



LICENCE SCIENCE DE LA MATIÈRE
École Normale Supérieure de Lyon
Université Claude Bernard Lyon I

Stage 2013–2014
Mérial REBOUD
L3 Physique

Mise en place et caractérisation de deux lasers pour une expérience de strontium ultra-froid

Résumé : Le but de ce stage est de concevoir deux systèmes lasers devant vérifier des contraintes de stabilité, de finesse et de puissance pour une expérience d'atomes ultra-froids de strontium. Un premier laser bleu a été obtenu par la méthode dite d'injection optique qui consiste à envoyer le faisceau d'une diode spectralement fine dans une seconde diode puissante. Puis, ce laser a été asservi par un montage d'absorption saturée sur une des transitions du strontium. Il a ensuite été utilisé pour asservir un second laser dans le rouge. Ces lasers permettront de refroidir les atomes de strontium à des températures inférieures au millikelvin.

Mots clefs : *lasers, atomes froids, injection optique, strontium*

Stage encadré par :

Bruno Laburthe

bruno.laburthe-tolra@univ-paris13.fr / tél. (+33) 1 49 40 38 51

Laboratoire de Physique des Lasers

99 Avenue J-B Clément

93430 VILLETANEUSE

<http://www-lpl.univ-paris13.fr/FR/Accueil.awp>



Remerciements

Je tiens à remercier l'ensemble de l'équipe pour son accueil et l'aide qu'elle m'a apporté. Merci particulièrement à Bruno LABURTHE pour cette initiation à la physique des atomes froids et pour son enthousiasme, à Étienne MARÉCHAL et Laurent VERNAC pour leur aide et leurs conseils. Merci enfin aux thésards pour leurs explications et bon courage à eux.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Situation du stage et éléments théoriques	2
2.1	Principe du refroidissement laser	2
2.2	Principe de l'injection optique	4
3	Compte rendu du stage et résultats obtenus	6
3.1	Les lasers utilisés dans les montages	6
3.2	Étapes de mise en place du montage d'injection optique	6
3.3	Asservissement des lasers par absorption saturée	10
3.4	Mise en place du système laser pour le MOT rouge	14
4	Conclusion et perspectives	17
A	Annexes	18
A.1	Caractéristique des lasers	18
A.2	Zone d'accrochage du laser esclave	20
A.3	Composants optiques du montage	20
A.4	Calcul détaillé de contraste	23
A.5	La source de strontium	23

1 Introduction

La physique de l’ultra-froid a connu un grand essor ces dernières décennies grâce à ses applications en métrologie. Elle continue maintenant de progresser en permettant des expériences inédites de physique quantique. La manipulation précise des atomes qu’elle permet est en effet un outil d’exploration de plus en plus utilisé pour valider ou explorer la physique fondamentale. La physique du froid reposant sur l’utilisation de lasers performants, le développement de ces derniers en est indispensable.

Le laboratoire de physique des lasers a déjà mis en place des expériences basées sur le refroidissement d’atomes de chrome, de sodium, d’argon et de rubidium. Pour élargir les résultats obtenus avec ces éléments, le laboratoire a entamé la construction d’une nouvelle expérience basée sur le strontium. Une telle expérience nécessite la mise en place de lasers contraints par leur puissance, leur stabilité et leur finesse mais aussi leur place et leur prix.

Le refroidissement optique consiste à ralentir les atomes en leur opposant un jet de photons résonants, c’est-à-dire de fréquence égale à l’une des fréquences de transition des atomes. Deux transitions ont été exploitées, une bleue (461 nm) et une rouge (689 nm) ; elles nécessitent toutes deux un montage laser stable. Pour le bleu, la méthode classique consiste à doubler la fréquence d’un faisceau infrarouge. On teste ici une méthode couplant deux lasers ; une portion de faisceau d’un laser pur et stable est envoyée dans un second laser puissant. Ce second laser (esclave) copie alors le premier (maître) en donnant un faisceau conciliant la pureté du maître avec la puissance de l’esclave.

Pour plus de stabilité, les lasers doivent être asservis en fréquence. On exploite pour cela la réponse du strontium à l’excitation lumineuse pour asservir le laser bleu. L’asservissement du laser rouge est moins facile car la transition associée est moins intense. Une nouvelle méthode est mise en place, en utilisant le laser bleu pour sonder l’influence du faisceau rouge sur les atomes de strontium.

Le but de cette expérience est d’expliquer des phénomènes complexes de magnétisme venant de la physique de la matière condensée et non explicités dans ce rapport, en utilisant des gaz de strontium fortement dégénérés.

La première partie présente sommairement les bases du refroidissement laser et de l’injection optique en mettant en place des notions utilisées par la suite. Les informations proviennent principalement des discussions avec les encadrants et chercheurs du laboratoire et du livre *Laser Cooling and Trapping* ([1]). La seconde partie développe quant à elle les différentes étapes du montage, les problèmes rencontrés et les solutions choisies pour y remédier.

2 Situation du stage et éléments théoriques

2.1 Principe du refroidissement laser

Conservation de la quantité de mouvement Le refroidissement laser repose sur la conservation de la quantité de mouvement. Si un atome en mouvement absorbe un photon, sa quantité de mouvement est modifiée et l'atome passe dans un état excité. En se désexcitant, il réémet un photon dans une direction aléatoire de l'espace et sa quantité de mouvement augmente dans la direction opposée. Ainsi, en moyenne, si l'atome absorbe des photons contra-propageants, il ralentit.

Le ralentisseur ZEEMAN À cause de l'effet DOPPLER, les atomes en mouvement voient leurs raies d'absorption se déplacer. La fréquence du rayonnement laser, f_a , perçu par l'atome se déplaçant dans la direction de la source à la vitesse v est relié à la fréquence f_L du laser par la formule :

$$f_a = f_L \pm f_L \frac{v}{c} \quad (1)$$

Le signe dépendant du sens de propagation de l'atome.

Le laser doit donc être légèrement décalé vers le rouge par rapport à la transition des atomes. Il s'adresse ainsi uniquement aux atomes trop rapides vers la source et les ralentit. L'inconvénient de l'effet DOPPLER est qu'une fois ralenti, un atome ne "voit" plus le laser. Pour le compenser, il faut, pendant le ralentissement, modifier soit la fréquence du laser, soit la fréquence de transition de l'atome.

Une solution, proposée par W. D. PHILLIPS (prix NOBEL en 1997) dans un article de 1985 [2] consiste à compenser l'effet DOPPLER par l'effet ZEEMAN. Cet effet change, en clivant les niveaux d'énergie, les fréquences de transition de l'atome. En imposant un champ magnétique adapté, les atomes restent alors en permanence en résonance avec le laser contra-propageant. On parle alors de *ralentisseur ZEEMAN*.

Plus précisément pour conserver la résonance avec le laser, le champ magnétique doit vérifier :

$$0 = f_L - f_a = f_L \frac{v(x)}{c} - \frac{\mu_B}{h} B(x) \quad (2)$$

D'où la relation entre le champ et la vitesse des atomes :

$$B(x) = \frac{f_L h v(x)}{\mu_B c} \quad (3)$$

Le champ peut alors être créé avec une bobine d'épaisseur variable, comme présenté figure 1.

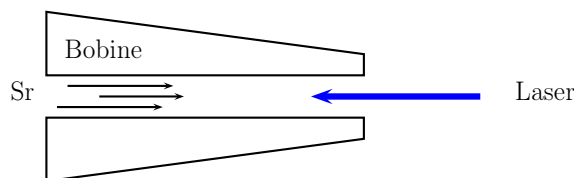


FIGURE 1 – Schéma d'un ralentisseur ZEEMAN. Une bobine d'épaisseur variable crée un champ magnétique qui compense l'effet DOPPLER des atomes lors de leur refroidissement par le laser.

Coupler les lasers et le champ magnétique : le piège magnéto-optique (MOT) En plaçant un faisceau laser dans chacune des directions de l'espace, on crée une "mélasse optique". Les atomes y subissent en permanence une force de freinage opposée à leur déplacement. On ajoute alors un champ magnétique adapté pour que cette force de freinage devienne, par l'intermédiaire des lasers, une force de rappel. On a alors un piège magnéto-optique.

Le cycle d'absorption-émission au sein du piège fait cependant subir aux atomes une marche aléatoire. Ce déplacement moyen impose une première température limite pour le refroidissement, appelée température DOPPLER est s'écrivant [3] :

$$T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2k_B} \quad (4)$$

où Γ est la largeur de la transition, c'est-à-dire l'écart minimum entre la fréquence de transition et la fréquence du laser pour que les atomes soient excités. Cette fréquence est aussi l'inverse de la durée de vie des atomes dans l'état excité.

Par ailleurs, la variation de la quantité de mouvement due à l'absorption ou à l'émission d'un photon de vecteur d'onde \vec{k} impose une autre limite de refroidissement, la température de recul, qui s'écrit :

$$T_r = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{mk_B} = \frac{h^2}{\lambda^2 mk_B} \quad (5)$$

avec m la masse de l'atome refroidi. Une des difficultés des expériences d'atomes froids consiste à refroidir en deçà de ces températures limites.

Pourquoi travailler avec le strontium ? Le strontium est un métal alcalino-terreux, 38^{ème} élément de la table et isolé sous forme pure en 1808. Les isotopes naturels du strontium sont présentés table 1.

Isotope	abondance naturelle	statistique	spin nucléaire
⁸⁴ Sr	0.56%	bosonique	0
⁸⁶ Sr	9.86%	bosonique	0
⁸⁷ Sr	7.00%	fermionique	9/2
⁸⁸ Sr	82.58%	bosonique	0

TABLE 1 – Isotopes naturels du strontium, abondance et spin nucléaire.

Le schéma des états et transitions du strontium ⁸⁸Sr est présenté figure 2.

