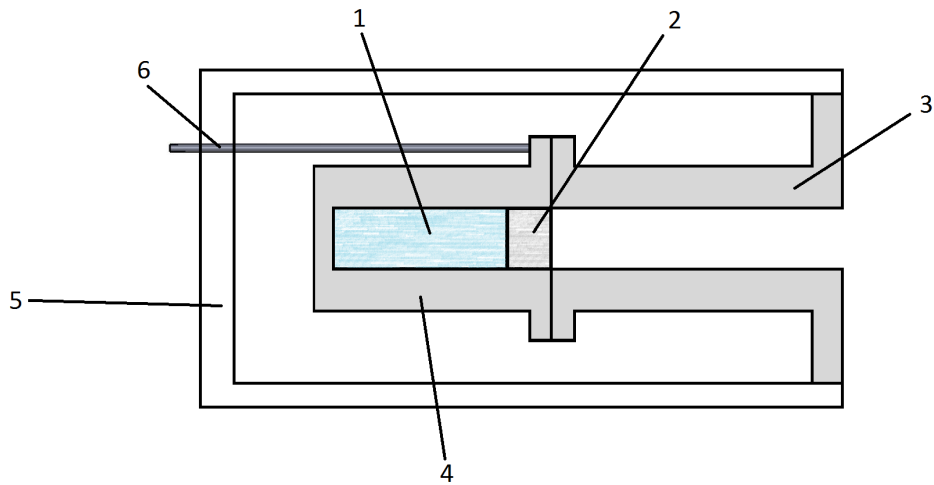


FIGURE 16 – Schéma du four. Il est composé d'un réservoir de strontium (1) et d'un berceau pour les micro-tubes (2). Ces deux éléments sont à l'intérieur du second étage du four (4). Le premier étage (3) est la pièce que l'on fixe en premier sur le montage. Le four est chauffé électriquement grâce à un cylindre en céramique (5). On place un thermo-couple pour contrôler le température (6).

On place à l'intérieur du four 7g de strontium. Lorsque l'on va chauffer ce dernier, les atomes de strontium vont passer à travers un système de micro-tubes pour collimater le jet avant de sortir du four.



FIGURE 17 – Photographie des micro-tubes lors de l'assemblage du four. Ils sont longs de 15 mm, possèdent un rayon interne de $180 \mu\text{m}$ et un rayon externe de $250 \mu\text{m}$. Le diamètre du berceau est de 4 mm

Le four est alors entouré d'un cylindre en céramique qui est traversé par des éléments chauffants. Ces derniers sont chauffés électriquement, ce qui permet d'augmenter

la température du four.

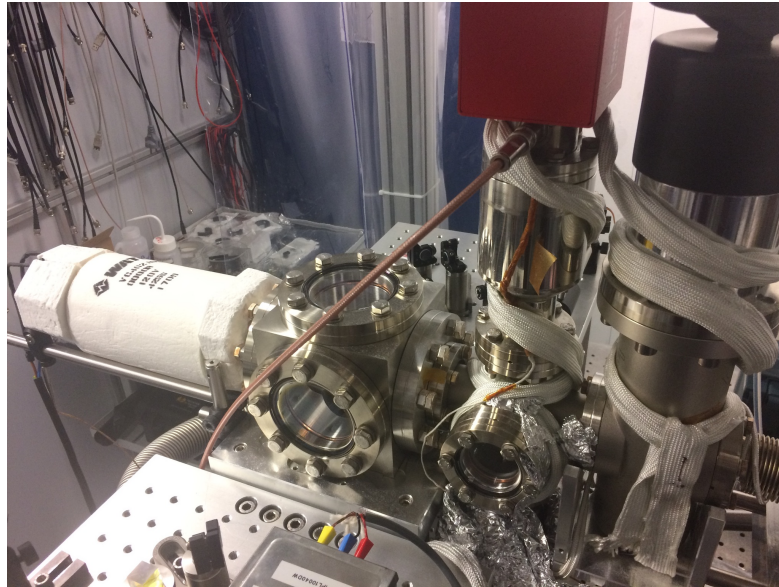


FIGURE 18 – Photographie du four mis en place sur l'enceinte ultra-vide

Sur la photographie de la figure 18, le cylindre est entouré de deux bouchons à chacune de ses extrémités. Ces bouchons ont été découpés dans la même céramique que le cylindre et permettent de la maintenir en place sur le montage.

3.4.2 Installation du four

Pour installer le four sur l'enceinte, il nous faut casser le vide. Dans un premier temps, on ferme la vanne pour séparer les deux parties de l'enceinte. On utilise ensuite le tuyau qui connectait la pompe Turbo à l'enceinte pour injecter du N_2 dans l'enceinte. Pour cela, on diminue la pression du tuyau jusqu'à 10^{-7} mbar grâce à la pompe Turbo. On remplace ensuite cette dernière par une bonbonne d'azote et on connecte le tuyau à l'enceinte. On injecte ensuite lentement dans l'enceinte du N_2 pour faire monter la pression vers la pression atmosphérique. On choisit d'utiliser de l'azote car se dernier ne peut pas se coller au paroi et sera plus facile à évacuer que l'eau ou l' O_2 de l'air. Par ailleurs, on crée un légère surpression dans l'enceinte pour empêcher au maximum l'eau et l'air de rentrer lorsqu'on va l'ouvrir.

