

LICENCE SCIENCE DE LA MATIÈRE  
*École Normale Supérieure de Lyon*  
*Université Claude Bernard Lyon 1*

Stage 2009–2010  
Maxime Trebitsch  
L3 Physique

---

# Asservissement en fréquence d'un laser Titane-Saphir sur une cavité optique ultra-stable

---

**Résumé :** *Afin de d'obtenir un nuage d'atomes froids d'un isotope fermionique du chrome, l'équipe « Atomes Froids » a besoin d'un laser à 425,5 nm — qui s'obtient en doublant la fréquence d'un laser Titane-Saphir — très stable en fréquence.*

*Pour obtenir cette stabilité, j'ai asservi le laser Titane-Saphir sur une cavité de référence en utilisant la méthode de Pound-Drever-Hall. En le faisant battre avec un autre laser Titane-Saphir référencé sur un signal atomique, j'ai pu régler la fréquence absolue du laser à 425,5 nm à la valeur souhaitée.*

*Dans ce rapport, j'explique brièvement le travail de l'équipe, puis je présente la nouvelle chaîne laser ; je détaille ensuite les méthodes utilisées pour l'asservissement du laser, et dans une dernière partie, je discute quelques informations obtenues à l'aide du battement des deux lasers.*

**Mots clés :** *Laser, Titane-Saphir, Asservissement, Fréquence, Pound-Drever-Hall, Battement, Fabry-Pérot, Cavité ultra stable*

Stage encadré par :

**Laurent Vernac** et **Étienne Maréchal**

[laurent.vernac@univ-paris13.fr](mailto:laurent.vernac@univ-paris13.fr) / tél. (+33) 1 49 40 38 54

[etienne.marechal@univ-paris13.fr](mailto:etienne.marechal@univ-paris13.fr) / tél. (+33) 1 49 40 33 96

Laboratoire de Physique des Lasers

99 Avenue Jean Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse

<http://www-lpl.univ-paris13.fr:8082/>



Juin – Juillet 2010



## Introduction

J'ai effectué mon stage de L3 au sein de l'équipe « Atomes Froids » du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) à Villetaneuse, une Unité Mixte de Recherche du CNRS et de l'Université Paris Nord. L'équipe, que dirige Olivier Gorceix (professeur), est actuellement composée de quatre autres permanents : Laurent Vernac, (maître de conférences), qui a encadré mon stage avec Étienne Maréchal, un ingénieur-chercheur, Paolo Pedri (maître de conférences) ainsi que Bruno Laburthe-Tolra, chargé de recherche au CNRS. Deux doctorants en fin de deuxième année travaillent avec l'équipe : Benjamin Pasquiou et Gabriel Bismut.

Le sujet de recherche de l'équipe porte sur les propriétés des gaz quantiques dégénérés de chrome, et actuellement plus particulièrement des condensats de Bose-Einstein de chrome 52 — un isotope bosonique du chrome — que l'équipe a obtenu fin 2007.

L'équipe désire obtenir la dégénérescence de l'isotope fermionique du chrome, le chrome 53, ce qui nécessite une nouvelle source laser à 425,55 nm. Comme il n'existe pas de laser commercial à cette longueur d'onde, on double en fréquence un laser Titane-Saphir à 851,105 nm. La stabilité en fréquence du laser est très importante : il faut pouvoir définir la fréquence du laser à mieux qu'un mégahertz pour obtenir une interaction importante avec les atomes de chrome. Mon travail a consisté à asservir le laser Titane-Saphir à l'aide d'une cavité de référence ultra-stable. Pour cela, le choix de l'équipe a été d'utiliser la méthode de Pound-Drever-Hall.

Pour avoir une précision suffisante sur le réglage de la fréquence, il faut comparer la fréquence de la nouvelle chaîne laser avec une fréquence absolue. Dans l'expérience sur les bosons, le laser Titane-Saphir utilisé est déjà référencé sur les atomes de chrome. Aussi, j'ai fait interférer un faisceau issu du nouveau Titane-Saphir avec un faisceau issu de celui de l'expérience sur les bosons. Le battement ainsi obtenu permet de déterminer exactement la fréquence de la nouvelle chaîne laser.

## Table des matières

<b>1</b>	<b>Principe de l'expérience</b>	<b>2</b>
1.1	L'atome de chrome	2
1.2	Résultats obtenus par l'équipe	2
1.3	Objectifs de l'équipe	2
<b>2</b>	<b>Présentation de la deuxième chaîne bleue</b>	<b>3</b>
2.1	Fréquences nécessaires au refroidissement des fermions	3
2.2	Schéma du système laser et de l'optique infra-rouge	4
2.3	Fonctionnement du laser Titane-Saphir	5
2.3.1	Présentation du laser	5
2.3.2	Cavité interne	5
2.4	Présentation de la cavité externe ultra-stable	6
2.5	Obtention d'un faisceau à 425,5nm	7
<b>3</b>	<b>Asservissement en fréquence du laser Titane-Saphir</b>	<b>8</b>
3.1	Principe de l'asservissement	8
3.2	Caractérisation optique de la cavité ultra-stable	8
3.2.1	Montage	8
3.2.2	Taille et finesse de la cavité ultra-stable	9
3.3	Modulation en phase par le modulateur électro-optique	10
3.4	Forme du signal Pound-Drever-Hall	11
3.5	Réalisation de l'asservissement	13
3.6	Performance de l'asservissement	13
<b>4</b>	<b>Réglage de la fréquence du laser Titane-Saphir</b>	<b>14</b>
4.1	Principe de la mesure de fréquence	14
4.2	Réalisation expérimentale du battement	14
4.3	Procédure de réglage de la fréquence	15
4.3.1	Mesure au lambda-mètre	15
4.3.2	Le modulateur acousto-optique : un décaleur de fréquence	15

<b>5</b>	<b>Exploitation du battement</b>	<b>16</b>
5.1	Dérive de la cavité . . . . .	16
5.2	Estimation du bruit de fréquence des Titane-Saphir . . . . .	17
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>18</b>
	<b>Références</b>	<b>18</b>
<b>A</b>	<b>Bruit de fréquence et battement du MBR avec lui-même</b>	<b>19</b>
A.1	Parasite à 342 MHz . . . . .	19
A.2	Parasites à 180 kHz autour du pic principal . . . . .	19
A.3	Parasites à 290 kHz autour du pic principal . . . . .	20

# 1 Principe de l'expérience

## 1.1 L'atome de chrome

Si l'équipe a décidé de travailler avec le chrome, c'est à cause de ses propriétés particulières. Le chrome existe à l'état naturel principalement sous deux isotopes stables (le chrome 52, un boson dont l'abondance naturelle est 80%, et le chrome 53, un fermion dont l'abondance naturelle est 10%), offrant ainsi la possibilité d'étudier les deux types de gaz dégénérés quantiques.

Par ailleurs, les atomes de chrome dans leur état fondamental ont un spin électronique important ( $S = 3$ ) et le fort moment dipolaire magnétique — égal à  $6\mu_B$  (où  $\mu_B$  est le magnéton de Bohr) — vaut six fois plus que le moment des atomes alcalins, utilisés couramment dans les expériences de condensation de Bose-Einstein. C'est donc un élément intéressant pour étudier les interactions dipolaires dans un gaz quantique dégénéré, et en particulier dans un condensat de Bose Einstein ; c'est d'ailleurs le sujet de recherche actuel de l'équipe.

## 1.2 Résultats obtenus par l'équipe

L'équipe « Atomes Froids », s'intéresse aux propriétés des gaz ultrafroids de chrome. Ils ont été les premiers, en 2005, à réussir à piéger à la fois des isotopes bosoniques et fermioniques, en utilisant les deux isotopes principaux du chrome [1].

Ils se sont ensuite dirigés vers la production de condensats de Bose-Einstein de chrome 52, objectif qu'ils ont atteint en novembre 2007 [2].

L'étape suivante a consisté à réaliser des expériences sur des atomes de chrome ultrafroids de l'isotope bosonique [3, 4], avant de passer à des expériences portant directement sur les condensats de chrome [5, 6, 7, 8]. Lors de mon stage, ils étudiaient l'apparition de nouvelles phases quantiques lorsque le condensat de Bose-Einstein est placé dans un champ magnétique très faible ( $\simeq 1$  mG).

## 1.3 Objectifs de l'équipe

Après ces expériences sur les condensats de Bose-Einstein, l'équipe prévoit de travailler sur l'isotope fermionique du chrome, afin d'obtenir un gaz dégénéré de fermions ultrafroids.

Comme pour les bosons, il est nécessaire de refroidir les fermions pour former un gaz quantique dégénéré. Les méthodes standards de refroidissement nécessitent plus de fréquences lasers dans le cas du fermion. En effet, si pour refroidir le boson, deux fréquences suffisent, dans le cas du fermion cinq fréquences au moins sont nécessaires. De plus, il sera peut-être nécessaire de refroidir le boson en même temps que le fermion pour atteindre la température de dégénérescence.

La figure 1 donne un diagramme d'énergie de ces deux isotopes, montrant les niveaux d'énergie impliqués dans le refroidissement du chrome.

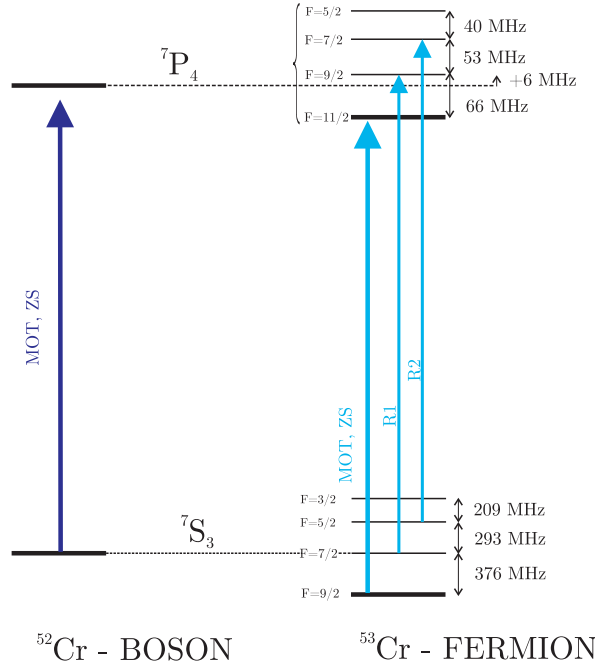


FIG. 1: Niveaux d'énergie du chrome concernés par les étapes de ralentissement et de piégeage.

Une fois le gaz quantique de fermions obtenu, l'objectif ultime de l'équipe serait l'obtention d'un mélange entre les gaz de fermions et de bosons, pour réaliser diverses expériences sur ce mélange.