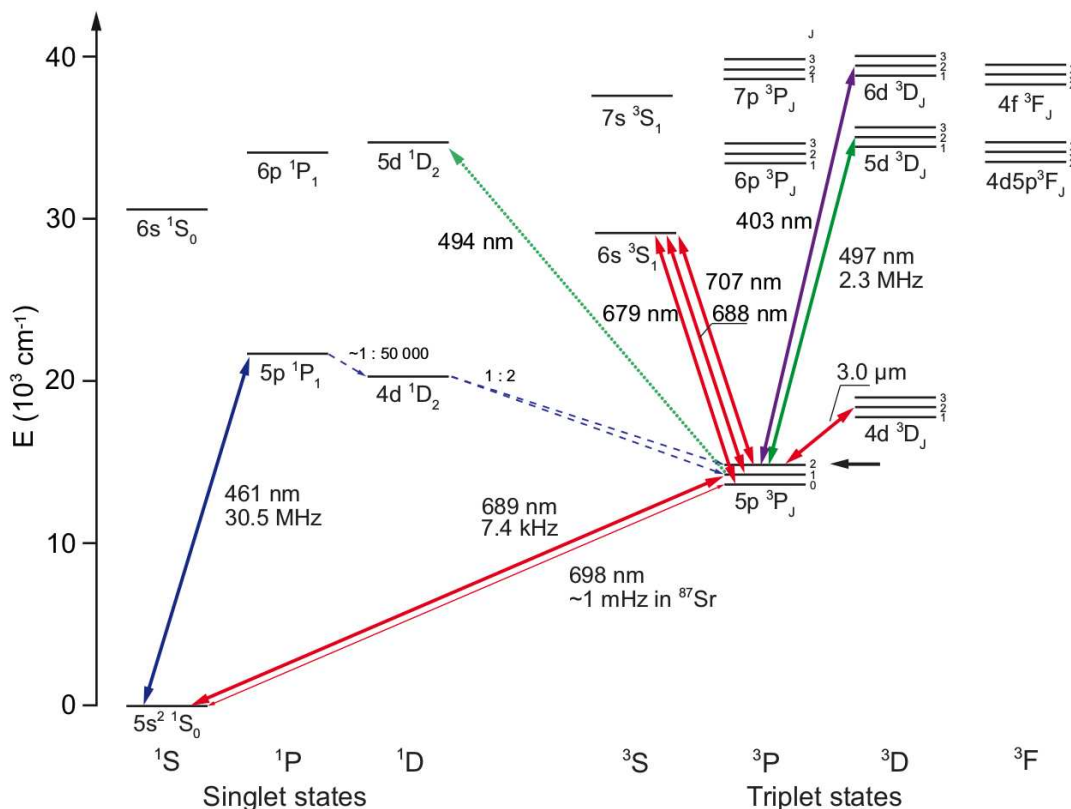


FIGURE 2 – Diagramme des niveaux d'énergie du strontium ⁸⁸Sr. Les transitions ont pour labels leur longueur d'onde et leur largeur. (Source [4])

Le strontium est principalement utilisé dans les expériences d'atomes froids pour sa transition $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$ dont la finesse en fait un candidat idéal pour les horloges atomiques. L'équipe du laboratoire de physique des lasers l'a choisi pour ses propriétés magnétiques. Le spin nucléaire du fermion étant de $9/2$, on peut créer et étudier des gaz fortement dégénérés (10 états de spin).

Plus une transition est large, plus il sera facile de l'exciter et donc de l'utiliser pour un MOT. En revanche, une transition large possède une température DOPPLER élevée et donne donc lieu à un refroidissement limité.

En exploitant la transition bleue (460.862 nm) $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$, on est limité par la température DOPPLER $T_{D,\text{bleu}} \approx 720 \mu\text{K}$ bien supérieure à la température de recul $T_{r,\text{bleu}} \approx 690 \text{nK}$.

La transition rouge (689.4487 nm) $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ possède de meilleures caractéristiques avec $T_{D,\text{rouge}} \approx 179 \text{nK}$ et $T_{r,\text{rouge}} \approx 460 \text{nK}$. Comme cette transition est beaucoup plus fine, il n'est pas possible de l'utiliser directement sur les atomes chauds à cause de l'agitation thermique et de l'effet DOPPLER. En revanche, en refroidissant suffisamment les atomes ($\approx 1 \text{mK}$) avec un MOT bleu, leur vitesse devient beaucoup plus faible et l'effet DOPPLER moins intense. On peut alors poursuivre le refroidissement grâce à un MOT rouge.

D'autres méthodes permettent alors de poursuivre le refroidissement des atomes aux températures nécessaires à l'apparition des phénomènes physiques à étudier.

Au sein du MOT bleu, certains atomes se désexcitent, *via* l'état 1D_2 , dans l'état 3P_2 . Cet état étant très stable ($\approx 500 \text{s}$ avant désexcitation), ces atomes sont perdus pour la suite de l'expérience. Comme le nombre d'atomes refroidis est un critère important pour celle-ci, il est nécessaire de récupérer ces atomes. Un laser les excite donc dans un état supérieur (3S_1 ou nd^3D_2), d'où ils finiront par retomber dans l'état fondamental. On parle de *repompage optique*.

On peut remarquer que contrairement au MOT bleu, la température atteinte par le MOT rouge est limitée par la température de recul. Cette dernière diminuant quand la longueur d'onde augmente, il serait intéressant d'avoir une transition fine (faible température DOPPLER) et d'une grande longueur d'onde. En commençant par un MOT bleu qui stockerait des atomes froids dans l'état métastable 3P_2 , on pourrait par exemple faire un MOT infrarouge entre 3P_2 et $4d^3D_2$. Cependant la largeur naturelle de cette transition n'est pas suffisamment faible pour que cette méthode soit efficace.

Finalement, l'expérience nécessite au moins :

- un laser continu à 461 nm pour un pré-refroidissement (ralentisseur ZEEMAN) et pour le MOT bleu,
- un laser continu à 689 nm pour le MOT rouge,
- un ou plusieurs lasers de repompage,
- d'éventuels lasers d'imagerie . . .

Tout ces lasers doivent obéir à des contraintes de stabilité, de finesse, de taille (la salle d'expérience n'est pas immense, et les composants nombreux), de prix . . . La puissance des lasers dépend du rôle qu'ils remplissent ; les transitions bleue et rouge ne saturent par exemple pas à la même intensité et nécessitent donc des faisceaux de puissance différente.

Comme il n'existe pas de laser puissant à la longueur d'onde de la transition bleue, il faut trouver une méthode pour en construire un. La solution classique consiste à utiliser un laser de longueur d'onde deux fois plus élevée (922 nm, ce qui existe sur le marché car il est plus facile de moduler la fréquence dans le rouge que dans le bleu) ; puis à doubler cette fréquence à l'aide d'un dispositif adapté. Cette méthode à cependant le défaut d'être encombrante et coûteuse. Pour ce stage, une autre méthode à été utilisée, basée sur le principe d'injection optique et encore assez peu testée dans le bleu.

2.2 Principe de l'injection optique

Un laser est constitué d'un milieu amplificateur dans lequel a lieu un phénomène d'émission stimulée et dont le gain dépend de l'intensité et de la fréquence du rayonnement qu'il amplifie. Ce milieu est placé dans une cavité résonante dont la longueur contraint les fréquences d'émission (on parle de mode). Ainsi un laser peut théoriquement émettre de la lumière dans tout les modes donnant un gain supérieur à 1.

Cependant, le gain d'un milieu amplificateur change quand il devient saturé. Si le gain diminue de façon hétérogène, la saturation d'un mode n'impacte pas les autres modes. Le laser émet alors dans plusieurs modes (fonctionnement *multimode*)^a. En revanche, certains milieux amplificateurs voient leur gain changer de façon

a. C'est le cas par exemple pour les laser He-Ne ou Ar^+ .

homogène lorsqu'un mode est saturé. Seul ce mode garde alors un gain supérieur à 1 et il est donc le seul émis (fonctionnement *monomode*).

Au sein de tels lasers, on parle de compétition entre modes, c'est-à-dire qu'à partir du moment où un mode est privilégié, toute la puissance du laser va être émise dans ce mode.

Le but de l'injection optique est justement de privilégier un mode du laser dit *esclave* par un faisceau externe (provenant d'un laser qualifié de *maître*). Sous certaines conditions, le laser esclave émettra alors toute sa puissance dans le mode du faisceau incident.

Ces conditions sont remplies quand :

- l'écart de fréquence (désaccord) entre le faisceau incident et la fréquence naturelle du laser injecté est faible,
- la puissance du faisceau incident est adaptée (pas assez de puissance ne suffit pas à injecter l'esclave, trop de puissance fait agir le laser comme un simple amplificateur sans que les autres modes soit détruits).

Comme la puissance de l'esclave varie avec le courant qui le parcourt, cela donne trois paramètres à régler pour optimiser l'injection :

- le désaccord, que l'on peut modifier soit en chauffant l'esclave dont la dilatation modifiera la longueur d'onde d'émission, soit en changeant sa puissance d'émission (*via* le courant, ce qui impacte aussi la longueur d'onde),
- la puissance injectée, réglable grâce au montage.

On obtient alors des zones d'accrochage où l'esclave copiera plus ou moins correctement le faisceau maître. Certaines combinaisons de paramètres donnent lieu à des mélanges d'onde ou même des comportements chaotiques. La mesure de certaines de ces zones est présentée en annexe.

La théorie du phénomène d'injection, complexe, ne sera pas plus détaillée dans ce rapport. On pourra néanmoins se reporter à [5] et [6] pour plus de détails.

3 Compte rendu du stage et résultats obtenus

Le stage prévoyait les études suivantes :

- étude et caractérisation des lasers utiles aux montages (bleu et rouge)
- étude de la faisabilité, de l'encombrement et de la stabilité d'un montage d'injection optique
- stabilisation des montages par asservissement.

3.1 Les lasers utilisés dans les montages

Les trois lasers manipulés durant le stage sont présentés table 2. De plus amples informations se trouvent en annexe.

Nom	Constructeur	Longueur d'onde	Puissance	Utilité
NDB4216E	Nichia	≈ 460 nm	110 mW	esclave, ralentisseur ZEEMAN, MOT bleu
Radiant Dyes	NarrowDiode	689 nm	35 mW	MOT rouge
Vortex Plus 6802	NewFocus	461 nm	40 mW	maître, ralentisseur ZEEMAN, MOT bleu

TABLE 2 – principales qualités des lasers de l'expérience.

Le laser maître a été choisi pour sa finesse spectrale (≤ 200 kHz). Cependant, il a présenté dès le début du stage un défaut de stabilité dû à une oscillation anormale de la température de la diode (variation d'un demi-degré sur une période d'une quarantaine de secondes). Ce problème a persisté pendant tout le stage et n'a pas facilité les différentes études. Le laser sera renvoyé en réparation.

3.2 Étapes de mise en place du montage d'injection optique

Le montage d'injection a été pensé et construit en plusieurs étapes, par améliorations successives. Les composants du montage suivis d'un astérisque sont décrits en annexe.

Le montage de base Le montage de base de l'injection optique consiste à envoyer une portion du faisceau maître dans l'esclave. Les diodes laser étant très sensibles au retour de lumière, il est nécessaire de limiter les retours de faisceau indésirables à l'aide d'isolateurs optiques*. On obtient alors le montage de la figure 3.

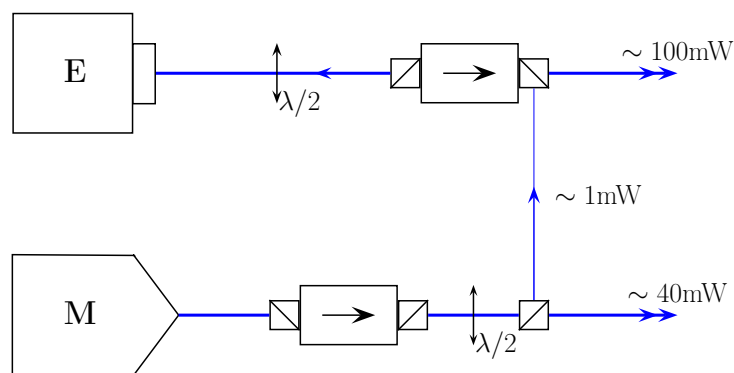


FIGURE 3 – Montage de base pour l'injection optique. Le faisceau du maître (M) rejoint le faisceau de l'esclave (E) via l'isolateur optique. Les puissances données sont indicatives.

La lame demi-onde* située à la sortie du laser esclave permet d'adapter la polarité (initialement rectiligne horizontale) à l'entrée de l'isolateur optique. Cela permet d'utiliser le cube de sortie de cet isolateur pour l'insertion du faisceau maître.

Les signaux sortants (schématisés par des doubles flèches) seront utilisés pour l'expérience et peuvent être analysés à l'aide d'une cavité FABRY-PÉROT*. Ils peuvent être regroupés, si nécessaire, à l'aide d'un cube polarisant* (non représenté).