Dans le même temps, dans une tente purgée à l'azote, on prépare les micro-tubes et la structure du four. On ouvre rapidement l'enceinte, et on fixe le premier étage du four, que l'on bouche avec du papier d'aluminium.

Dans la tente sous azote, on casse ensuite une ampoule de strontium, et on place ce dernier dans le réservoir en amont des micro-tubes. On ouvre ensuite la tente rapidement et on fixe le second étage du four. Après avoir fixé le four, on coupe l'arrivée de N_2 dans

l'enceinte. On diminue ensuite la pression pour obtenir l'ultra-vide grâce aux différentes pompes du montage. Le four est ainsi fixé sur l'enceinte, on peut alors le chauffer afin d'envoyer des atomes de strontium dans la chambre d'expérience.

Conclusion

Au cours de ce stage, nous avons donc pu contribuer à la conception d'un nouveau dispositif expérimental d'atomes froids.

Nous avons ainsi, au cours de ce stage, terminé la mise en place et l'optimisation de la chaîne laser bleue, essentielle au bon fonctionnement de l'expérience. Nous avons optimisé la puissance de sortie des derniers AOMs à placés sur le montage. Cela nous a permis de concevoir puis installer un montage spectroscopique, permettant de contrôler et d'asservir en fréquence cette chaîne laser. Nous avons pour cela utilisé une méthode à deux faisceaux, le transfert de modulation, au cours duquel le faisceau pompe, modulé, transfère au faisceau sonde cette modulation par un processus non-linéaire avec les atomes de strontium. Cela nous permet d'obtenir un signal d'erreur, que l'on a optimisé. Ce dernier est alors envoyé vers un intégrateur en entrée d'une boucle de rétroaction, ce qui permet d'asservir le laser.

Après avoir appris le fonctionnement des différents éléments de l'enceinte ultra-vide, puis nous être familiarisé avec les protocoles permettant de réaliser le vide dans la chambre d'expérience, nous avons assemblé un four de strontium, que nous avons accroché au montage.

Après avoir installé le four et relié la chaîne bleue à la chambre d'expérience, nous avons pu mettre en marche le piège magnéto-optique lors de mon départ, ce qui va permettre de piéger les atomes. Ce dernier doit encore être optimisé. Par ailleurs, une autre chaîne laser rouge est en train d'être montée en parallèle par d'autres membres de l'équipe, ce qui permettra d'améliorer le refroidissement des atomes, pour atteindre l'état dégénéré.

Bibliographie

- [1] CLAUDE FABRE. *Atomes et Lumière - Interaction matière rayonnement*.
- [2] S A King D J MCCARRON et S L CORNISH. "Modulation transfer spectroscopy in atomic rubidium". In : *Meas. Sci. Technol.* 18 (2008).
- [3] Wiliam DUBOSCLARD. *Rapport chaîne bleue*. 2016.
- [4] Wiliam DUBOSCLARD. *Rapport janvier-février : Montage de la chaîne bleue et caractérisation des aoms*. 2016.
- [5] M. DUCLOY et D. BLOCH. "High-Frequency Optically Heterodyned Saturation Spectroscopy Via Resonant Degenerate Four-Wave Mixing". In : *Physical Review Letter* 44.19 (1980).

- [6] M. DUCLOY et D. BLOCH. “Theory of degenerate four-wave mixing in resonant Doppler-broadened media. II. Doppler-free heterodyne spectroscopy via collinear four-wave mixing in two- and three-level systems”. In : *J. Physics* 43 (1982), p. 57–65.
- [7] Florian Schreck MENG KHOON TEY Simon Stellmer. “Double-degenerate Bose-Fermi mixture of strontium”. In : *Phys. Rev. A.* 82 (2010).
- [8] B Huang S STELLMER M K Tey et F SCHRECK. “Bose-Einstein Condensation of Strontium”. In : *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009).
- [9] Florian Schreck SIMON STELLMER Benjamin Pasquiou. “Laser cooling to quantum degeneracy”. In : *Phys. Rev. Lett.* 130 (2013).
- [10] Florian Schreck SIMON STELLMER Meng Khoon Tey. “Bose-Einstein condensation of ^{86}Sr ”. In : *Phys. Rev. A.* 82 (2010).
- [11] Simon STELLMER. “Degenerate quantum gases of strontium”. Thèse de doct. Faculty of Mathematics Computer Science et Physics of the University of Innsbruck, 2013.