## 2 Présentation de la deuxième chaîne bleue

### 2.1 Fréquences nécessaires au refroidissement des fermions

Dans le but de refroidir les fermions, il est nécessaire de disposer de trois faisceaux bleus décalés en fréquence. La figure 2 représente une échelle des fréquences nécessaires pour réaliser le refroidissement simultané des bosons et des fermions. ZS signifie *Zeeman Slower*, et correspond à une fréquence qui sert à ralentir les atomes de chrome. MOT signifie *Magneto-Optical Trap*, et correspond à la fréquence du dispositif de piégeage des atomes. Le R de R1 et R2 signifie Repompeur.

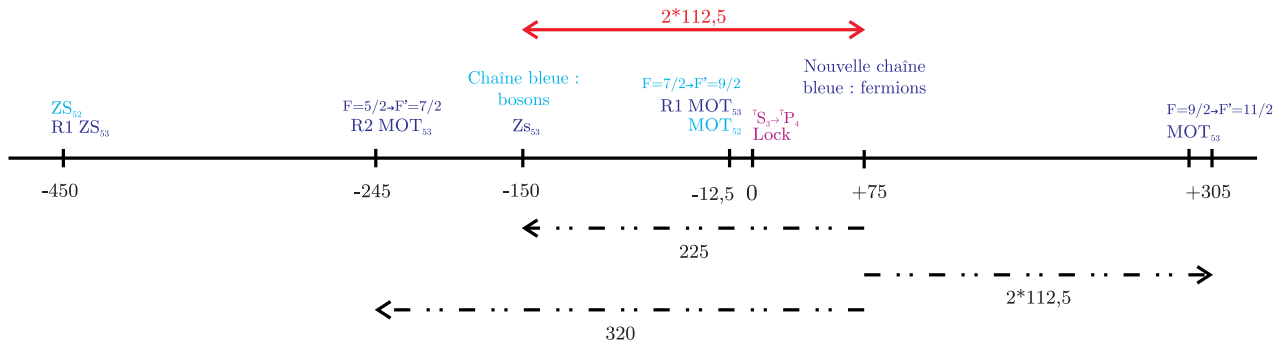


FIG. 2: Échelle des fréquences nécessaires au refroidissement des fermions et des bosons. En bleu clair, les fréquences utilisées pour refroidir le boson. En bleu sombre, celles nécessaires pour le fermion. En rouge, le décalage à imposer entre les deux lasers à 425 nm. En rose, la fréquence de référence, fixée comme 0 sur cette échelle.

On fixe arbitrairement à 0 sur cette échelle la fréquence correspondant à la transition atomique de piégeage pour le refroidissement du boson, on voit qu'il faut obtenir cinq fréquences pour refroidir le fermion : -450 MHz, -245 MHz, -150 MHz, -12,5 MHz et 305 MHz. Cependant, deux de ces fréquences correspondent assez bien

avec des fréquences déjà utilisées pour le refroidissement du boson. Il ne reste donc finalement plus que trois fréquences à produire. Vu le système optique choisi, la fréquence de la nouvelle chaîne bleue doit être décalée de 75 MHz par rapport à la référence, soit  $2 \times 112,5$  MHz par rapport au premier laser. La différence de fréquence entre les deux lasers Titane-Saphir devra donc être égale à 112,5 MHz.

## 2.2 Schéma du système laser et de l'optique infra-rouge

La nouvelle chaîne est située sur une table optique séparée de l'expérience actuellement en cours, nommée pour l'occasion « table fermion », puisqu'elle doit servir à l'expérience sur les fermions. Mon travail a principalement eu lieu sur cette table, où j'ai eu à installer un certain nombre d'éléments permettant le verrouillage en fréquence de la chaîne laser. J'ai essentiellement travaillé sur le faisceau issu du Titane-Saphir. Sur cette table, ma contribution au montage correspond à la zone encadrée sur la figure 3, qui montre le schéma global du montage.

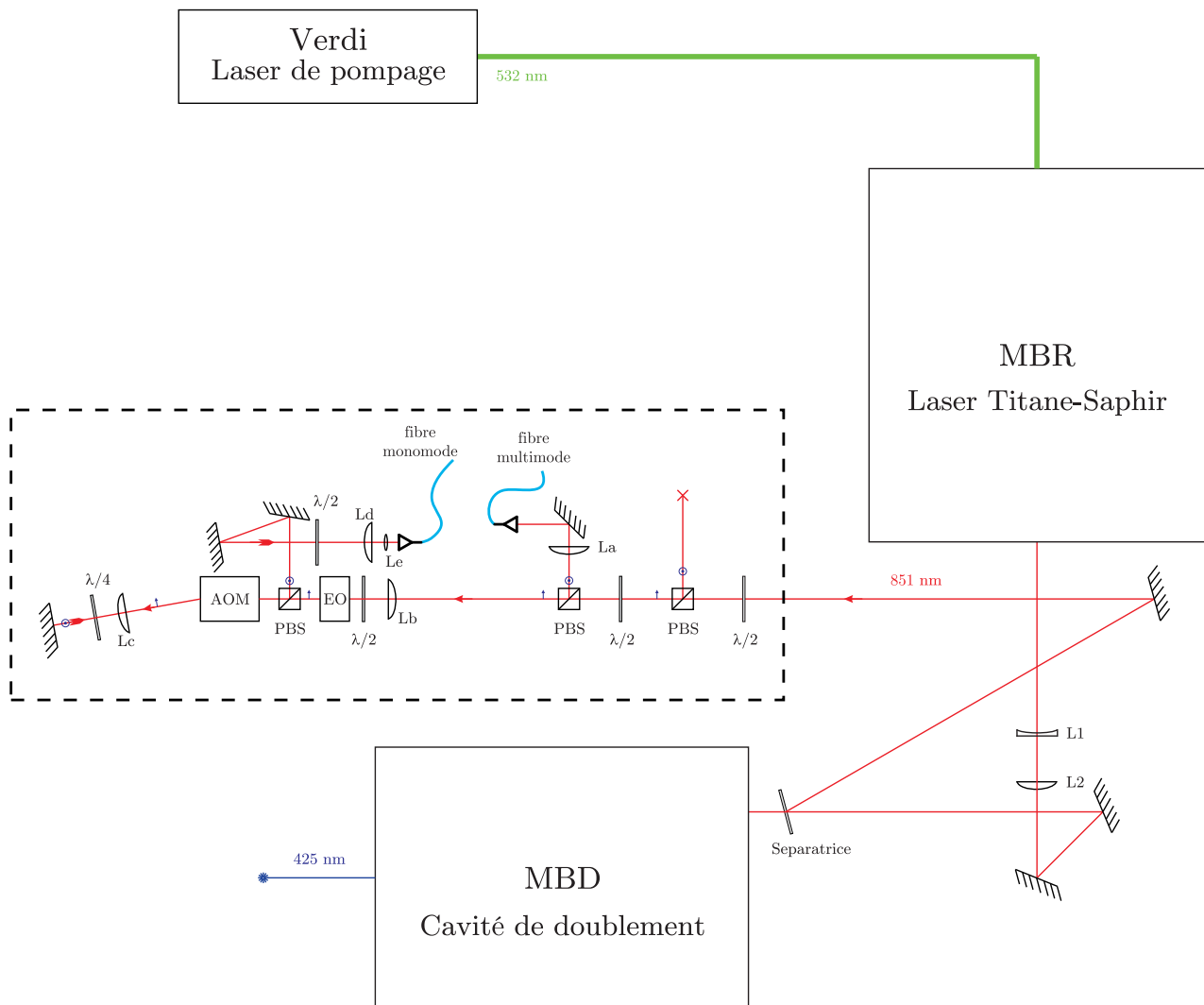


FIG. 3: Schéma actuel de la nouvelle chaîne bleue. Le faisceau infra-rouge a été colorié en rouge. AOM = Modulateur Acousto-Optique, EO = Modulateur Électro-Optique, PBS = *Polarisation Beam Splitter* (cube séparateur de polarisation). La à Le correspondent à des lentilles. Les différents éléments du montage sont détaillés dans la suite.

Les lentilles L1 et L2 forment un télescope, qui permet d'adapter le rayon du faisceau sortant du Titane-Saphir à la cavité de doublement de fréquence. La lame séparatrice est une lame qui réfléchit environ 3%, renvoyant une centaine de milliwatts dans le circuit sur lequel j'ai travaillé. La première lame  $\lambda/2$  et le cube polariseur qui suit permettent de faire varier l'intensité lumineuse de cette partie du montage.

## 2.3 Fonctionnement du laser Titane-Saphir

### 2.3.1 Présentation du laser

La source laser utilisée dans cette expérience est un laser Titane-Saphir<sup>1</sup> (de type *Monolithic Block Resonator*, noté MBR), pompé optiquement par un laser Verdi<sup>2</sup> à 532 nm. La figure 4 montre le schéma de fonctionnement donné par le constructeur :

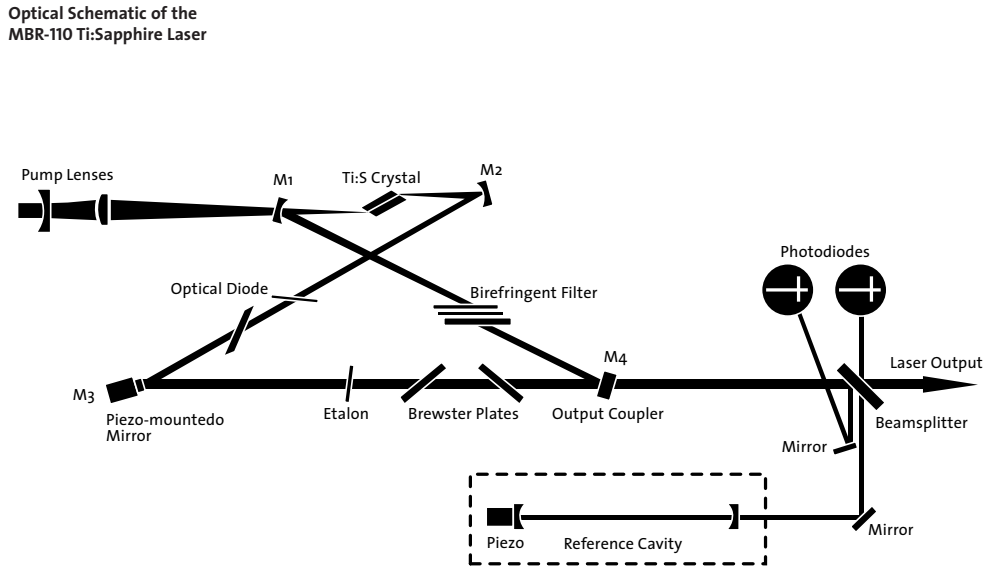


FIG. 4: Schéma constructeur du laser Titane-Saphire

Détaillons le rôle de chaque élément :

**Cristal de Saphir dopé au Titane** C'est l'élément du laser qui permet de réaliser l'inversion de population nécessaire à l'émission stimulée.