Pour injecter l'esclave, il faut régler soigneusement l'alignement du faisceau maître sur la diode esclave. Pour cela, il est indispensable d'ajouter deux miroirs au faisceau d'injection (en trait fin sur la figure 3). À cause de son imperfection, un faible faisceau provenant de l'esclave sort du cube de sortie de l'isolateur optique, perpendiculairement au rayon incident. En modifiant le premier miroir, on peut superposer ce faible faisceau avec le faisceau maître sur le second miroir. Puis en modifiant ce dernier, on superpose les faisceaux sur le premier miroir. Les faisceaux sont alors alignés. Cette méthode est résumée sur la figure 4.

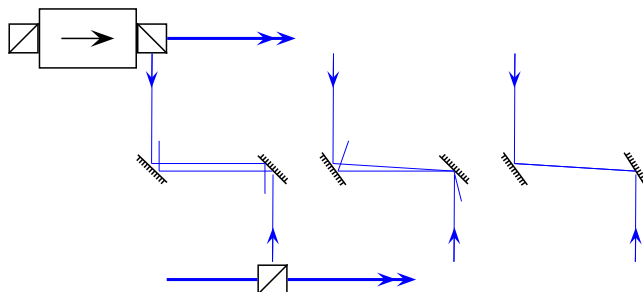


FIGURE 4 – Méthode d'alignement. On oriente un miroir puis l'autre pour superposer les faisceaux.

Comme l'injection s'accompagne d'une copie de mode, elle est relativement simple à observer, en projetant le faisceau esclave sur un mur à l'aide d'une lentille divergente par exemple. Une fois les faisceaux alignés, il suffit de faire varier l'intensité de la diode esclave (*via* son courant) pour observer ces sauts de mode. L'esclave reste cependant injecté peu de temps, à cause de la dérive de la longueur d'onde du maître.

Optimiser l'injection : adaptation des modes du maître et de l'esclave Pour optimiser l'injection, les modes transverses du maître et de l'esclave doivent être les plus semblables possible. Pour modifier le mode d'un laser, on peut utiliser des prismes anamorphoseurs* ou des télescopes.

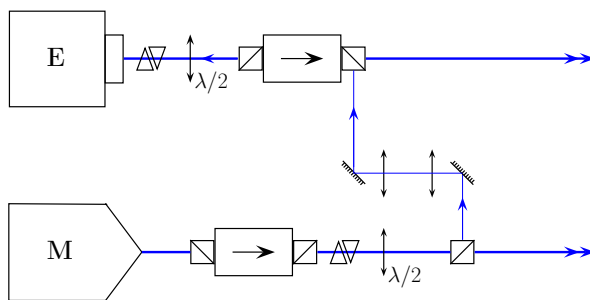


FIGURE 5 – Adaptation de mode. Deux lentilles montées en télescope permettent d'agrandir le faisceau maître.

Après avoir testé plusieurs montages, celui qui semblait améliorer le plus l'injection est celui de la figure 5. Les prismes anamorphoseurs rendent les faisceaux plus cycliques et un télescope de grandissement 2 permet d'adapter la taille du maître à celle de l'esclave.

À ce stade des montages, il a fallu trouver un critère, plus précis que l'observation du mode de l'esclave, pour caractériser la qualité de l'injection.

Première méthode : Montage interférentiel La première possibilité retenue a été de faire interférer le maître et l'esclave. Les deux faisceaux sont donc orientés de telle sorte qu'ils se coupent avec un angle faible sur le capteur d'une caméra. Le calcul d'interférence de deux ondes planes donne pour l'interfrange :

$$\delta = \frac{\lambda}{2 \sin(\frac{\varphi}{2})} \quad \text{avec } \lambda \text{ la longueur d'onde et } \varphi \text{ l'angle entre les faisceaux} \quad (6)$$

Un pixel de la caméra mesurant $6 \mu\text{m}$, l'interfrange doit être plus grande que quelques pixels pour avoir un minimum de précision. Cela donne un angle maximal d'une dizaine de milliradians. Pour obtenir un tel angle, on peut placer la caméra loin des sources ou placer une lentille faiblement divergente sur le trajet des faisceaux. Avec cette seconde méthode, on obtient les images de la figure 6.

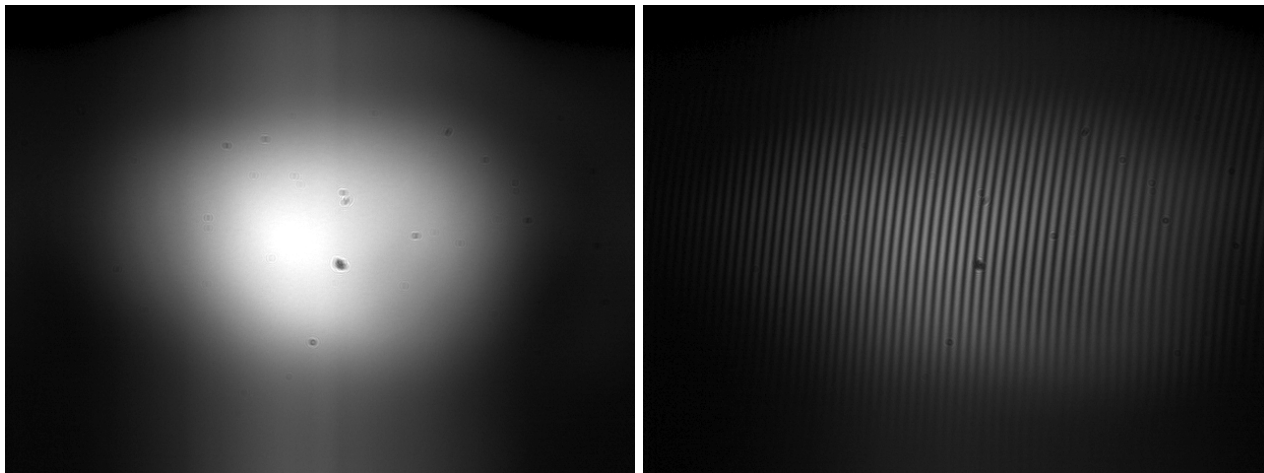


FIGURE 6 – Image d'interférence des faisceaux maître et esclave. À gauche l'esclave n'est pas injecté (le rayon d'injection a été bloqué), à gauche il l'est.

Le contraste renseigne sur la qualité de l'injection. Pour avoir un contraste maximal, les faisceaux doivent être de même polarisation et de même intensité (on utilise des lames demi-onde et des cubes). La figure 6 montre que l'on observe bien des interférences quand l'esclave est injecté. Le contraste maximal obtenu est d'environ 80%. Ce résultat est en fait décevant car un tel contraste signifie que seul le quart de la lumière interfère (calcul détaillé en annexe). Ceci peut s'expliquer par une différence d'intensité ou de polarisation, ou, plus grave, par un défaut d'injection.

Le défaut de la méthode interférentielle est qu'elle ne permet pas un réglage et une optimisation en continu (le contraste est difficilement évaluable à l'œil nu). On choisit donc de ne pas poursuivre avec cette méthode.

Seconde méthode : Analyse spectrale Pour caractériser la qualité de l'injection, on peut analyser le faisceau esclave à l'aide d'une cavité FABRY-PÉROT. La figure 7 compare les spectres de l'esclave quand celui-ci est ou non injecté. On remarque, outre l'apparition de pics qui correspondent à la fréquence du maître quand l'esclave est correctement injecté, une diminution globale du niveau d'intensité. Cet effet montre que l'esclave, qui normalement émet faiblement dans beaucoup de modes, voit certains de ces modes stimulés par le maître, et, du fait de la compétition entre modes qui règne dans ces cavités lasers, toute la puissance va être réservée à ces modes stimulés.

Outre la qualité de l'injection, il est important de quantifier sa stabilité. Pour cela, il faut mesurer la taille de la plage de fréquence du maître sur laquelle l'esclave reste injecté. La diode maître possède pour cela une entrée de modulation (**Frequency modulation input**) qui, *via* un matériau piezo-électrique, permet de faire varier la longueur d'onde d'émission. En modifiant le courant de l'esclave pour se placer à proximité d'une plage d'injection puis en balayant lentement la longueur d'onde du maître, on peut visualiser cette plage en sortie de la cavité FABRY-PÉROT. La hauteur des pics et de l'espace inter-pic permet de savoir sur quelle plage l'esclave est correctement injecté. Le but est alors d'agrandir cette plage en réglant l'alignement des faisceaux, le courant de l'esclave ou encore sa température. La figure 8 montre le type de résultats visualisés. Les pics grandissent et l'espace inter-pic diminue au fur et à mesure que l'injection s'améliore. Ici, l'injection semble correcte sur une faible zone de part et d'autre du pic le plus haut. On peut évaluer la plage d'injection (zone où le signal est le moins bruité, où les pics sont les plus propres et où le signal inter-pic est le plus bas) à environ un intervalle libre soit 1.5 Ghz.

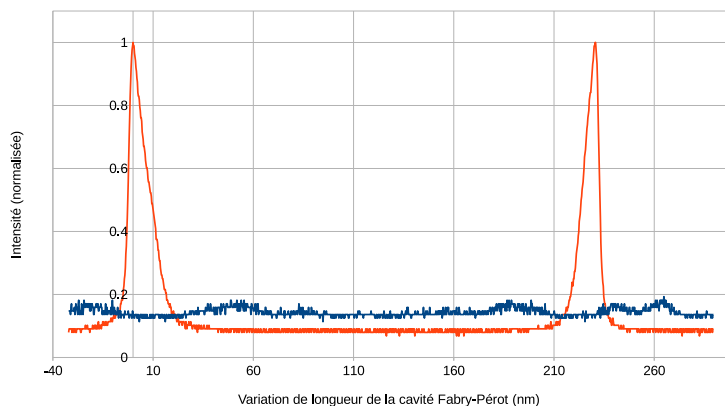


FIGURE 7 – Résultat de l'injection, l'intensité reçue par la photodiode lors du balayage de la cavité FABRY-PÉROT change totalement lorsque le laser passe de non-injecté (courbe rouge, plate) à injecté (courbe bleue, piquée).

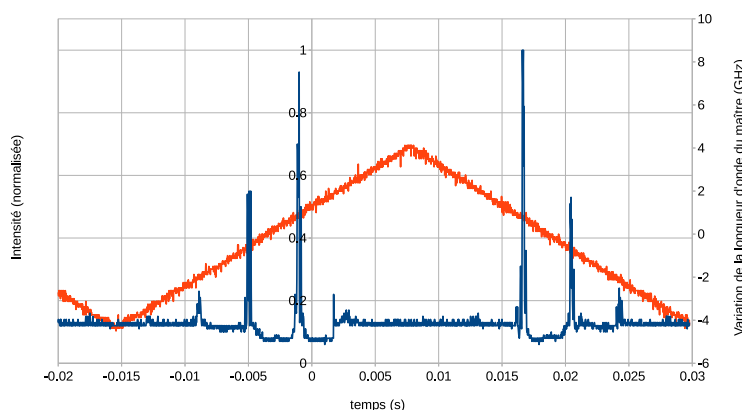


FIGURE 8 – Méthode d'optimisation obtenue par balayage de la longueur d'onde du maître (courbe rouge en triangle). La courbe bleue correspond à l'intensité reçue par la photodiode derrière la cavité FABRY-PÉROT. Les pics n'apparaissent que lorsque l'esclave est injecté car le laser s'affine alors spectralement.