**Étalon mince** Il s'agit d'une lame mince (moins de 0,5 mm), dont l'orientation est modulée à 90 kHz grâce à des cales piézo-électriques. Il joue le rôle d'une cavité Fabry-Pérot très peu fine, et sélectionne un mode du laser. La modulation d'intensité engendrée permet d'obtenir un asservissement au maximum de transmission.

**Lames de Brewster** Ces deux lames de verre permettent de décaler la fréquence centrale du laser en changeant faiblement la longueur de la cavité laser ; elles permettent de balayer continûment la fréquence du laser.

**Filtre de Lyot (*Birefringent filter*)** Il s'agit d'un filtre qui permet un réglage grossier de la fréquence du Titane-Saphir.

**Diode optique** Elle permet d'imposer un sens de circulation à la lumière dans la cavité en anneau.

**Cavité interne** Elle permet un premier asservissement de la fréquence du laser, et elle réduit son bruit en fréquence. On détaille son fonctionnement en 2.3.2.

### 2.3.2 Cavité interne

Le MBR contient une cavité interne sur laquelle il est asservi. Il s'agit d'une cavité type Fabry-Pérot, avec un intervalle spectral libre de 750 MHz et une finesse<sup>3</sup> d'environ 25–50.

Cette cavité permet un premier asservissement en fréquence du laser ; cependant, la stabilité n'est pas suffisante pour les expériences menées. La figure 5 montre les variations de fréquence du MBR verrouillé uniquement sur sa cavité interne. Pour observer ces variations, on a procédé comme expliqué en 4.2.

<sup>1</sup>Modèle Ti:Sapphire MBR-110 de chez Coherent

<sup>2</sup>Modèle V-18 de chez Coherent

<sup>3</sup>D'après la documentation fournie par le constructeur.

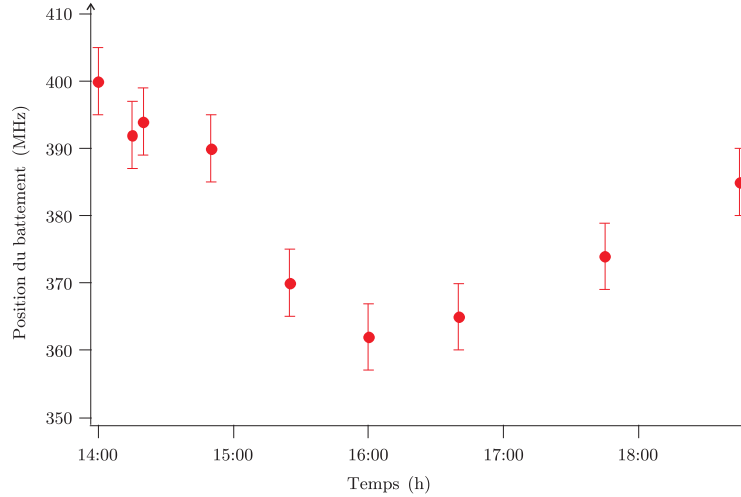


FIG. 5: Évolution de la fréquence du MBR sans asservissement externe.

Ces variations peuvent aller jusqu'à 40 MHz en quelques heures. Les expériences requièrent une meilleure stabilité en fréquence, car la largeur naturelle de la transition à 425 nm est de 5 MHz.

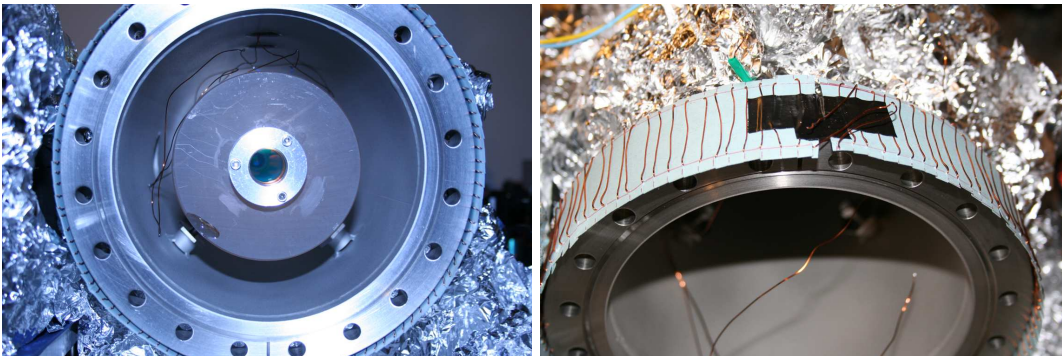
Il faut donc corriger les dérives lentes de cette cavité, ce que a fait en asservissant la cavité interne du MBR sur une cavité externe asservie en température.

## 2.4 Présentation de la cavité externe ultra-stable

L'équipe dispose d'une cavité ultra-stable, qui consiste en deux miroirs concaves identiques (de rayon de courbure 30 cm), maintenus sur un cylindre épais en verre ULE<sup>4</sup>. Ces deux miroirs étaient jusqu'à présent traités pour des lasers rouges (utilisés dans l'expérience dans les étapes venant après le MOT), mais ils ont été changés au début de ce stage pour d'autres miroirs, ayant une bande passante plus grande, ce qui permet d'utiliser la cavité pour des longueurs d'onde entre 630 nm et 900 nm.

L'ensemble est placé dans une chambre étanche, maintenue à une pression inférieure à  $10^{-6}$  mbar à l'aide d'une pompe ionique. La chambre est entourée de fils de cuivre permettant de la chauffer, pour la maintenir à température constante. L'ensemble est entouré de papier aluminium pour faciliter l'équilibre thermique, et est relié à un système d'asservissement en température. La stabilité de cette asservissement est de l'ordre du mK, mesurée avec la thermistance collée sur le barreau qui sert à l'asservissement. Cet asservissement permet de limiter les dilatations (déjà faibles) du barreau ULE, et donc de maintenir une distance bien définie entre les deux miroirs de la cavité.

Le dispositif de fixation des miroirs comprend un anneau de serrage (voir figure 6(c)) en acier Invar, qui a un faible coefficient d'expansion thermique. L'anneau est collé au barreau à l'aide d'une colle *Torr Seal* spécifique pour l'ultra-vide. Les miroirs sont maintenus appuyés au barreau ULE à l'aide d'une pièce de serrage, séparée de l'anneau en acier Invar par un joint.

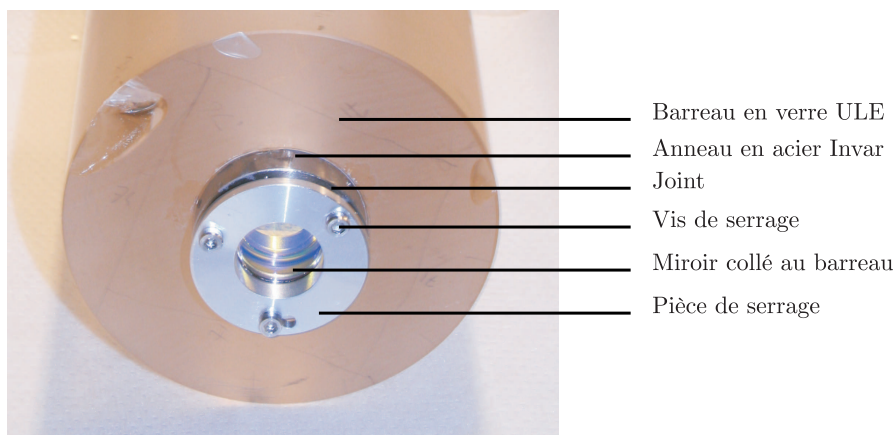


(a) Vue du barreau ULE dans la chambre à vide

(b) Vue du système de chauffage du barreau

<sup>4</sup> *Ultra Low Expansion*, dont le coefficient d'expansion thermique peut être aussi faible en théorie que  $10^{-10} \text{ K}^{-1}$





(c) Système de maintien des miroirs

FIG. 6: Vues de la cavité ultra-stable.

Cependant, on a observé une fois l'asservissement de la cavité remis en route après le changement des miroirs une dérive lente, qui indique une variation de la taille de la cavité, comme on le détaille en 5.1. Une piste pour expliquer le changement dû au remplacement des miroirs est que la colle utilisée pour fixer l'anneau en acier Invar était un peu vieille, ce qui rend l'ensemble moins rigide.

Malgré cela, les expériences sur les atomes restent réalisables : la dérive est suffisamment faible au cours d'une journée pour que les fréquences des faisceaux asservis sur cette cavité restent presque constantes à l'échelle du mégahertz.

## 2.5 Obtention d'un faisceau à 425,5 nm

Afin d'obtenir le laser bleu recherché, il faut diviser la longueur d'onde du Titane-Saphir par deux, ou doubler sa fréquence. Pour cela, on utilise une cavité de doublement (*Monolithic Block Doubler*<sup>5</sup>), résonante pour le laser infra-rouge, de sorte que l'intensité laser infra-rouge à l'intérieur de la cavité du MBD soit très importante. À l'intérieur, un cristal non linéaire de LBO<sup>6</sup> permet de réaliser le doublement de la fréquence.

Optical Schematic of the MBD-200 Resonant Frequency Doubler

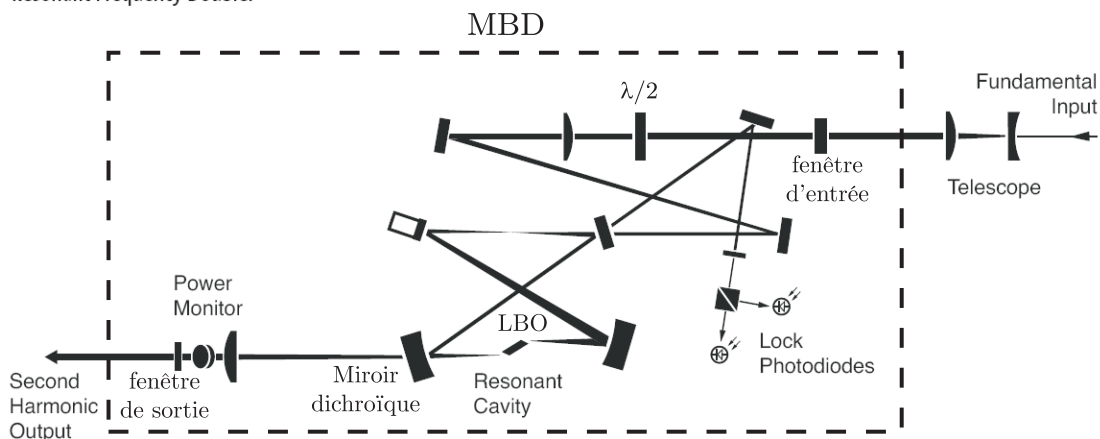


FIG. 7: Schéma donné par le constructeur de la cavité de doublement.

On a par ailleurs relevé l'évolution de la puissance fournie par le MBD en fonction de la puissance d'entrée (venant du MBR) sur la figure 8 :

<sup>5</sup>Modèle MBD-200, de chez Coherent.

<sup>6</sup>Lithium triborate  $\text{LiB}_3\text{O}_5$

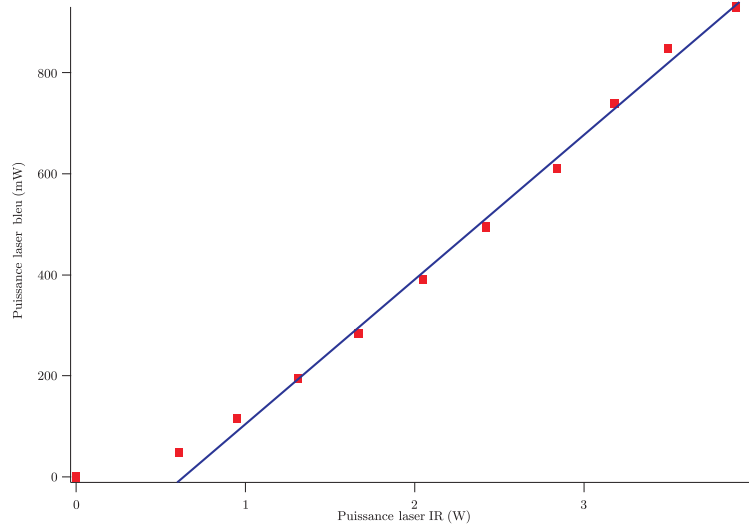


FIG. 8: Étalonnage de la puissance du MBD en fonction de la puissance du MBR. Il est prévu de travailler à 700 mW

### 3 Asservissement en fréquence du laser Titane-Saphir

#### 3.1 Principe de l'asservissement

Le principe général de la méthode mise en place pour garantir une stabilité en fréquence suffisante au laser Titane-Saphir (et donc au laser bleu par la suite) est de maintenir la cavité étalon interne à une longueur fixe. Pour cela, on peut comparer à tout instant la longueur de cette cavité à celle d'une autre cavité, plus stable : c'est le rôle de la cavité externe ultra-stable.

En pratique, la réflexion d'une partie du Titane-Saphir par la cavité externe permet d'obtenir un signal d'erreur comme expliqué en 3.4. Si la longueur de la cavité interne varie, le signal d'erreur sera non-nul, et le système d'asservissement pourra compenser cette dérive.

#### 3.2 Caractérisation optique de la cavité ultra-stable

##### 3.2.1 Montage

La cavité externe est utilisée par l'équipe depuis un an et demi, et elle est installée sur une table séparée de la chaîne laser sur laquelle j'ai travaillé. Il m'a donc fallu diriger vers cette table une partie du laser MBR. On a pour cela utilisé une fibre monomode à maintien de polarisation<sup>7</sup> qui permet de conserver la polarisation du faisceau. Par ailleurs, cette fibre ne laisse passer qu'un mode transverse du laser, ce qui permet d'obtenir un bon couplage avec les modes de la cavité ultra-stable.

Le couplage du faisceau dans la fibre optique s'est révélé particulièrement délicat. En effet, le diamètre à  $1/e^2$  du mode de la fibre vaut seulement  $5,3 \pm 1,0 \mu\text{m}$ , d'après le constructeur. Il a fallu utiliser des miroirs avec des vis de réglage différentielles, et on a dû choisir la lentille de couplage dans la fibre avec soin. Pour choisir les lentilles et leur position, j'ai effectué des calculs d'optique gaussienne. La lentille (asphérique) choisie (notée Le sur la figure 9), de focale 18,4 mm, est cependant assez petite. J'ai dû placer une lentille d'adaptation en amont (Ld sur la figure), pour adapter le rayon du faisceau à la lentille.

La présence d'une lame demi-onde est nécessaire pour optimiser la polarisation à l'entrée de la fibre ; en effet, par construction et pour maintenir la polarisation efficacement, la fibre n'est pas à symétrie cylindrique. Si la polarisation du faisceau est rectiligne suivant un des deux axes privilégiés de la fibre, l'état de polarisation en sortie de la fibre sera moins sensible aux variations des conditions extérieures (chauffage, par exemple), et sera quasiment rectiligne. L'orientation de la polarisation à l'entrée de la fibre est critique : il faut être précis au degré près.

On est arrivé à obtenir un taux de couplage de l'ordre de 50 %, à comparer au couplage maximal de l'ordre de 80 %. Cela s'explique par la forme du faisceau à l'entrée de la fibre. Après l'ensemble « EO + AOM », on a en effet pu observer que le faisceau était devenu elliptique. La puissance obtenue est toutefois largement suffisante.

<sup>7</sup>Modèle PM-780-HP

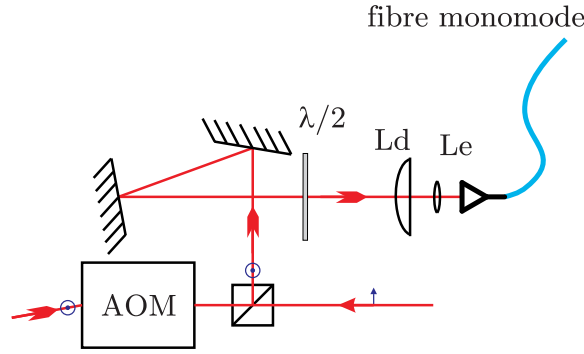


FIG. 9: Schéma de l'injection de la fibre optique.

La cavité étant initialement prévue pour des faisceaux rouges, il a été nécessaire d'introduire un miroir dichroïque, afin de mélanger le faisceau infra-rouge aux faisceaux rouges (voir figure 10). Un cube polariseur permet de séparer le faisceau réfléchi du faisceau incident (« circulateur optique »), grâce à la lame quart-d'onde placée à l'entrée de la cavité. Enfin, la photodiode rapide (sa bande passante est de plus de 50 MHz) permet de récupérer le signal utile à l'asservissement. La figure 10 présente le montage :

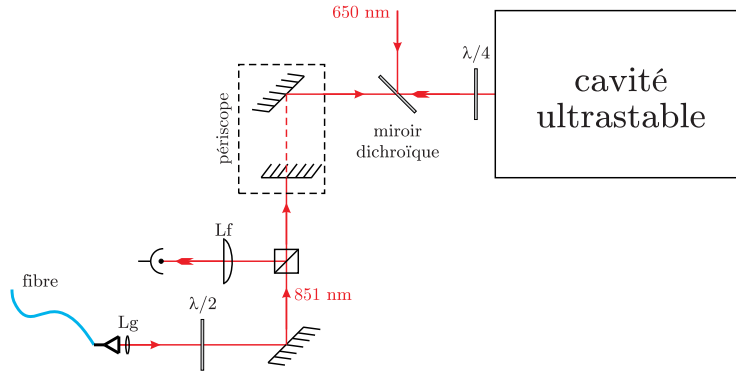


FIG. 10: Schéma de l'injection de la cavité ultra-stable de référence. Le faisceau en pointillés correspond à un faisceau « vers le haut ».  $L_g$  est la lentille de colimation en sortie de fibre,  $L_f$  permet de concentrer la lumière sur le détecteur, très petit.

### 3.2.2 Taille et finesse de la cavité ultra-stable

Comme déjà expliqué, il a été nécessaire de changer les miroirs de la cavité pour des miroirs à plus large bande, réfléchissant aussi bien dans l'infra-rouge que dans le rouge. Afin de caractériser la cavité obtenue, on a mesuré sa finesse. Pour cela, on a enregistré le signal en transmission, et mesuré l'intervalle spectral libre et la largeur des pics à mi-hauteur.

Selon la façon dont le faisceau est injecté dans la cavité — qui est quasiment confocale —, on a des pics de transmission séparés d'un intervalle spectral libre ou d'un demi intervalle spectral libre. Dans le premier cas, l'intervalle spectral libre vaut  $c/2L$ , et  $c/4L$  dans le second cas, correspondant à une cavité mal injectée (faisceau hors d'axe).

Pour mesurer la finesse, on s'est placé dans le cas  $c/2L$ . On a observé des pics non tout à fait symétriques, à cause d'un écart à la confocalité. Cela n'affecte pas la mesure de l'intervalle spectral libre, mais gêne la détermination de la largeur à mi-hauteur. Aussi, afin de mesurer la finesse théorique, on a ajusté la partie « raide » de la courbe expérimentale par la courbe théorique correspondant aux pics de Fabry-Pérot, avec une courbe de la forme :

$$T(x) = \frac{A}{1 + F \cdot \sin(\alpha(x - x_0))^2} + B \quad (1)$$

$A, B, x_0, F$  et  $\alpha$  étant des paramètres d'ajustement. On obtient une finesse d'environ 70. Cette estimation est pessimiste, en effet, pour une cavité parfaitement confocale, l'amplitude des pics de transmission serait plus importante. La largeur à mi-hauteur diminuerait, faisant alors augmenter la finesse.

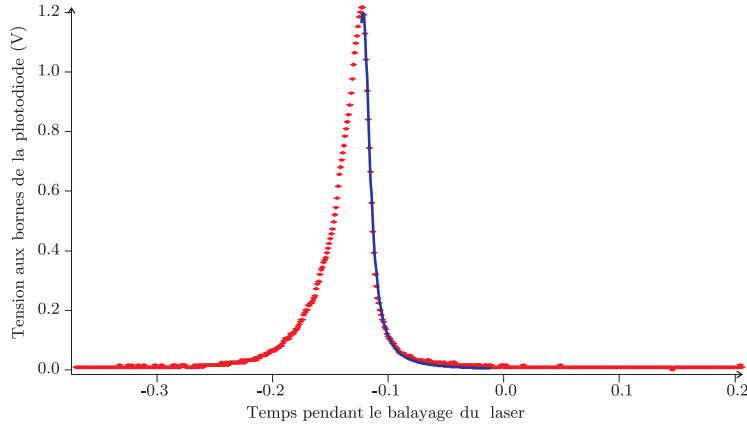


FIG. 11: « Fit » d'un pic de transmission de la cavité ultra-stable. En rouge, les données ; en bleu le fit.