Rôle et fonctionnement du réglage en température de la diode La température de la diode joue un rôle important pour la taille de la plage d'injection. Changer cette température dilate les éléments de la diode et modifie son spectre d'émission. Pour réguler cette température, deux thermocouples sont placés de part et d'autre de la diode. La température est alors asservie à une consigne donnée à l'aide de thermistances. Le schéma de montage de la diode est présenté figure 9 et celui des thermistances figure 10.

Les thermistances sont reliées à un correcteur PI sur lequel sont branchés les modules Peltiers. Le tout permet de modifier la température de la diode d'une vingtaine de degrés.

Après plusieurs séries de mesures, les conclusions obtenues sont les suivantes :

- L'intensité moyenne (du courant alimentant la diode) des plages d'accrochage diminue linéairement avec la température (figure en annexe),
- la taille des plages d'accrochage augmente avec la température mais diminue avec l'intensité. À 25° C, la plage maximale obtenue fait 1.5 GHz. À 30° C, on améliore légèrement ce résultat.

Si les lasers maître et esclave étaient très stables, de telles plages suffiraient amplement. Cependant, la dérive en fréquence fait que l'injection reste stable durant moins d'une heure. C'est insuffisant pour une expérience et il n'est pas pensable d'avoir à régler l'injection à la main en permanence. D'autres équipes travaillant sur les atomes froids ont réglé ce problème en asservissant l'injection *via* le courant de la diode. L'injection optique a

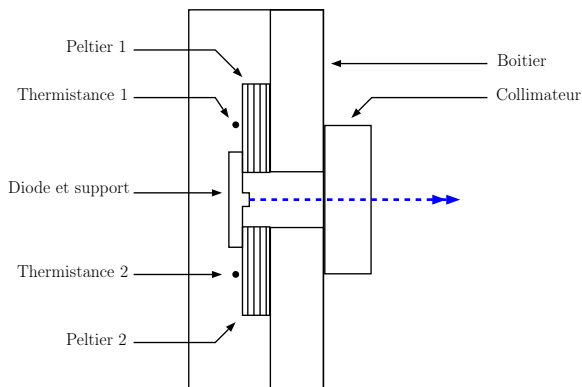


FIGURE 9 – Schéma du support de la diode esclave ; elle est montée sur un collimateur et refroidie à l'aide de deux modules PELTIER.

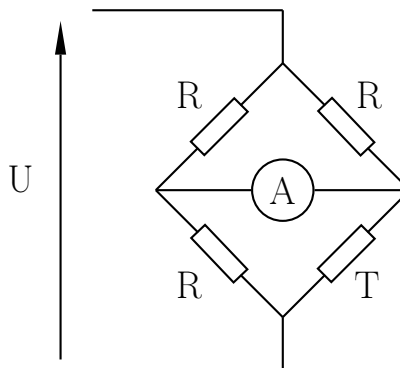


FIGURE 10 – Principe du pont de WHEATSTONE. Lorsque l'ampèremètre A mesure une intensité nulle, $T = R$.

en effet la propriété de diminuer le bruit du faisceau esclave, il est donc envisageable d'utiliser ce bruit pour construire un signal d'erreur.

Augmenter la puissance du faisceau, montage à plusieurs esclaves Sur le même principe, il est possible d'ajouter autant d'esclaves que nécessaire pour augmenter la puissance du dispositif. La figure 11 présente un montage à deux esclaves. Par la suite, un dispositif plus compact pourra être installé, en plaçant le maître au dessus d'une série d'esclaves placés côte-à-côte. Le tout sera alors enfermé dans une boîte afin d'éviter la poussière et les dérèglements involontaires.

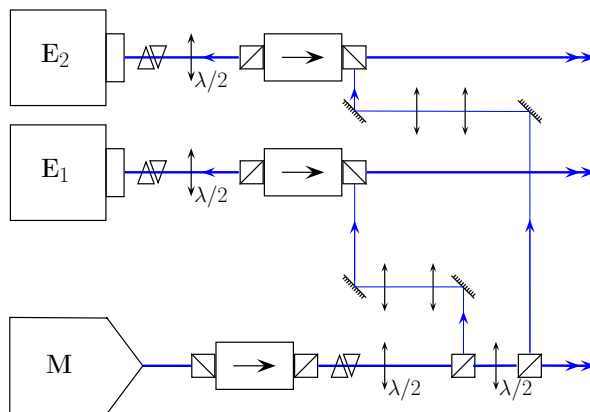


FIGURE 11 – Proposition d'un schéma à deux esclaves permettant de fournir un faisceau d'une puissance de 240 mW et de modes égaux à ceux du maître. D'autres esclaves peuvent être ajoutés si nécessaire.

3.3 Asservissement des lasers par absorption saturée

Une fois injecté, le système {maître, esclave} donne un laser puissant et spectralement fin. Cependant, le maître, comme tout laser, présente une dérive en fréquence au cours du temps et n'est pas exactement réglé sur la transition du strontium ($\lambda_b = 460.862 \text{ nm}$). Il est donc indispensable d'asservir le laser ^b.

Pour asservir, il est possible d'utiliser une cavité FABRY-PÉROT, mais celle-ci doit être particulièrement stable. On utilise généralement la transition bleue du strontium comme étalon de fréquence, dans un montage

b. D'autant plus que la variation de température du maître défectueux entraîne un décalage de la fréquence. Avant réparation et pendant la durée du stage le pari a été fait que l'asservissement suffirait à compenser ce défaut.

dit d'absorption saturée. Le strontium peut être contenu dans une cellule ou directement provenir du jet atomique comme on choisit de le faire ici.

Utiliser le strontium Lorsqu'un laser, à la fréquence de transition, coupe perpendiculairement le faisceau d'atomes de strontium, ces derniers sont excités. En se désexcitant, ils émettent un rayonnement à cette même fréquence dans certaines directions de l'espace (dépendantes de la polarisation du laser). On appelle ce phénomène "fluorescence" (figure 12). En plaçant une photodiode après le faisceau atomique, on observe un phénomène d'absorption, c'est-à-dire une baisse de l'intensité du laser lorsque celui-ci entre en résonance avec les atomes (figure 13).

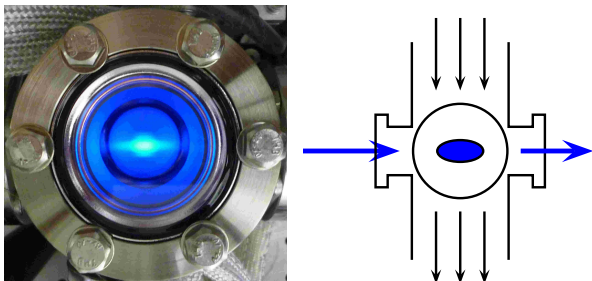


FIGURE 12 – Fluorescence de la transition bleue du strontium sur l'un des hublots de la cavité (voir schéma en annexe). Les atomes excités émettent des photons dans certaines directions de l'espace (qui dépendent de la polarité du faisceau laser).

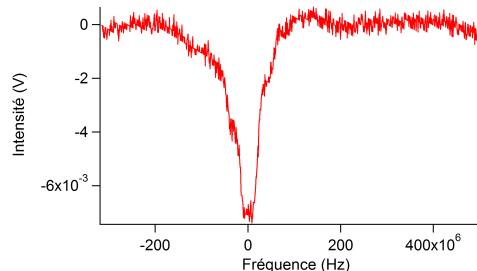


FIGURE 13 – Signal expérimental d'absorption par le strontium, la fréquence f_L du laser est balayée par un générateur basse fréquence. On observe une diminution de l'intensité du laser au voisinage de la fréquence de transition.

On pourrait utiliser ce signal d'absorption pour asservir le laser, mais il est élargi par l'effet DOPPLER dû à la vitesse transverse des atomes ^c.

Pour s'affranchir de toute dépendance en température, on envoie un premier faisceau, dit faisceau *pompe*, puissant, pour saturer la transition bleue (équartition des populations fondamentales et excitées). On positionne alors un second faisceau, contra-propageant, dit faisceau *sonde* et on regarde son absorption.

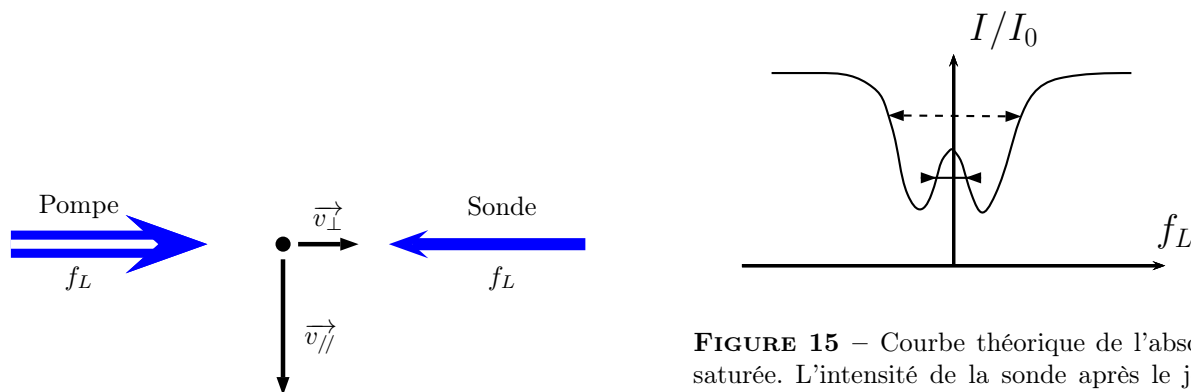


FIGURE 14 – Principe de fonctionnement de l'absorption saturée, les faisceaux se font face pour interagir avec les atomes.

FIGURE 15 – Courbe théorique de l'absorption saturée. L'intensité de la sonde après le jet atomique varie avec sa fréquence. Deux pics sont imbriqués autour de la fréquence de résonance, le pic DOPPLER (tirets) et le pic sub-DOPPLER (trait plein).

c. Les calculs seront détaillés pour l'asservissement du laser rouge

Pour que les atomes interagissent avec l'un des faisceaux, on doit avoir, avec les notations de la figure 14 :

$$f_L - (f_b \pm \overbrace{\frac{f_L v_{\perp}}{c}}^{\text{Effet DOPPLER}}) = 0 \quad \text{avec } f_L \text{ fréquence du laser, et } f_b \text{ fréquence de la transition bleue} \quad (7)$$

Le signe correspond au faisceau pompe ou sonde. Ainsi, le faisceau sonde remarquera la présence du faisceau pompe uniquement si $\vec{v}_{\perp} = 0$ et dans ce cas, la fréquence du laser sera accordée, $f_L = f_b$. Si la fréquence du laser est balayée et que l'on observe l'intensité du laser sonde, on doit voir la courbe de la figure 15, contenant :

- une déplétion due à l'absorption de la sonde à travers le strontium. La largeur de ce pic (dit pic DOPPLER) est due à la largeur naturelle de la transition et à la divergence du faisceau.
- un pic centré sur la fréquence de transition du strontium, plus fin que le pic DOPPLER et qui s'explique par une diminution de l'absorption de la sonde qui ne voit plus les atomes déjà excités par la pompe. La largeur de ce pic n'est due qu'à la largeur naturelle de la transition, c'est-à-dire pour la transition bleue, 30.5 MHz. Ce pic est naturellement qualifié de sub-DOPPLER.

Dans le cas présent, le jet d'atome est finement collimaté à l'aide de microtubes et l'élargissement du pic DOPPLER reste faible. Le signal est donc peu déformé par la présence de la pompe. Pour l'observer, on réalise une détection synchrone.

Séparer le signal du bruit, principe de la détection synchrone Le montage d'absorption saturée permet de visualiser un pic fin, dont la largeur n'est limitée que par la largeur de transition. Pour asservir le laser, il faut construire un signal d'erreur, c'est-à-dire une grandeur calculée en temps réel dont le signe change de part et d'autre de la fréquence de consigne. Cette erreur pourrait être obtenue en dérivant le signal d'absorption saturée par exemple. La détection synchrone réalise optiquement cette fonction.

Pour cela, on module la fréquence du faisceau pompe grâce à un modulateur acousto-optique* (AOM) à une fréquence f_{aom} . Puis, en multipliant le signal de la photo-diode par cette modulation, on en récupère la composante de fréquence f_{aom} . Comme on le voit sur la figure 16, plusieurs cas se présentent :

- Si la fréquence du laser est trop basse (à gauche sur le schéma), le signal est sur la pente montante du pic d'absorption saturée et se retrouve en phase avec la modulation. La multiplication et l'intégration donne donc un résultat positif.
- Si la fréquence est trop élevée (à droite sur le schéma), le signal est sur la pente descendante du pic et se retrouve en opposition de phase avec la modulation. Le résultat est alors négatif.
- Enfin, si la fréquence est la bonne, le signal est au maximum du pic. On observe alors un doublement de fréquence et un résultat nul après calcul.

Mise en place de la détection Toujours dans une optique de gain de place le montage réalisé fonctionne avec le minimum d'éléments. Il est présenté figure 17.

Le faisceau incident y est tout d'abord séparé entre les faisceaux pompe (≈ 30 mW) et sonde (≈ 2 mW). Le faisceau pompe est entièrement dévié par un second cube pour traverser en double passage un AOM sur lequel il a été focalisé (lentille L_1 de 500 mm). Une lentille de 150 mm permet de focaliser à nouveau le faisceau sur l'AOM lors du retour. Une lame quart d'onde, prise en double passage, permet par ailleurs au faisceau de traverser le cube lors du second passage. Une nouvelle lentille (L_2) de 500 mm compense sa divergence avant qu'il ne passe dans l'enceinte à strontium. Il n'est pas représenté au delà.

Le faisceau sonde traverse une lentille (L_3) corrigeant sa divergence puis l'enceinte de strontium. Il est enfin intégralement réfléchi sur un cube avant d'être focalisé sur la photodiode φ .

On observe en sortie de la détection synchrone le signal de la figure 18. On observe, outre le signal principal, un second pic dû à l'isotope bosonique ^{86}Sr . On peut donc grâce à cette méthode mesurer l'écart isotopique entre ^{86}Sr et ^{88}Sr ^d. L'isotope ^{87}Sr n'est pas visible car il possède une structure hyperfine qui divise son spectre de transition et les faibles pics qui en découlent tombent sur le versant de pics déjà présents. Le second pic secondaire à droite n'est pas vraiment compréhensible (peut-être est-ce une réflexion parasite sur les hublots).

d. J'obtiens ici une valeur d'environ 100 MHz au lieu de 124.8 MHz (source [4]), cependant mon étalonnage en fréquence à l'aide de pic de FABRY-PÉROT n'est pas très précis.

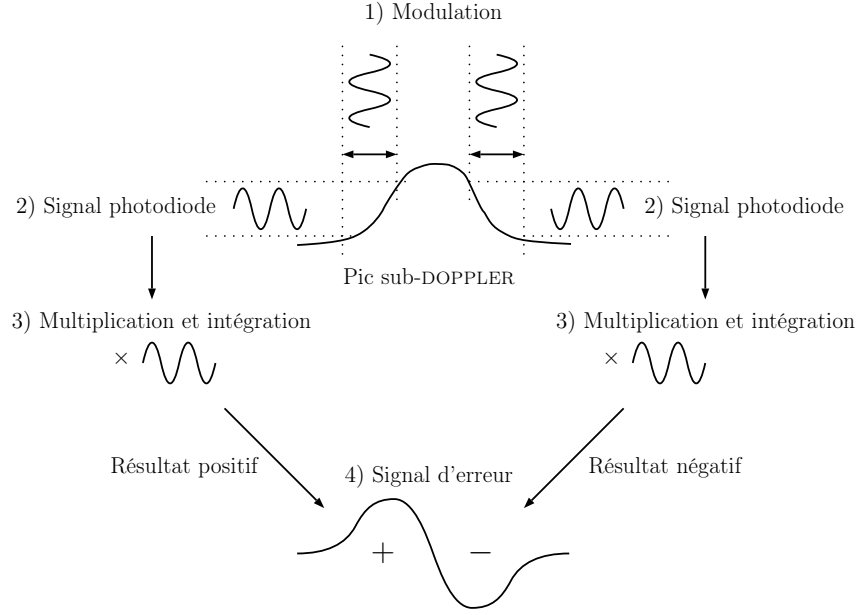


FIGURE 16 – Schéma de principe de la détection synchrone pour le montage d’absorption saturée. La modulation du laser pompe (1) déplace le pic d’absorption. L’intensité de la sonde (2) varie alors différemment si sa fréquence est à droite (trop haute) où à gauche (trop basse) du pic. Cette différence s’observe en multipliant par le signal de modulation, puis en intégrant sur une période (3). Si la fréquence de la sonde est trop élevée, le résultat est négatif; si la fréquence de la sonde est trop basse, le résultat est positif. On obtient ainsi le signal d’erreur (4) permettant d’asservir la fréquence du laser.

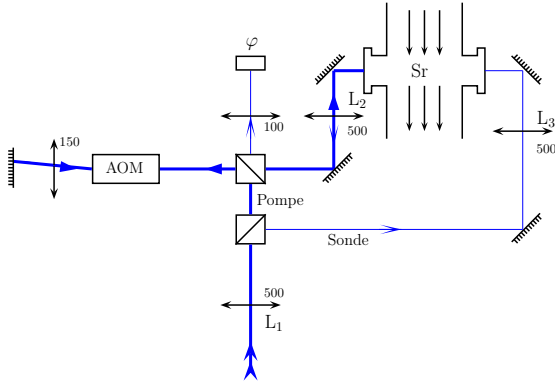


FIGURE 17 – Ce montage permet de mesurer un signal d’erreur pour l’asservissement du maître. Ni lames d’onde ni diaphragmes ne sont représentés.

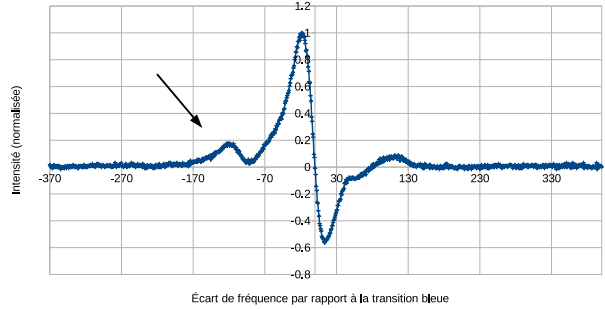


FIGURE 18 – Signal d’erreur obtenu par absorption saturée et détection synchrone. Le pic principal est dû à ^{88}Sr et la flèche pointe un pic secondaire dû à l’isotope ^{86}Sr .

Ce montage permet, à l’aide d’un correcteur PI d’asservir le laser sur le sommet du pic d’absorption saturée. On obtient donc une source stable et puissante qui pourra être utilisée pour le ralentisseur ZEEMAN et le MOT. Le principal défaut de cette méthode est que le laser n’est pas asservi sur la bonne fréquence. En effet, comme la pompe passe dans l’AOM, sa fréquence vaut $f_p = f_L + 2f_{\text{aom}}$. La pic d’absorption saturée arrive donc pour des atomes de vitesse transverse v_{\perp} vérifiant :

$$\begin{cases} f_L + 2f_{\text{aom}} - f_b(1 - \frac{v_{\perp}}{c}) = 0 & \text{(résonance avec la pompe)} \\ f_L - f_b(1 + \frac{v_{\perp}}{c}) = 0 & \text{(résonance avec la sonde)} \end{cases} \quad (8)$$

On en déduit d’abord la classe de vitesse concernée, $v_{\perp} = \frac{cf_{\text{aom}}}{f_b}$ puis en réinjectant dans 8, on a $f_L = f_b - f_{\text{aom}}$.

3.4 Mise en place du système laser pour le MOT rouge

Difficulté d’asservissement du laser rouge Le laser rouge servira à produire un second MOT de refroidissement des atomes. Pour savoir quelle puissance doit avoir un laser, on s’intéresse à l’intensité de saturation de la transition. Cette intensité s’obtient par la formule [1] :

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi h c \Gamma}{3 \lambda^3} \quad (9)$$

Cela donne $I_{\text{sat,bleu}} \approx 40 \text{ mW.cm}^{-2}$ et $I_{\text{sat,rouge}} \approx 3 \text{ }\mu\text{W.cm}^{-2}$. La puissance nécessaire au laser rouge est donc bien moins importante que celle nécessaire au laser bleu, d’autant plus que le rouge ne sera pas utilisé dans un ralentisseur ZEEMAN.

La source de ce faisceau est une diode laser RADIANT DYES de longueur d’onde réglable au voisinage de 689 nm. La puissance maximale du faisceau est d’environ 35 mW.

Comme le laser bleu, ce laser doit être asservi précisément en longueur d’onde. Cependant, si l’on veut procéder par absorption saturée, comme pour le laser bleu, le signal sera beaucoup trop petit pour être utilisé. En effet, le rapport des intensités de saturation impose déjà de travailler avec une sonde 10000 fois moins intense que pour le bleu, et comme la raie est beaucoup plus étroite, le signal d’absorption saturée sera bien plus faible.

L’idée proposée par Bruno LABURTHE pour remédier au premier problème est de profiter de la grande durée de vie des atomes dans l’état excité $^3\text{P}_1$ pour porter le signal d’absorption avec un faisceau plus puissant. En effet, lorsque le laser est à la longueur d’onde de transition ($\lambda_r = 689.4487$), il excite les atomes dans l’état $^3\text{P}_1$. Si on place un faisceau sonde, bleu, après le faisceau rouge, on verra son absorption diminuer car il ne peut pas exciter les atomes dans l’état $^3\text{P}_1$. Autrement dit, le jet atomique perd de l’opacité pour le laser bleu car, pour lui, les atomes excités par le rouge deviennent “invisibles”. On regagne ainsi le facteur 10000 dû au rapport des intensités de saturation.

Le montage réalisé pour observer ce phénomène est celui de la figure 19.