Une finesse de 70 correspond à des miroirs ayant un coefficient de réflexion en puissance  $R \simeq 0,956$ , alors que la valeur demandée était  $R = 0,985$ . Cependant, on verra que cela a été suffisant pour permettre un asservissement correct.

J'ai également pu mesurer précisément la longueur de la cavité Fabry-Pérot. En effet, comme l'intervalle spectral libre vaut  $\frac{c}{2L}$ , mesurer l'intervalle spectral libre revient à mesurer la longueur de la cavité. L'intervalle spectral libre vaut 498,6 MHz, ce qui correspond à une longueur  $L = 30,06$  cm. Si on prend en compte la concavité des miroirs de la cavité, la longueur de la cavité est rallongée de 0,5 mm. Cette mesure est cohérente avec la mesure au pied à coulisse de la longueur du barreau, qui vaut  $300,0 \pm 0,1$  mm.

### 3.3 Modulation en phase par le modulateur électro-optique

Pour réaliser l'asservissement de la cavité étalon du MBR, on utilise la méthode de Pound-Drever-Hall. Cette méthode consiste à moduler en phase (à la pulsation  $\Omega$ ) un laser (de pulsation  $\omega$ ), et à récupérer le signal en réflexion d'une cavité Fabry-Pérot à l'aide d'une photodiode rapide. On peut montrer qu'une modulation en phase revient, dans le cas d'un faible taux de modulation, à faire apparaître des bandes latérales dans le spectre du laser, à  $\omega + \Omega$  et  $\omega - \Omega$ . En effet, pour un taux de modulation  $\beta$  donné, le champ électrique du laser modulé en phase s'écrit :

$$\frac{E(t)}{E_0} = e^{j(\omega t + \beta \cos(\Omega t))} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (j)^n J_n(\beta) e^{j(\omega + n\Omega)t} \underset{\beta \ll 1}{\simeq} J_0(\beta) e^{j\omega t} + jJ_1(\beta) \left( e^{j(\omega + \Omega)t} - e^{j(\omega - \Omega)t} \right) \quad (2)$$

où les  $J_n$  sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre  $n$ .

En pratique, on a utilisé un modulateur électro-optique<sup>8</sup> (EO), avec une fréquence de modulation d'environ 20 MHz. Pour mesurer le taux de modulation de l'EO, on a regardé le signal en transmission d'une cavité Fabry-Pérot « externe », réalisée avec deux miroirs identiques à ceux utilisés pour la cavité.

Si  $t(\omega)$  est le coefficient de transmission en amplitude de la cavité, le champ électrique du laser modulé transmis par la cavité s'écrit :

$$\frac{E_t}{E_0} = J_0(\beta) t(\omega) e^{j\omega t} + jJ_1(\beta) \left( t(\omega + \Omega) e^{j(\omega + \Omega)t} - t(\omega - \Omega) e^{j(\omega - \Omega)t} \right) \quad (3)$$

On peut voir sur la figure 12 des pics de transmission obtenus :

<sup>8</sup>Modèle EO-PM-R-C20, résonnant à 20 MHz

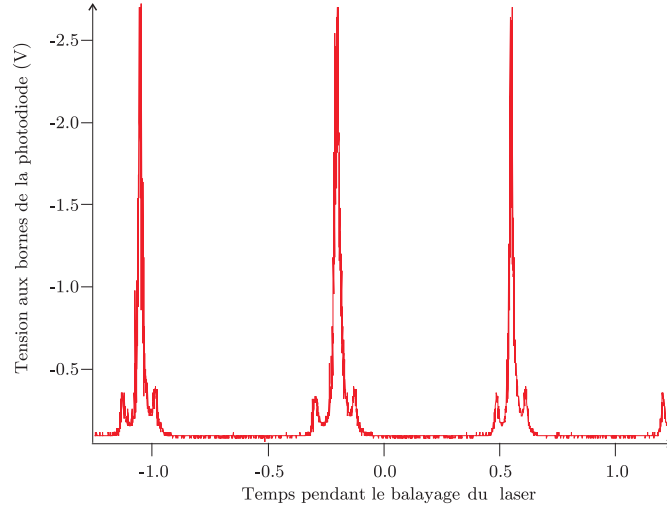


FIG. 12: Signal en transmission par la cavité du laser modulé en phase. On a des bandes latérales autour de chaque pic de transmission.

La comparaison entre les hauteurs du pic principal et des pics « secondaires » donne  $\left(\frac{J_1(\beta)}{J_0(\beta)}\right)^2 = 0,1$ , ce qui correspond à un taux de modulation de  $\beta \simeq 0,6$ . Ce taux de modulation est largement suffisant pour réaliser l'asservissement.

### 3.4 Forme du signal Pound-Drever-Hall

Si la cavité est suffisamment fine, les bandes latérales ne seront pas transmises. On utilise donc le signal en réflexion pour réaliser l'asservissement. Afin de déterminer le signal qui permettra d'obtenir un signal d'erreur pour asservir le Titane-Saphir, nous allons nous intéresser au coefficient de réflexion en amplitude de la cavité Fabry-Pérot.

Il est donné par la formule (4) :

$$r_{cav}(\omega) = \frac{r \left( e^{j \frac{\omega}{2\Delta\nu}} - 1 \right)}{1 - r^2 e^{j \frac{\omega}{\Delta\nu}}} \quad (4)$$

où  $r$  est le coefficient de réflexion en amplitude des miroirs et  $\Delta\nu$  l'intervalle spectral libre de la cavité.

On trace sur la figure 13 la partie imaginaire de cette fonction. Elle a une forme dispersive.

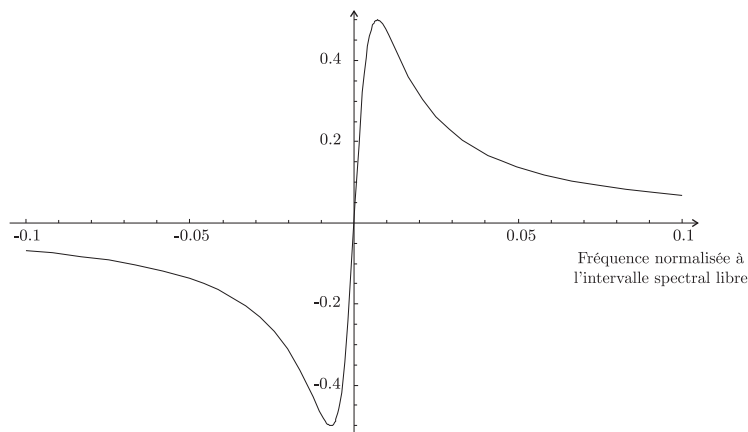


FIG. 13: Partie imaginaire du coefficient de réflexion de la cavité Fabry-Pérot, l'axe des abscisses est une fréquence normalisée à l'intervalle spectral libre. On a une forme dispersive typique.

Quand on envoie le laser modulé en phase (équation (3)), l'amplitude réfléchiée contient trois fréquences optiques :

$$\frac{E_r}{E_0} = J_0(\beta) r_{cav}(\omega) e^{j\omega t} + j J_1(\beta) \left( r_{cav}(\omega + \Omega) e^{j(\omega + \Omega)t} - r_{cav}(\omega - \Omega) e^{j(\omega - \Omega)t} \right) \quad (5)$$

Ces composantes de fréquence se mélangent, et en détectant le signal correspondant sur un temps court devant  $\frac{1}{\Omega}$ , mais long devant  $\frac{1}{\omega}$ , on détecte trois composantes : une composante continue, une composante à  $\Omega$ , et une composante à  $2\Omega$ . Par ailleurs, on utilise le signal en réflexion, puisque si la cavité est suffisamment fine, les bandes latérales ne seront pas du tout transmises, même au voisinage du pic de transmission, et le signal sera très affaibli.

On détecte une intensité, donc un signal du type  $E_r E_r^*$ , et en faisant une détection synchrone à  $\Omega$ , on ne garde que la composante à cette fréquence, qui s'écrit :

$$I_\Omega = 2 \cos(\Omega t) J_0(\beta) J_1(\beta) \text{Im} [r_{cav}(\omega) r_{cav}^*(\omega + \Omega) - r_{cav}^*(\omega) r_{cav}(\omega - \Omega)] \\ + 2 \sin(\Omega t) J_0(\beta) J_1(\beta) \text{Re} [r_{cav}(\omega) r_{cav}^*(\omega + \Omega) - r_{cav}^*(\omega) r_{cav}(\omega - \Omega)] \quad (6)$$

La partie imaginaire de la fonction de transfert en réflexion de la cavité ayant une forme dispersive<sup>9</sup>, on s'en sert comme signal d'erreur. En jouant sur la phase du signal de référence, on peut détecter la seule composante en  $\cos(\Omega t)$  du signal, et obtenir le signal Pound-Drever-Hall. On a tracé le signal Pound-Drever-Hall théorique pour la cavité utilisée (de finesse 71), pour une fréquence de modulation  $\Omega = 20$  MHz :

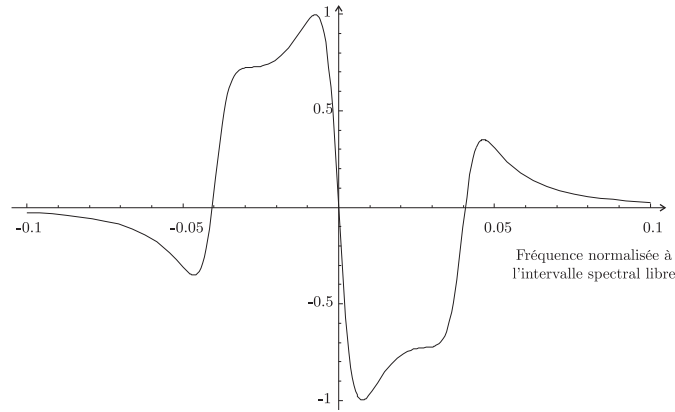


FIG. 14: Signal Pound-Drever-Hall théorique pour une fréquence de modulation de 20 MHz et une finesse de cavité de 71. En abscisse, le décalage en fréquence par rapport au pic de transmission de la cavité.