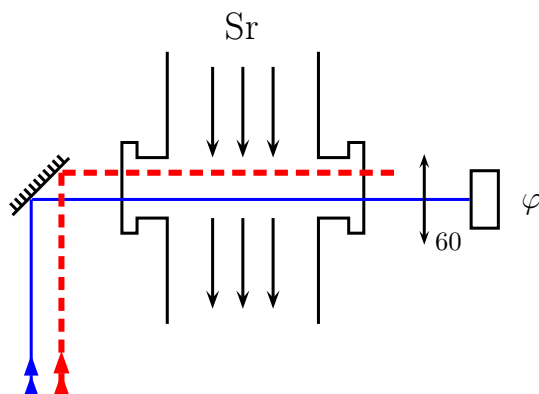


FIGURE 19 – Montage de visualisation de la transition rouge. Le faisceau rouge (pointillés) excite les atomes dans un état où ils ne “voient” plus le laser bleu. La photodiode φ voit l’absorption du bleu diminuer lorsque le laser rouge est à la fréquence de transition.

Le faisceau incident bleu est asservi à la fréquence de transition f_b ^e.

On peut calculer la distance maximale entre les deux faisceaux. La durée de vie des atomes dans l’état $^3\text{P}_1$ est donnée par :

$$\tau_r = \frac{1}{\Gamma_r} \approx 20 \text{ }\mu\text{s} \quad (10)$$

Comme la vitesse moyenne des atomes dans le jet est d’environ 400 m.s^{-1} , les faisceaux doivent être à une distance moindre que 9 mm.

Pour visualiser la transition, on balaye dans un premier temps la longueur d’onde du laser rouge. On doit alors observer périodiquement une diminution de l’absorption du faisceau bleu. Une difficulté réside dans le fait que

^e. Ceci n’est pas facile car, comme on l’a vu, l’absorption saturée permet d’asservir le laser à la fréquence $f_b - f_{\text{aom}}$. Ce problème peut se résoudre à l’aide d’un autre AOM, où comme on l’a fait, en utilisant l’ordre 0 (faisceau non dévié) lors du second passage dans l’AOM. L’ordre 1 sert donc à asservir le laser et l’ordre 0 à scanner la transition rouge.

lorsque la fréquence d'un laser change, il arrive que le laser saute de mode et qu'une brusque variation de l'intensité apparaisse. Il est donc nécessaire d'isoler la photodiode de tout reflet provenant du laser rouge.

Le signal a été vu une fois mais avec beaucoup trop de puissance dans le laser rouge. Cette saturation entraîne un élargissement de la largeur de transition rouge. Avec moins de puissance, le signal n'est pas visible. On peut donc se demander s'il n'est pas trop faible pour être mesuré.

Méthode d'amélioration du signal Cherchons, avec un modèle simple, l'amplitude du signal portant l'information. Le laser bleu étant asservi à la fréquence de transition f_b , les atomes susceptibles d'être excités sont ceux dont l'effet DOPPLER n'écarte pas plus la fréquence que la largeur naturelle de la transition. C'est-à-dire les atomes dont la vitesse transverse v_{\perp} vérifie :

$$-\frac{\Gamma_b}{2} \leq \frac{v_{\perp} f_b}{c} \leq \frac{\Gamma_b}{2} \quad \text{avec } \Gamma_b \text{ largeur de la transition bleue} \quad (11)$$

De même, les atomes sensibles au laser rouge doivent vérifier :

$$-\frac{\Gamma_r}{2} \leq \frac{v_{\perp} f_r}{c} \leq \frac{\Gamma_r}{2} \quad \text{où } \Gamma_r \text{ est la largeur de la transition rouge} \quad (12)$$

L'intensité du signal mesurée par la photodiode **sans laser rouge** est donc, d'après la loi de BEER-LAMBERT, égale à :

$$I = I_0 - \alpha \int_{-c\Gamma_b/2f_b}^{c\Gamma_b/2f_b} F_{\perp} \quad (13)$$

avec I_0 l'intensité du signal avant le jet, α une constante dépendante du jet et F_{\perp} la fonction de distribution des vitesses transverses des atomes dans le jet. Les mesures expérimentales réalisées avec Nicolas AUVRAY donnent, à 420°C, une absorption d'environ 10%. Par ailleurs, on obtient pour F_{\perp} une gaussienne de variance 10.8 m.s⁻¹. On en déduit que $\alpha \approx I_0/10$.

Avec le laser rouge à la fréquence de transition, on mesurera alors^f :

$$I = I_0 - \alpha \left(\int_{-c\Gamma_b/2f_b}^{c\Gamma_b/2f_b} F_{\perp} - \int_{-c\Gamma_r/2f_r}^{c\Gamma_r/2f_r} F_{\perp} \right) \quad (14)$$

On note I_b et I_r respectivement l'influence des lasers bleu et rouge sur l'intensité finale et on a donc :

$$I_b = \alpha \int_{-c\Gamma_b/2f_b}^{c\Gamma_b/2f_b} F_{\perp} \quad \text{et} \quad I_r = \alpha \int_{-c\Gamma_r/2f_r}^{c\Gamma_r/2f_r} F_{\perp} \quad (15)$$

On obtient numériquement $I_b/I_0 \approx 0.1$ et $I_r/I_0 \approx 1.2 \times 10^{-4}$.

Sur le montage de la figure 19 l'intensité sur la photodiode vaut :

- $I = I_0 - I_b$ quand le laser rouge n'est pas résonnant avec les atomes,
- $I = I_0 - I_b + I_r$ à la résonance.

La variation de signal mesurée est donc de $I_r/(I_0 - I_b) \approx 0.01\%$, ce qui est difficile à observer et à exploiter. En modifiant le montage, on peut mesurer, à l'aide de deux photodiodes, l'intensité du laser bleu avant et après le jet atomique et soustraire ces signaux (figure 20). On s'affranchit ainsi de I_0 et le signal varie alors d'une amplitude de $I_r/I_b \approx 0.12\%$, ce qui est encore faible et risque d'être noyé par le bruit de la photodiode et de l'électronique.

Une meilleure méthode (mais plus difficile à mettre en place) consiste à faire passer un faisceau bleu avant et après le faisceau rouge (figure 21). Par soustraction, on obtient alors uniquement le signal intéressant et on s'affranchit par la même occasion des variations du jet atomique. Le signal peut alors être amplifié autant que nécessaire.

f. En vérité, la constante α n'est pas exactement la même pour le laser rouge et pour le laser bleu.

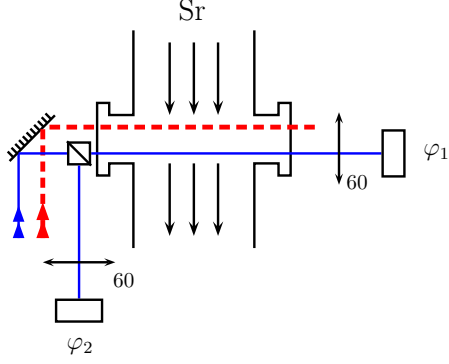


FIGURE 20 – Deuxième montage. Le signal des photodiodes φ_1 et φ_2 sont soustraits.

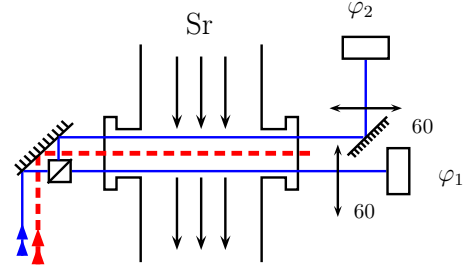


FIGURE 21 – Troisième montage. La différence des signaux permet d'accéder directement à I_r et de l'amplifier autant que nécessaire.

Obtention d'un signal d'erreur pour l'asservissement On rappelle que le but de ce montage est d'asservir le laser rouge sur sa transition. Lorsque le laser rouge a pour fréquence f_L suffisamment proche de la fréquence f_r de transition rouge, les atomes susceptibles d'être excités doivent vérifier :

$$f_r - \frac{\Gamma_r}{2} \leq f_L \left(1 + \frac{v_{\perp}}{c}\right) \leq f_r + \frac{\Gamma_r}{2} \quad (16)$$

Donc en notant $\delta = f_L - f_r$ l'erreur fréquentielle et en approximant l'effet DOPPLER à $\frac{f_r v_{\perp}}{c}$, on obtient la condition :

$$-\frac{\Gamma_r}{2} - \delta \leq \frac{f_r v_{\perp}}{c} \leq \frac{\Gamma_r}{2} - \delta \quad (17)$$

La question qui se pose alors est : quelle sera la taille de l'intervalle de fréquence sur lequel le signal sera non négligeable ? En effet, pour asservir proprement le laser, il faut que sa dérive reste inférieure à la largeur de transition rouge. Il faut donc que la taille du signal d'erreur soit de l'ordre de cette transition. Or si on réécrit l'équation 17 pour δ , on obtient :

$$|\delta| \leq \frac{\Gamma_r}{2} + \frac{f_r |v_{\perp}|}{c} \quad (18)$$

Le signal est donc très élargi par l'effet DOPPLER car $f_r \sqrt{\langle v_{\perp}^2 \rangle} / c \approx 15$ MHz tandis que $\Gamma_r \approx 7.4$ kHz. Il n'est donc pas suffisant pour l'asservissement du laser rouge. Pour asservir, il faut donc fabriquer un signal qui n'est pas élargi par l'effet DOPPLER. L'idée proposée par Bruno LABURTHER est de travailler sous l'intensité de saturation et de rétro-réfléchir le faisceau rouge. Sous l'intensité de saturation, le faisceau fait subir un pulse π aux atomes en les passant dans l'état excité. Si le laser n'est pas à la bonne longueur d'onde, les deux faisceaux contra-propageants s'adressent à des classes de vitesse différentes et la sonde bleu subit une diminution de son absorption. En revanche, si le laser est accordé, les deux lasers s'adressent à la classe de vitesse nulle et leur effet combiné donne lieu à un pulse 2π non remarqué par la sonde bleu. À proximité de la bonne longueur d'onde, le laser bleu subit donc un regain d'absorption. Reste à voir si ce signal est détectable et s'il peut être transformé en signal d'erreur pour l'asservissement.

4 Conclusion et perspectives

Ce stage se situe dans la phase d'essai de l'expérience de strontium du laboratoire de physique des lasers. Deux nouvelles méthodes ont été mises en place pour obtenir des lasers performants pour le refroidissement atomique :

- Au lieu d'utiliser un montage de doublement de fréquence, le système laser bleu a été obtenu par injection optique. Le système est ainsi plus compact et moins cher. En revanche, il est pour le moment moins stable et nécessitera un asservissement supplémentaire.
- L'asservissement des lasers en fréquence n'a pas été faite sur une cellule de strontium mais à même le jet. Si on y gagne encore en compacité, on y perd en simplicité car les signaux ainsi obtenus sont faibles. Un montage d'absorption saturée et une détection synchrone ont été mis en place pour traiter le signal provenant de la transition et le transformer en signal d'erreur pour le laser bleu. Pour l'autre laser, on a montré qu'un système de deux photodiodes dans lequel la transition est sollicitée par un premier faisceau rouge, mais scannée par un faisceau bleu, permettra d'obtenir le signal d'asservissement.

Le fait d'avoir monter ces systèmes, a permis de mettre le point sur leurs difficultés (instabilité de l'injection optique, faiblesse du signal d'absorption rouge, ...) et d'y apporter les premières solutions. À l'avenir, si ces solutions ne sont pas suffisantes pour rendre le système de laser performant, l'équipe retournera aux méthodes plus classiques.

D'un point de vue plus personnel, ce stage a été une intéressante initiation au domaine complexe de la physique des atomes froids, mais aussi au fonctionnement d'un laboratoire de recherche.

Références

- [1] Harold J. Metcalf and Peter Van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 1999.
- [2] William D Phillips, John V Prodan, and Harold J Metcalf. Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms. *JOSA B*, 2(11) :1751–1767, 1985.
- [3] VS Letokhov, VG Minogin, and BD Pavlik. Cooling and trapping of atoms and molecules by a resonant laser field. *Optics Communications*, 19(1) :72–75, 1976.
- [4] Simon Stellmer. *Degenerate quantum gases of strontium*. PhD thesis, University of Innsbruck, 2012.
- [5] Anthony E. Siegman. *LASERS*. University Science Books, 1986.
- [6] Stéphane Blin. *Réalisation de lasers à fibre à contre-réaction répartie pour l'étude de l'injection optique : comparaison à l'injection avec des lasers à semi-conducteurs*. PhD thesis, Université Rennes 1, 2003.
- [7] H Kogelnik and Tingye Li. Laser beams ans resonators. *Applied Optics*, 5(10) :1550–1567, July 1966.

A Annexes

A.1 Caractéristique des lasers

Laser esclave NICHIA NDB4216E On cherche à tracer la caractéristique Intensité/Puissance (PI) de la diode Esclave. Le fiche technique de la diode stipule qu'elle fonctionne avec un courant maximal de 110 mA. On mesure donc, à l'aide d'un détecteur, la puissance émise pour différents courants. On obtient la courbe de la figure 22.

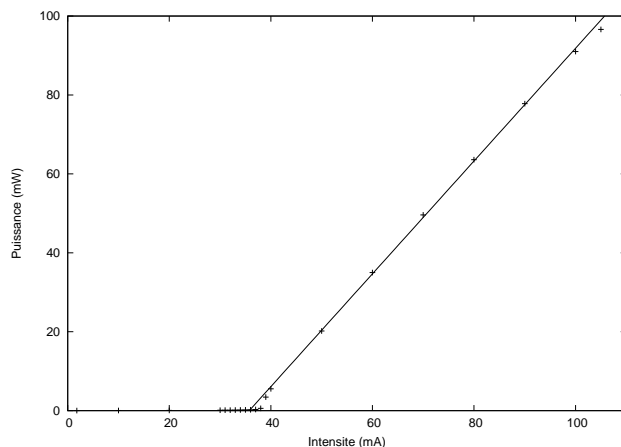


FIGURE 22 – Caractéristique PI de la diode NICHIA NDB4216E. Les mesures sont réalisées avec un détecteur de puissance précis à 0.1 mW.

On peut noter la présence de deux régimes :

- En dessous de 38 mA, la diode émet très peu de puissance. Elle est en état de fluorescence, l'inversion de population au sein du laser n'a pas lieu.
- Au delà de ce seuil, la puissance de la diode augmente linéairement avec le courant.

Laser RADIANTDYES à 689 nm On procède de même avec le laser rouge et on obtient la caractéristique de la figure 23.

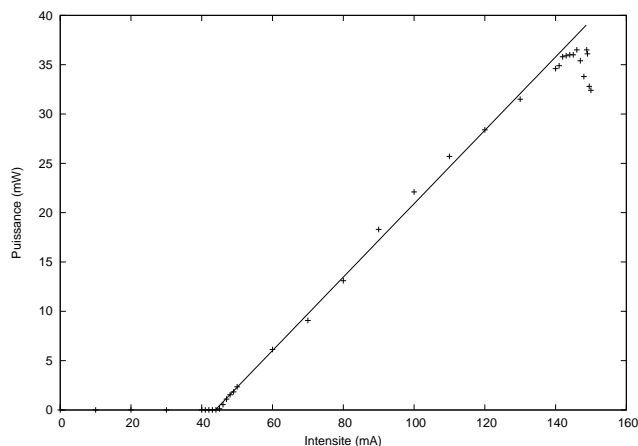


FIGURE 23 – Caractéristique PI de la diode NARROWDYES. Les mesures sont réalisées avec un détecteur de puissance précis à 0.1 mW.

Cette diode laser présente le même comportement que la diode esclave bleu, avec un seuil aux environs de 45 mA. La baisse de puissance finale peut s'expliquer par un changement du mode du faisceau. L'intensité optimale d'utilisation est donc légèrement inférieure à l'intensité maximale.

Cette diode possède un matériau piezo-électrique qui permet de modifier la taille de la cavité et donc la longueur d'onde. Ce matériau est alimenté par le contrôleur du laser. Si ce matériau semblait répondre initialement correctement, il a rapidement arrêté d'être efficace. Lorsque le courant le traversant est modifié, aucun changement de longueur d'onde n'est visible jusqu'à un saut de mode du laser. Comme c'est ce mécanisme qui est utilisé pour moduler la fréquence du laser dans le montage d'asservissement, son fonctionnement est indispensable. Le laser sera donc renvoyé pour réparation.

Laser maître NEW FOCUS Vortex Plus TLB 6802 On souhaite faire de même avec le laser maître dont la plage d'intensité s'étend de 0 à 160 mA. La caractéristique obtenue est présentée figure 24.

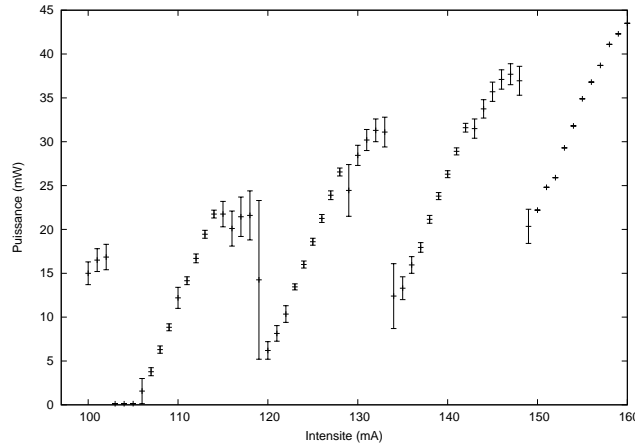


FIGURE 24 – Caractéristique PI de la diode NEW FOCUS Vortex Plus TLB 6802

Cette caractéristique, qui n'a rien à voir avec les précédentes, est assez étonnante. Pour confirmation, un mail a été envoyé au fournisseur. Leur réponse est que cette caractéristique est normale pour cette diode. Les "trous" en puissance et les variations d'intensité (représentées par les barres d'erreur sur la figure 24) sont dus au matériau piezo-électrique dont l'asservissement permet d'assurer le caractère monomode du laser. La diode n'est donc conçue que pour fonctionner à son intensité maximale et le constructeur a déconseillé de balayer la diode sur des grandes plages de courant.

Dès que le montage a permis une analyse spectrale du faisceau (notamment grâce à la cavité FABRY-PEROT), il est apparu que la fréquence du maître oscillait périodiquement. Ce problème semble découler d'une oscillation anormale de la température de la diode ($\approx 0.4^{\circ}\text{C}$ sur une période d'environ quarante secondes). Un second mail a été envoyé au fournisseur. Leur diagnostic est que le module de refroidissement Peltier doit être décollé, entraînant ainsi un mauvais asservissement en température. Étonnamment, l'oscillation s'arrêtait parfois pendant quelques heures avant de reprendre sans qu'il soit possible de savoir pourquoi.

De plus, certains branchements entraînent un grésillement audible de la tête du laser. Ce grésillement vient sans doute du matériau piezo-électrique et se répercute évidemment sur la fréquence d'émission, rendant le faisceau inutilisable. Cet effet semble provenir d'un problème de masse dans le montage. Des tresses de masse ont donc été placées aux endroits qui semblaient adéquat, sans succès. En approfondissant la recherche d'une solution au problème, il est apparu que le contrôleur du maître possédait lui-même des étrangerités au niveau de ses interfaces. Les masses de celles-ci présentent d'étranges résistances par rapport à la masse de l'appareil (les mesures sont résumées table 3).

En reliant physiquement la masse de l'interface `Frequency modulation input` à la masse de l'appareil, le grésillement diminue notablement. Les impédances d'entrée n'ont pas été mesurées, mais l'extrême sensibilité de l'entrée `Frequency modulation input` a nécessité de monter un pont diviseur de tension en sortie du correcteur PI.

Finalement, le laser sera lui aussi renvoyé au constructeur pour la réparation du problème d'oscillation en température et la vérification du bon fonctionnement des interfaces.

Entrée	Trigger input	Interlock	Wavelength input	Auxiliary input	Frequency modulation input	Current modulation input	Wavelength output
Écart de masse	0.1 Ω	0.1 Ω	500 k Ω	500 k Ω	46.4 k Ω	0.2 Ω	1 M Ω

TABLE 3 – Écart de masse des interfaces du contrôleur TLB-6800. Les mesures sont simplement faites, appareil éteint, à l'aide d'un ohmmètre relié entre la masse de l'interface et la masse du contrôleur.

A.2 Zone d'accrochage du laser esclave

La figure 25 présente certains points d'accrochage de l'esclave en fonction de son courant et de sa température.

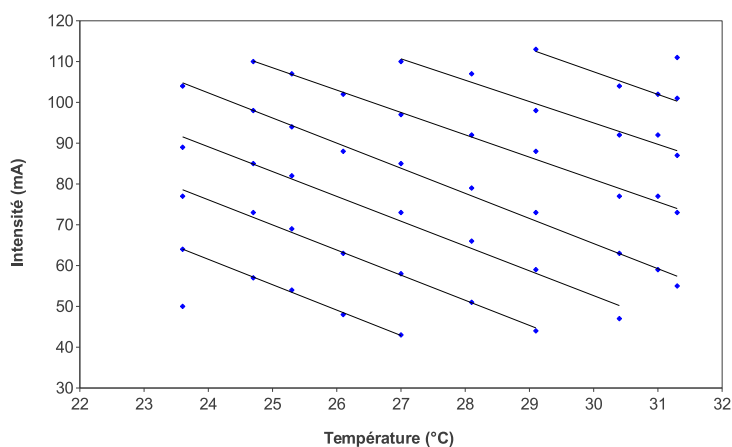


FIGURE 25 – Zones d'accrochage du laser esclave en fonction du courant le traversant et de sa température. Les points correspondent à des paramètres donnant lieu à un accrochage. Les barres d'erreurs ne sont pas présentées par souci de clarté. Les droites correspondent à des régressions linéaires et dégagent la forme générale de ces zones.

La figure ne précise pas que les zones s'élargissent au fur et à mesure que la température augmente, des mesures plus sérieuses n'ont pas été réalisées. On observe cependant que l'intensité moyenne des plages d'accrochage diminue linéairement quand la température augmente.

A.3 Composants optiques du montage

Cube polarisant \square

Un cube polarisant est constitué de deux prismes traités pour une longueur d'onde et accolés par contact optique. Le traitement est tel que le faisceau incident, de polarité quelconque, voit sa composante polarisée horizontalement être transmise, tandis que sa composante polarisée verticalement est réfléchié selon le schéma 26.

Lame demi-onde $\updownarrow_{\lambda/2}$

Une lame demi-onde est taillée dans un matériau biréfringent. La polarité du faisceau d'entrée est décomposée selon deux axes et la longueur de la lame est telle que l'une des polarités prend un retard d'une demi longueur d'onde sur l'autre. Ainsi, la polarisation à la sortie d'une lame demi-onde est symétrique à la polarisation d'entrée, par rapport à l'axe optique.