Par comparaison, on a enregistré le signal Pound-Drever-Hall expérimental suivant :

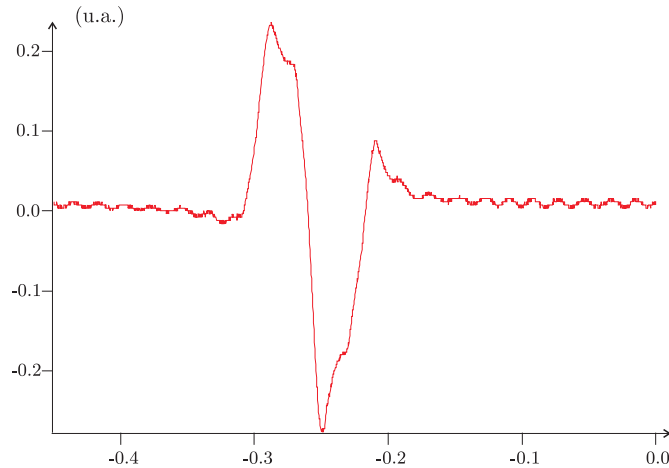


FIG. 15: Signal Pound-Drever-Hall expérimental.

Le signal expérimental ressemble aux prévisions théoriques : les écarts à la théorie peuvent être dus à la dissymétrie du pic de Fabry-Pérot et aux défauts de l'électronique. On a pu par ailleurs observer que le changement de signe du signal Pound-Drever-Hall se fait bien au maximum du pic de Fabry-Pérot correspondant, comme on s'y attend :

<sup>9</sup>cf. FIG.13

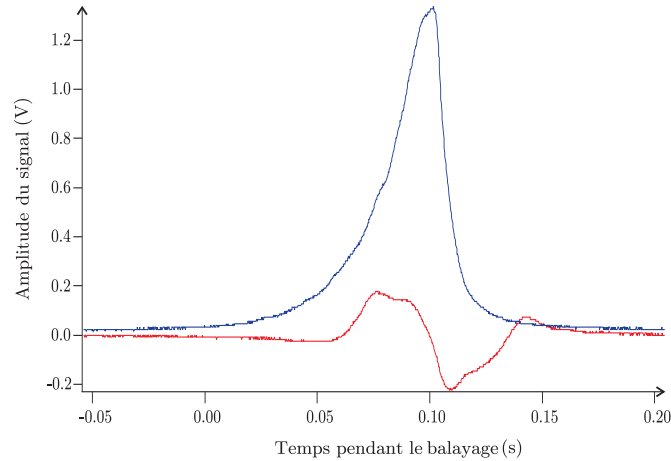


FIG. 16: En rouge, le signal Pound-Drever-Hall. En bleu, le pic de transmission de la cavité Fabry-Pérot

### 3.5 Réalisation de l'asservissement

Pour réaliser l'asservissement, le signal Pound-Drever-Hall seul est insuffisant : les dérives lentes ne pourront être compensées. On utilise pour pallier ce problème un système Proportionnel-Intégrateur, qui consiste à intégrer le signal, et à sommer ce signal avec le signal Pound-Drever-Hall de départ. Le signal ainsi obtenu est envoyé sur le système électronique du MBR.

La longueur de la cavité interne peut être corrigée à l'aide de cales piézo-électriques. Si la cavité se dilate, le signal d'erreur du système Pound-Drever-Hall sera non-nul, et il agira sur les cales piézo-électriques pour compenser cette dérive en rapprochant l'un de l'autre les miroirs de la cavité.

### 3.6 Performance de l'asservissement

On a étudié la stabilité en fréquence du laser une fois l'asservissement en fréquence réalisé. En faisant l'approximation qu'autour d'un pic le signal Pound-Drever-Hall est linéaire, on a pu quantifier la performance de l'asservissement. Une fois le laser verrouillé sur un pic, on a mesuré le bruit du signal Pound-Drever-Hall dont l'amplitude vaut environ 3 mV. En mesurant la pente autour de 0 du signal Pound-Drever-Hall, on peut déduire le bruit en fréquence sur le laser.

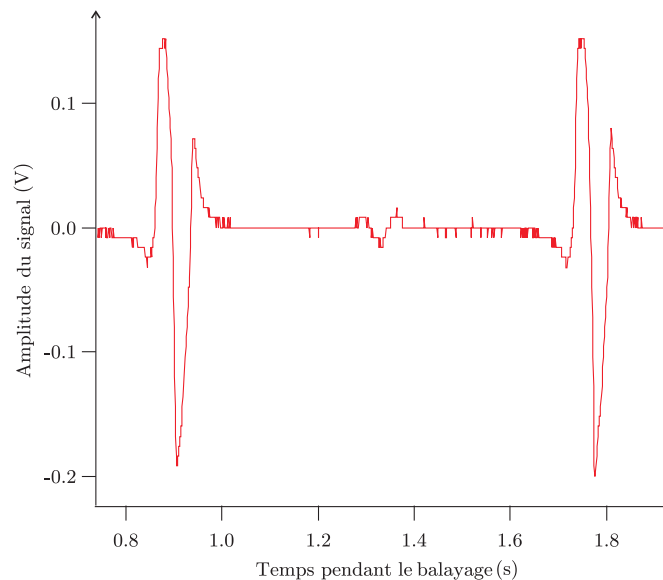


FIG. 17: Signal Pound-Drever-Hall expérimental correspondant à plusieurs pics de Fabry-Pérot.

En s'aidant du graphe 17 montrant le signal Pound-Drever-Hall correspondant à plusieurs pics, on a pu étalonner la pente qui vaut environ 23,9 mV/MHz. Comme le bruit est de l'ordre de 3 mV, la fréquence du laser varie dans un intervalle de 125 kHz.

## 4 Réglage de la fréquence du laser Titane-Saphir

### 4.1 Principe de la mesure de fréquence

Afin de réaliser un réglage grossier de la fréquence du laser Titane-Saphir, on utilise un lambda-mètre pour regarder la fréquence, comme expliqué en 4.3.1.

Si ce premier réglage du MBR permet d'obtenir la fréquence désirée à un intervalle spectral libre près, il décaler continûment en fréquence le laser, ce qui est possible en utilisant un modulateur acousto-optique (AOM). En effet, on cherche à obtenir un faisceau à une fréquence utile pour l'expérience, qui ne correspond pas nécessairement à un pic de la cavité de référence.

Afin de fixer la de fréquence à la valeur qui convient aux expériences prévues, il faut disposer d'une référence absolue de fréquence. Pour cela, on fait *battre* deux faisceaux ensemble en les superposant sur une photodiode rapide : l'un des deux est celui qui vient de la nouvelle chaîne, et l'autre est issu du laser Titane-Saphir, actuellement utilisé par l'équipe pour le boson et qui est référencé sur la transition atomique du chrome (voir figure 1). Ce battement des deux faisceaux permettra de fixer la différence de leur fréquence à la valeur désirée<sup>10</sup>, soit 112,5 MHz.

Remarque : Dans l'expérience sur les bosons, le laser Titane-Saphir est doublé en fréquence, et c'est le faisceau bleu qui est asservi sur un signal atomique. La fréquence du MBR est donc indirectement référencée sur le chrome.

### 4.2 Réalisation expérimentale du battement

Pour obtenir le battement, il a été ici nécessaire de faire passer un faisceau dans une fibre optique afin de l'amener vers la table optique principale, où se trouve l'autre Titane-Saphir. Cependant, il n'a pas été nécessaire d'utiliser une fibre monomode à maintien de polarisation. L'utilisation d'une fibre multimode a amplement facilité l'injection du faisceau dans la fibre, puisque le cœur mesure environ 50  $\mu\text{m}$  de diamètre.

Cependant, il a fallu tenir compte des autres éléments et faisceaux lasers présents sur la table, dont certains extrêmement sensibles; trouver un montage peu encombrant et facile à régler s'est avéré important. La figure 18 montre le schéma du montage.

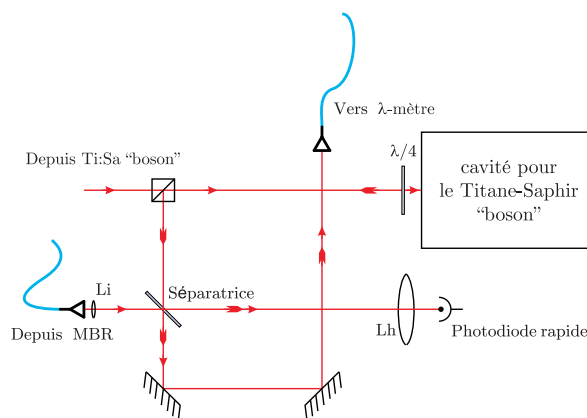


FIG. 18: Schéma du montage pour le battement. On a profité de la présence du coupleur du lambda-mètre sur la table pour mesurer aussi la longueur d'onde.

<sup>10</sup>Cf. 2.1



## 4.3 Procédure de réglage de la fréquence

### 4.3.1 Mesure au lambda-mètre

Comme on le voit sur la figure 18, on a profité de la présence d'un lambda-mètre sur la table optique pour mesurer la fréquence du MBR, afin de choisir le pic de la cavité ultra-stable le plus proche de la fréquence qui nous intéresse.

Le lambda-mètre est un appareil qui permet de mesurer la longueur d'onde d'un faisceau laser, on s'en sert donc pour déterminer la fréquence du MBR lors de son utilisation.

La précision de l'appareil employé par l'équipe est d'un picomètre, ce qui correspond en fréquence (à 851 nm) à 415 MHz, tandis que l'intervalle spectral libre de la cavité ultra-stable est d'environ 500 MHz. Deux fréquences de résonance successives de la cavité « apparaissent » à des longueurs d'onde différentes sur le lambda-mètre ; on peut donc choisir le « bon » pic de Fabry-Pérot à l'aide de cette mesure, c'est à dire celui le plus proche de la fréquence de la transition atomique.

### 4.3.2 Le modulateur acousto-optique : un décaleur de fréquence

**Fonctionnement de l'AOM** Pour modifier la fréquence d'un faisceau, on utilise un modulateur acousto-optique (AOM), aussi appelé cellule de Bragg. La cellule utilise un oscillateur piézo-électrique. Un signal électrique à une fréquence radio (RF) est créé par un VCO<sup>11</sup>, puis amplifié, et met le piézo-électrique en mouvement, qui va créer une onde (mécanique) dans le matériau composant la cellule. L'indice du matériau devient alors périodique et forme un « réseau », ce qui permet d'introduire plusieurs effets intéressants :

**Diffraction type Bragg** À cause de la structure périodique, le matériau va diffracter le faisceau, pour laisser apparaître différents ordres de diffractions, l'angle de diffraction  $\theta_m$  de l'ordre  $m$  du faisceau dépendant de la fréquence de la RF d'entrée :  $\sin \theta_m = \frac{m\lambda}{2\Lambda}$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière et  $\Lambda$  la longueur d'onde de l'onde acoustique.