L'association d'une lame demi-onde et d'un cube polarisant donne un outil utile pour séparer un faisceau en deux faisceaux de puissance réglable.

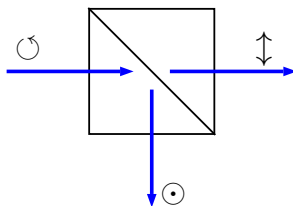


FIGURE 26 – Schéma de fonctionnement d'un cube polarisant. Le faisceau incident de polarisation quelconque est séparé en deux faisceaux polarisés rectilignement et de polarisations perpendiculaires.

Comme la majorité des composants optiques, la lame est traitée pour une longueur d'onde précise afin d'optimiser les qualités (minimiser l'absorption et la réflexion)

Isolateur optique

Fonctionnement Les isolateurs optiques utilisent l'effet FARADAY pour laisser la lumière passer dans un sens uniquement. Le faisceau optique traverse d'abord un premier cube polarisant, qui ne laisse passer qu'une polarisation rectiligne et dévie le reste. Grâce à un puissant champ magnétique, la polarisation est alors tournée de 45° . Enfin, un second cube polarisant est placé en sortie, à 45° du premier (le schéma est trompeur). Un faisceau ayant la bonne polarité traverse l'isolateur. En revanche, un faisceau contre-incident, s'il passe le premier cube, sera aussi tourné de 45° (toujours dans le même sens) et se retrouvera entièrement dévié par le second cube.

Comme l'effet FARADAY dépend de la longueur d'onde, les isolateurs optiques sont spécifiques à une longueur d'onde et plus ou moins réglables (par rotation du second cube ou déplacement de l'aimant au sein de l'isolateur).

Un isolateur est indispensable pour protéger un laser, mais s'avère aussi très utile pour l'injection optique, car il permet d'aligner le faisceau maître et esclave en faisant entrer le maître par le cube de sortie de l'isolateur de l'esclave. Il reste alors à aligner au mieux les lasers.

Tests de qualité Les mesures de la table 4 ont été réalisés sur les isolateurs optiques, à l'aide d'un détecteur de puissance :

Longueur d'onde	Sens	Entrée	Sortie	Gain	Gain annoncé
461 nm	passant	$7,70 \pm 0.01$ mW	$7,16 \pm 0.01$ mW	0.32 ± 0.03 dB	0.6 dB
	bloquant	$7,70 \pm 0.01$ mW	0.27 ± 0.01 μ W	45 ± 0.4 dB	44 dB
689 nm	passant	17 ± 0.01 mW	14.5 ± 0.01 mW	0.69 ± 0.01 dB	Non référencé
	bloquant	17 ± 0.01 mW	21.4 ± 0.01 μ W	29 ± 0.01 dB	Non référencé

TABLE 4 – Mesures de l'efficacité des isolateurs optiques utilisées dans les montages.

La différence de qualité est due au fait que l'isolateur utilisé dans le rouge est un isolateur réglable, de moins bonne qualité, mais couvrant une large bande de longueur d'onde.

Prismes anamorphoseurs

Les prismes anamorphoseurs (ou anamorphiques) permettent de modifier la forme d'un faisceau **sans en changer la divergence**, ce que ne permet pas une lentille cylindrique par exemple. La figure 27 montre comment une association de deux prismes semblables contracte ou étend le faisceau dans une direction. Les prismes anamorphoseurs de l'expérience modifient le faisceau d'un facteur 3 dans une direction. Ce choix de grandissement découle des fiches techniques des diodes lasers.

Cavité FABRY-PÉROT

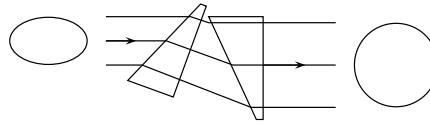


FIGURE 27 – Principe de fonction de prismes anamorphoseurs, le faisceau est déformé dans une direction.

Théorie La cavité de FABRY-PÉROT est un composant essentiel pour l'étude spectrale des lasers. On retrouve facilement la formule de la transmittance de la cavité :

$$T(\theta) = \frac{1}{1 + m \sin^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right)} \quad \text{avec} \quad m = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad \text{et} \quad \Delta\Phi = \frac{4\pi l \cos(\theta)}{\lambda} \quad (19)$$

Avec R coefficient de réflexion des miroirs mesuré à 99.4%, $l = 10$ cm la longueur de la cavité, $\theta = 0$ l'angle d'incidence et λ la longueur d'onde du laser.

Finesse De la formule de la transmittance de la cavité découle une finesse théorique définie par le rapport de la largeur d'un pic à mi-hauteur sur l'intervalle spectral libre et valant :

$$\mathcal{F} = \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \approx \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (20)$$

La finesse théorique de la cavité vaut $\mathcal{F}_{th} \approx 780$. En revanche, même après réglage, la finesse mesurée n'est que de 100. Les miroirs au sein de la cavité ne sont peut-être pas parallèles et expliqueraient cet écart.

Réglage Le premier réglage concerne la longueur entre les deux miroirs. Pour que tous les modes du laser donnent le même pic (cavité dégénérée), la longueur de celle-ci doit correspondre à la courbure des miroirs (on pourra se reporter à [7] pour plus de détails).

Une fois ce réglage effectué, il faut régler l'injection du faisceau entrant. Deux miroirs sont placés en entrée comme sur la figure 4. En sortie de la cavité, on peut observer deux faisceaux qu'il faut superposer. S'il ne le sont pas, la lumière peut faire un aller-retour supplémentaire dans la cavité (comme montré figure 28), des pics secondaires apparaissent donc dans la fonction de transmittance, donnant l'impression que l'intervalle spectral libre est deux fois trop petit. En jouant sur les miroirs on arrive à superposer les faisceaux et les pics secondaires s'amoindrissent.

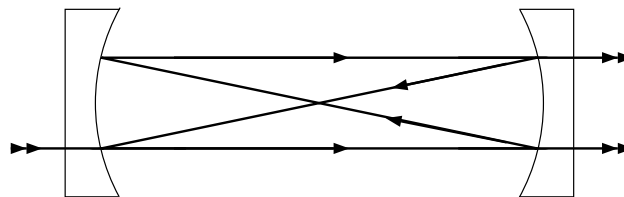


FIGURE 28 – Une cavité FABRY-PÉROT mal dégénérée ; deux faisceaux en sortent. L'intervalle spectral libre semble alors deux fois trop petit.

AOM (Acousto-Optic Modulator) AOM

Un modulateur acousto-optique diffracte et module en fréquence un faisceau laser en utilisant des radiofréquences (RF). Un matériau piézo-électrique impose pour cela des ondes dans du quartz ou du verre, provoquant ainsi des variations d'indice qui, comme pour un réseau, diffractent le faisceau incident. En orientant convenablement le modulateur (incidence de BRAGG), on peut envoyer une grande majorité de la puissance dans un des ordres de diffraction.

Ce composant est très fréquemment utilisé pour son ordre 1 qui a pour fréquence la somme de la fréquence du laser et de la RF, ce qui permet de moduler la fréquence du faisceau en faisant varier la RF. Pour éviter que la direction du faisceau ne bouge lorsque la RF est modifiée, il est usuel de l'utiliser en double passage en

réfléchissant l'ordre 1 sur un miroir.

Dans une telle configuration, les faisceaux d'entrée et de sortie sont superposés, mais une lame quart d'onde et un prisme règlent ce problème. La fréquence du faisceau obtenu est alors décalée de deux fois la fréquence RF.

A.4 Calcul détaillé de contraste

Le contraste trouvé en faisant interférer les faisceaux maître et esclave est de $\eta = 80\%$. Ce résultat est médiocre, en effet en notant \vec{E}_1 le champ électrique du premier faisceau et \vec{E}_2 le champ électrique du second, le contraste est défini par :

$$\eta = \frac{|E_1 + E_2|^2 - |E_1 - E_2|^2}{|E_1 + E_2|^2 + |E_1 - E_2|^2} \quad (21)$$

Or, en notant $k = E_2/E_1$, ce qui a un sens car les polarités sont les mêmes, on obtient :

$$\eta = \frac{2k}{k^2 + 1} \quad (22)$$

D'où $k = \frac{1 - \sqrt{1 - \eta^2}}{\eta} = 0.5\%$. Si les intensités des faisceaux maître et esclaves sont les mêmes, c'est que seul le quart (en intensité) de la lumière interfère. Ceci est décevant car on s'attend, si l'injection est bonne à ce que l'intégralité de la lumière interfère. Comme les faisceaux sont réfléchis sur des miroirs avant d'interférer, il se peut que leur polarisation ne soit plus bien définie, ce qui expliquerait en partie ce résultat.

A.5 La source de strontium

La conception de la source de strontium a donné lieu à un autre stage réalisé par Nicolas AUVRAY. Le but est de fabriquer un jet collimaté d'atomes dans une enceinte sous vide. La figure 29 donne un aperçu de la source conçue par Étienne MARÉCHAL. Le four sublime des copeaux de strontium en les chauffant à 420°C , et les atomes ainsi libérés sont collimatés par des microtubes. Un système de pompage fait le vide dans l'ensemble de l'enceinte.

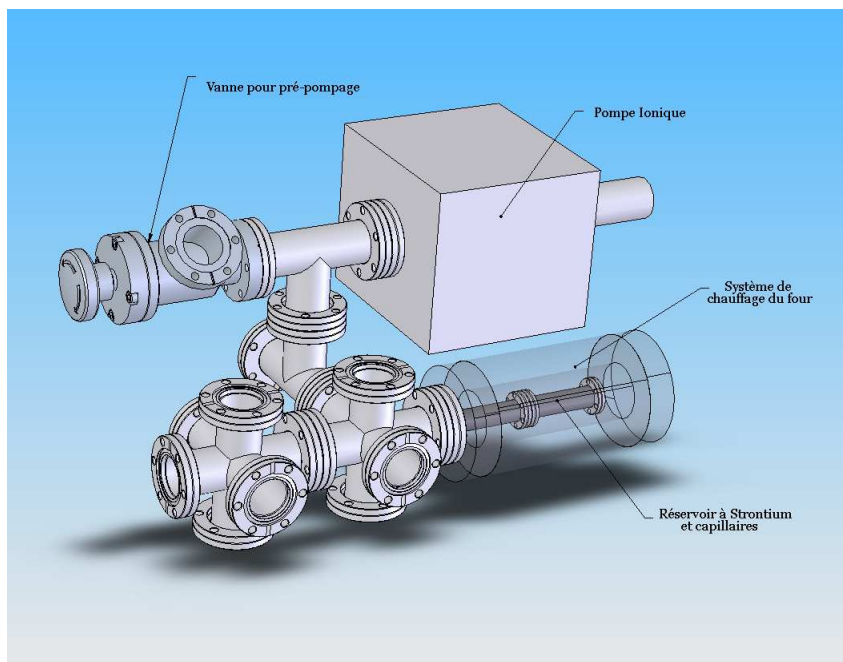


FIGURE 29 – La source de Strontium est constituée d'un four, d'un système de collimation (capillaires) et d'une pompe ionique. Le tout est placé dans une cavité sous vide qui possède des hublots de visualisation pour les lasers. (Schéma d'Étienne MARÉCHAL et Nicolas AUVRAY)