**Décalage en fréquence** Le réseau diffractant étant mobile, la fréquence va être décalée selon l'ordre de diffraction. Le décalage en fréquence sera de  $mF$ , avec  $F$  la fréquence de la RF (et donc de l'onde mécanique). Le modèle utilisé permet, pour le premier ordre, d'atteindre des décalages de l'ordre de  $350 \pm 75$  MHz. Pour le montage, on a utilisé seulement l'ordre  $-1$ .

**Contrôle en intensité** La puissance de la RF fixe l'intensité dans un ordre de diffraction donné.

**Particularité du montage en double passage** En plus d'un décalage de fréquence recherché, l'AOM introduit donc un décalage angulaire entre les différents ordres du faisceau diffracté. Ce décalage peut devenir source de dérangements si jamais la fréquence de la RF est modifiée : l'angle de diffraction sera modifié ; il faut s'en affranchir pour éviter de devoir réaligner le montage à chaque changement de fréquence. On a déjà souligné que le couplage du faisceau dans la fibre monomode est très sensible.

On a pour cela mis en place un système assez couramment utilisé, appelé « double passage » (figure 19, qui consiste à faire passer deux fois le faisceau diffracté par l'AOM. Ainsi, au « retour », le même chemin est emprunté, et un changement de fréquence RF n'influe plus sur la direction du faisceau après le double passage.

Il faut pour cela mettre une lentille à la distance focale du point de focalisation, positionné sur le cristal de l'AOM. Pour obtenir une bonne efficacité au retour, le miroir doit également être mis à la distance focale de la lentille, afin de retrouver la focalisation du faisceau sur l'AOM.

La lame quart d'onde permet de tourner la polarisation, et donc de séparer le faisceau « retour » lors du passage par le cube polariseur.

Un dernier avantage de ce montage vient directement du fait que le faisceau passe deux fois par l'AOM : le décalage en fréquence est ainsi deux fois plus important.

<sup>11</sup> Voltage Controlled Oscillator

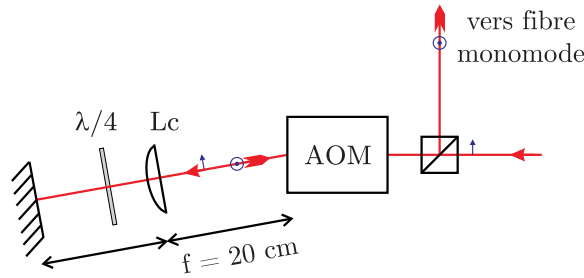


FIG. 19: Schéma du montage du double passage. La polarisation dans le plan du dessin correspond au faisceau incident, et la polarisation orthogonale au plan correspond au faisceau réfléchi.

## 5 Exploitation du battement

### 5.1 Dérive de la cavité

Théoriquement, une fois les deux lasers lockés, il ne devrait plus y avoir la moindre dérive du pic de battement. En effet, un des deux lasers est verrouillé sur une transition atomique du chrome (qui ne change pas d'un jour à l'autre), et le second est asservi sur une cavité ultra-stable dont la longueur est fixe. La fréquence de chaque laser est alors en théorie bien définie et fixe.

Cependant, en se positionnant chaque jour sur le même pic de battement, on a pu observer qu'il dérivait lentement, la fréquence du battement variant d'un jour sur l'autre d'environ 6 MHz, passant initialement de 532 MHz (le 22 juin) à environ 678,9 MHz le 8 juillet.

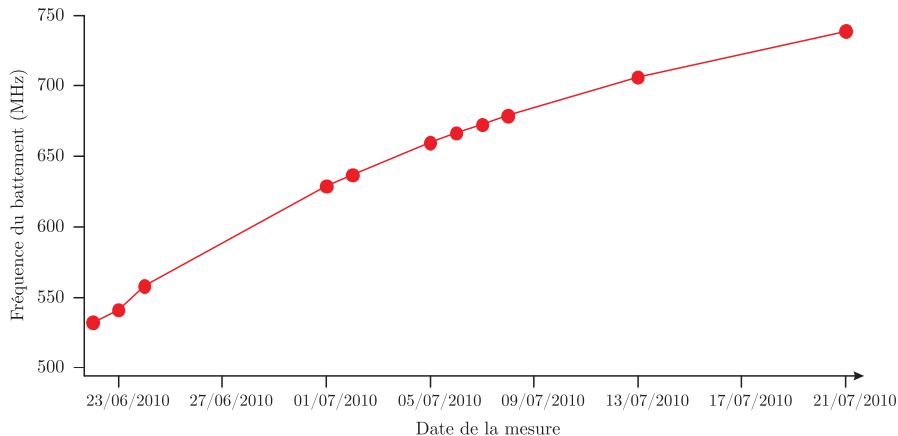


FIG. 20: Dérive de la cavité ultra-stable au cours du temps. On a observé une variation d'environ 6 MHz sur 24 h.

D'un jour à l'autre, on observe que la fréquence du battement augmente, et on mesure que la longueur d'onde du MBR est supérieure à celle de l'autre Titane-Saphir (la fréquence est donc inférieure). La fréquence du MBR, asservi sur le même pic de la cavité, diminue donc d'un jour sur l'autre.

Comme la fréquence du laser dans la cavité vaut  $\nu_{\text{laser cavité}} = \nu_{\text{MBR}} + \Delta\nu_{\text{AOM}}$ , et que lors des différentes observations, on gardait  $\Delta\nu_{\text{AOM}}$  constante, on peut en déduire que la fréquence du laser résonant dans la cavité diminue au cours du temps. La longueur de la cavité « ultra-stable » valant un nombre entier de fois  $\frac{\lambda_{\text{laser cavité}}}{2}$ , on en déduit que comme  $\lambda_{\text{laser cavité}}$  augmente, la longueur de la cavité augmente.

Ainsi, le décalage de 6 MHz observé correspond à un allongement de la cavité d'environ 5 nm par jour.

Avant le changement des miroirs, l'équipe n'observait pas cette dérive, et la cavité était réellement « ultra » stable. Cette perte de stabilité peut s'expliquer par l'emploi d'une colle un peu vieille lors de la fixation des miroirs (voir 2.4). Cependant, la stabilité actuelle est tout à fait suffisante pour réaliser les expériences sur les atomes de chrome : sur une journée de manipulation, les fréquences seront suffisamment stables.

## 5.2 Estimation du bruit de fréquence des Titane-Saphir

Il est important de noter ici qu'un laser n'est jamais exactement une source parfaitement monochromatique. D'une part, la largeur de raie n'est pas strictement nulle (on va la noter  $\Delta f$ ), et la fréquence centrale de la raie peut légèrement varier au cours du temps :  $f(t) = f_0 + \delta f(t)$ , ce qui traduit un bruit de fréquence.

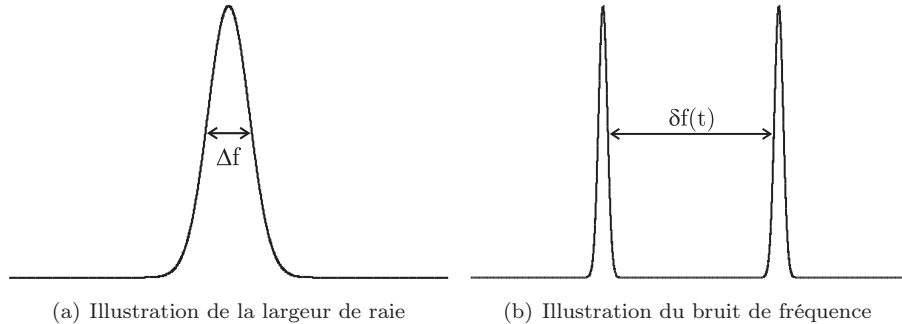


FIG. 21: Écarts à la monochromaticité d'un laser.

Selon les valeurs de  $\Delta f$  et de  $\delta f(t)$ , le signal en réflexion de la cavité sera différent. Si par exemple,  $\Delta f < \Delta f_{pic}$  (c'est-à-dire si la largeur de raie est plus petite que la largeur du pic de la cavité) et que  $\delta f(t) \simeq 0$ , on peut observer des pics de réflexion ayant la finesse prévue quand on balaye le laser en fréquence ; et quand on se place à mi-hauteur d'un pic de réflexion, le signal devrait être constant.

Si en revanche, la largeur de raie est trop grande, il devrait être impossible d'observer des pics en réflexion. Expérimentalement, on a pu observer des pics fins, ce qui permet de dire que  $\Delta f < \Delta f_{pic} \simeq 7$  MHz. Cependant, on observe un signal bruité, lorsqu'on se place à mi-hauteur d'un pic. Cela s'explique par le bruit de fréquence du laser. Connaissant l'amplitude de ce bruit, on peut en déduire le bruit de fréquence avec une méthode similaire à celle employée en 3.6 : on détermine la pente d'un pic de réflexion, ce qui donne une relation entre l'amplitude du bruit mesure et l'amplitude du bruit de fréquence du laser.

On obtient une valeur du bruit de fréquence de l'ordre de 40 kHz, mais la photodiode étant munie d'un filtre passe-bas de fréquence de coupure de 10 kHz, les hautes fréquences ont été filtrées et cette estimation est optimiste.

Lors du battement de deux lasers, on observe un pic d'une largeur de l'ordre de la largeur de raie du battement ( $\sqrt{\Delta f_{MBR}^2 + \Delta f_{Ti:Saf}^2}$ ), mais le pic n'a pas une fréquence bien déterminée à cause du bruit de fréquence des deux lasers.

Lors de l'observation du battement à l'analyseur de spectre, on a observé un signal dont la position et la largeur varient au cours du temps, comme attendu dans le cas où le bruit de fréquence est important et se fait sur une échelle de temps plus rapide que la durée d'enregistrement. Voici deux enregistrement réalisés sur 10 ms (enregistrement le plus rapide de l'analyseur de spectre), correspondant à signal fin observé, et au signal le plus large :

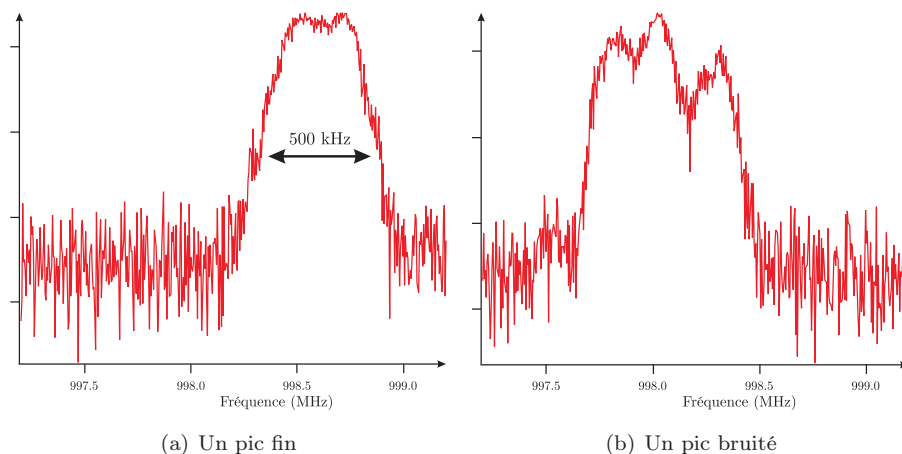


FIG. 22: Deux formes de pic pour le signal de battement.

De la première figure, on peut déduire que la largeur du pic de battement est inférieure à 500 kHz (certaines mesures donnaient une largeur inférieure à 300 kHz). La figure de droite montre que l'amplitude du bruit de fréquence peut atteindre environ 800 kHz, que l'on interprète comme le bruit de fréquence du Titane-Saphir « boson ».

## 6 Conclusion

Au cours de ces deux mois de stage, l'objectif principal a pu être atteint : le nouveau laser Titane-Saphir a été verrouillé en fréquence, et il est possible de travailler à une fréquence bien déterminée. La dérive lente n'empêche en aucun cas les expériences sur le chrome.

Ce stage m'a permis de mieux comprendre certains aspects des cours suivis l'année passée, et d'en découvrir d'autres, comme la notion d'asservissement et sa mise en place. J'ai également pu voir ce qu'était un faisceau gaussien « en pratique », et j'ai pu prendre en main plus efficacement certains outils, comme l'analyseur de spectre.

Pendant ces deux mois, j'ai ainsi eu l'occasion de réaliser réellement ce qu'est la physique expérimentale dans un laboratoire de recherche, et j'ai pu découvrir la vie d'une équipe au sein de ce laboratoire. J'ai pu suivre les différents séminaires et réunions bibliographiques du laboratoire, et j'ai pu entrevoir la façon dont une expérience est mise sur pied, ainsi que les liens entre l'expérience et la théorie.

## Remerciements

Je tiens à remercier les membres du Laboratoire de Physique des Lasers pour leur accueil ; et plus particulièrement l'ensemble de l'équipe Atomes Froids pour m'avoir permis de faire ce stage. Je remercie en particulier Étienne Maréchal et Laurent Vernac pour m'avoir encadré et fait découvrir une approche de la physique différente de celle que l'on a en cours.

## Références

- [1] R. Chicireanu, A. Pouderous, R. Barbe, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J. Keller, and O. Gorceix, "Simultaneous magneto-optical trapping of bosonic and fermionic chromium atoms," *Physical Review A*, vol. 73, no. 5, 2006.
- [2] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J. Keller, and O. Gorceix, "All-optical production of chromium Bose-Einstein condensates," *Physical Review A*, vol. 77, no. 6, 2008.
- [3] Q. Beaufils, A. Crubellier, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, É. Maréchal, L. Vernac, and O. Gorceix, "Radio-frequency association of molecules: an assisted Feshbach resonance," *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, vol. 56, no. 1, pp. 99–104, 2010.
- [4] Q. Beaufils, A. Crubellier, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, and O. Gorceix, "Feshbach resonance in d-wave collisions," *Physical Review A*, vol. 79, no. 3, 2009.
- [5] G. Bismut, B. Pasquiou, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, and B. Laburthe-Tolra, "Collective excitations of a dipolar bose-einstein condensate," *Physical Review Letter (accepted)*, May 2010.
- [6] Q. Beaufils, T. Zanon, R. Chicireanu, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, J. Keller, and O. Gorceix, "Radio-frequency-induced ground-state degeneracy in a Bose-Einstein condensate of chromium atoms," *Physical Review A*, vol. 78, no. 5, p. 51603, 2008.
- [7] B. Pasquiou, G. Bismut, Q. Beaufils, A. Crubellier, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, and B. Laburthe-Tolra, "Control of dipolar relaxation in external fields," *Physical Review A: Atomic, Molecular and Optical Physics Phys Rev A*, vol. 81, 2010.
- [8] G. Bismut, B. Pasquiou, D. Ciampini, B. Laburthe-Tolra, E. Maréchal, L. Vernac, and O. Gorceix, "Optimized loading of an optical dipole trap for the production of Chromium BECs," *Applied Physics B: Laser and Optics (accepted)*, 2010.
- [9] H. Kogelnik and T. Li, "Laser Beams and Resonators," *Appl. Opt.*, vol. 5, pp. 1550–1567, October 1966.
- [10] E. Black, "Notes on Pound-Drever-Hall Technique," tech. rep., April 1998.

## A Bruit de fréquence et battement du MBR avec lui-même

Afin de vérifier que le bruit de fréquence est bien la raison de l'élargissement du pic de battement, on a voulu observer un battement en s'en affranchissant. Pour cela, on a réalisé le montage de la figure 23 ; le MBR battant avec lui-même, l'effet du bruit de fréquence devrait être annulé, et on devrait observer un pic très fin à la fréquence de la RF, soit environ 350 MHz. On a utilisé un faisceau avant son passage par l'AOM, et détourné un faisceau qui servait au verrouillage sur la cavité ultra-stable en rajoutant un miroir.

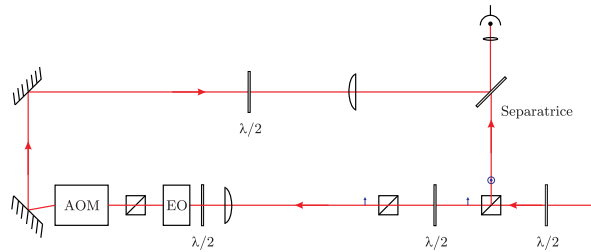


FIG. 23: Schéma du montage pour le battement du MBR avec lui-même.

Cependant, une fois le montage réalisé, l'analyseur de spectre a donné un résultat assez surprenant, comme on le voit sur la figure 24 : de nombreux pics parasites sont présents, mais il a été possible de tous les expliquer.

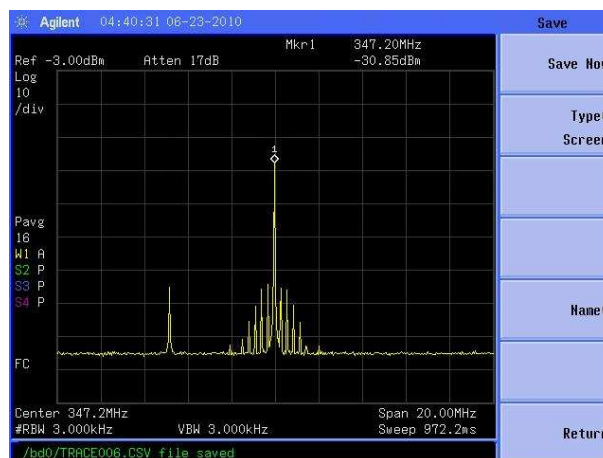


FIG. 24: Battement du MBR vu à l'analyseur de spectre ; on a pu expliquer tous les pics.

### A.1 Parasite à 342 MHz

Le pic à 342 MHz a été le premier à apparaître : le décalage de 5 MHz avec le pic principal permet de le voir sans avoir une résolution particulièrement élevée.

On a pu assez aisément se persuader que ce pic parasite était causé directement par le MBR : il était insensible à une modification de la fréquence de la RF, ne se déplaçant pas avec le reste des pics. Par ailleurs, et plus intrigant, ce pic restait présent même quand un des deux faisceaux du battement était bloqué, ce qui nous a mené à penser que ce pic était dû à un battement entre deux fréquences présentes dans le MBR. Cette idée a été confirmée par le fait que la cavité laser elle-même a un intervalle spectral libre de l'ordre de 350 MHz (valeur confirmée par le constructeur).

### A.2 Parasites à 180 kHz autour du pic principal

Une autre série de pics a pu être expliquée en s'appuyant sur le fonctionnement interne du MBR. En effet, l'étalon mince<sup>12</sup> est modulé à 90 kHz ce qui introduit donc une modulation d'intensité à 180 kHz : sur une période de balayage, la transmission de l'étalon mince passe deux fois par un maximum.

<sup>12</sup>Cf. 2.3.1 où le rôle de l'étalon mince est détaillé.

### A.3 Parasites à 290 kHz autour du pic principal

La dernière série de pics a été plus complexe à comprendre. On observe une série de pics espacés les uns des autres de 290 kHz, autour du pic de battement. Rien dans le MBR ne semblait pouvoir introduire une telle modulation, et ces bandes latérales apparaissaient après l'ensemble « EO + AOM », mais même en éteignant l'EO, les pics restaient, sans aucune modification. On en a conclu que ces parasites étaient causés soit par l'AOM lui-même, soit par la source RF de l'AOM. Il a alors semblé naturel de comparer le spectre de la source RF au spectre mesuré pour le battement. Si la source RF est la cause des bandes latérales, on devrait retrouver le même spectre, sans les bandes à 180 kHz et sans le pic à 342 MHz. C'est bien ce qu'on observe en figure 25, le décalage étant causé par un changement de la fréquence de la source RF.

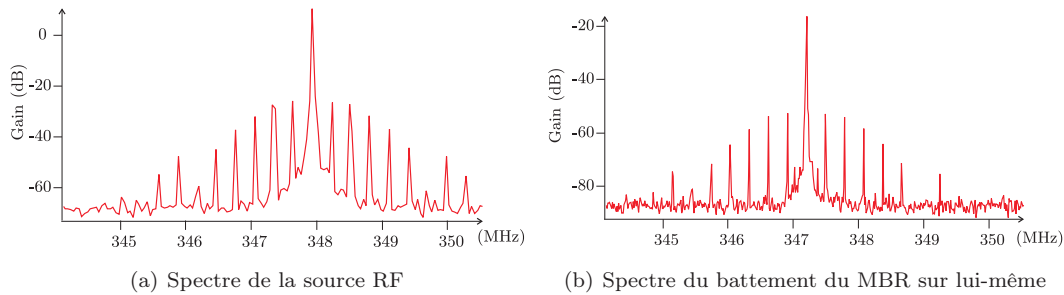


FIG. 25: Comparaison des deux spectres : les pics sont similaires. La différence de gain est causée par l'atténuation du faisceau passant par le système optique.

Ainsi, c'est le bruit de la source RF qui introduit ces bandes latérales dans le signal de battement. On a pu, au fur et à mesure, expliquer les différents pics. Finalement, on a pu essayer de mesurer la largeur du pic principal ; la valeur obtenue (environ 350 Hz) est cohérente avec une largeur de raie de l'ordre de 100 kHz et une différence de marche de l'ordre du mètre.