

Etude de la stabilité d'une cavité Fabry-Pérot

Hartmann Félix

28 juin 2008

Résumé

Le but principal du stage était de quantifier la stabilité des fréquences de résonance (maxima de puissance optique transmise) d'une cavité de FABRY-PÉROT en verre ULE¹. Le coefficient de dilatation thermique linéaire du verre ULE est de l'ordre de $10^{-8} K^{-1}$, contre $9.10^{-6} K^{-1}$ pour le verre ordinaire, ou $1,2.10^{-5} K^{-1}$ pour l'acier. La distance séparant les miroirs d'une telle cavité est très peu sensible aux variations de température, ce qui confère une grande stabilité à ses fréquences de résonance. Notre FABRY-PÉROT pourrait donc servir à moyen terme de référence pour l'asservissement en fréquence de plusieurs diodes lasers à cavité étendue.

¹Ultra Low Expansion

Table des matières

I	Présentation du laboratoire et de l'équipe	3
II	Présentation de notre projet expérimental	3
1	Lien avec l'expérience de condensation du chrome	3
2	Montage pour l'étude de la cavité	4
3	Mise sous ultra vide de la cavité	4
III	Résultats expérimentaux	6
1	Caractérisation du générateur de radio-fréquence (rf)	6
2	Qualité de la cavité	6
3	Battements entre deux lasers He-Ne	9
4	La fixation des miroirs	9
5	Améliorations du système	10

Première partie

Présentation du laboratoire et de l'équipe

Le Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) de l'Université Paris 13 mène des recherches allant de la manipulation d'atomes froids à la physio-chimie en passant par la métrologie de précision et la physique des diodes électroluminescentes organiques. Elles ont pour dénominateur commun l'emploi de méthodes optiques fondées sur l'utilisation de sources lasers.

L'équipe Atomes Froids a travaillé jusqu'en 2003 sur une expérience d'interférométrie atomique impliquant des atomes de césium. Elle s'est ensuite consacrée à la condensation de Bose-Einstein du chrome, voie encore inexplorée à l'époque. Le chrome présente des propriétés magnétiques singulières : son moment magnétique dipolaire, $6\mu_B$, est six fois supérieur à celui de la majorité des autres éléments chimiques. Son étude dans l'état condensé offre donc de nouvelles perspectives de recherche.

L'équipe obtint son premier condensat de chrome en novembre 2007 ^[1].

Composition de l'équipe Atomes Froids :

- Laurent Vernac (maître de conférence)
- Etienne Maréchal (ingénieur de recherche)
- Bruno Laburthe-Tolrac (chargé de recherche)
- Olivier Gorceix (professeur des universités)
- Jean-Claude Keller (professeur des universités)
- Quentin Beaufiles (doctorant)
- Thomas Zanon-Willette (post-doctorant)

Deuxième partie

Présentation de notre projet expérimental

1 Lien avec l'expérience de condensation du chrome

Actuellement, la réalisation de BEC² du chrome 52 requiert le verrouillage en fréquence de deux lasers et de deux diodes lasers à cavité étendue (Cf Fig 1). Un laser asservi est verrouillé sur une fréquence de référence. La fréquence obtenue est modifiée au moyen d'un modulateur acousto-optique (AOM) sur une plage de quelques centaines de MHz pour correspondre précisément à la fréquence nécessaire. La différence entre cette dernière et la fréquence de référence doit donc être inférieure à la plage d'ajustement permise par l'AOM. Dans l'expérience en cours, la fréquence de référence est donnée par une fréquence de résonance d'une cavité de FABRY-PÉROT . Les pics de résonance sont tous séparés d'une distance égale, appelée Intervalle Spectral Libre (ISL) et donnée par la formule $ISL = \frac{c}{2L}$, où L est la longueur de la cavité (distance entre les miroirs). La longueur de notre cavité étant de 30cm, son ISL vaut 500MHz, ce qui est compatible avec la plage de balayage de l'AOM. Pour l'instant, les cavités utilisées dans les boucles d'asservissement sont en verre ordinaire, et leur longueur doit donc être elle-même asservie. La position des miroirs est ajustée en permanence par des éléments piézo-électriques. Pour le contrôle de la dérive, la technique utilisée repose sur le principe de l'absorption saturée. Elle est efficace mais peu robuste, ce qui entraîne des réglages fréquents. Pour cette raison, l'équipe préférerait employer des cavités passives (de longueur constante) pour l'asservissement d'une future diode laser destinée au repompage du niveau 5D_3 à 654nm du chrome 52. Le repompage des niveaux hyperfins de l'isotope ^{53}Cr du chrome est également envisagé à plus long terme. Une cavité de FABRY-PÉROT en verre ULE pourrait jouer ce rôle, à condition que la stabilité dans le temps des fréquences de résonance soit inférieure à 1MHz, ce qui est réalisé dans les conditions thermiques de l'expérience si le facteur limitant est bien la dilation du verre.

²Bose-Einstein Condensat

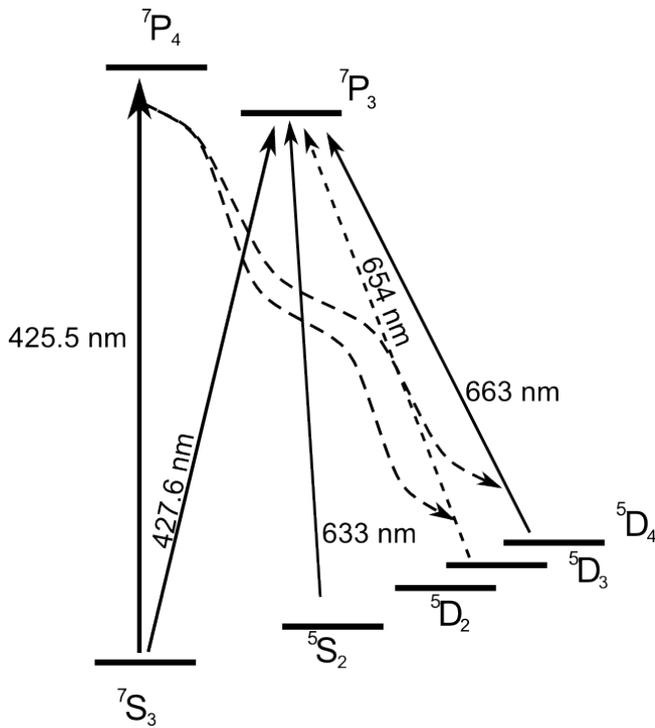


FIG. 1 – Transition actuellement utilisée dans la condensation du chrome. Pour l’isotope bosonique, le repompage du niveau $5D_3$ nécessite une diode supplémentaire. L’isotope fermionique à quant à lui une structure hyperfine, donc plus de fréquences différentes de repompage. Le niveau $5S_2$ est volontairement peuplé par l’intermédiaire du $7P_3$ car les règles de sélection y défavorisent les collisions inélastiques, source de perte d’atomes.

2 Montage pour l’étude de la cavité

L’analyse de la réponse fréquentielle d’une cavité^[2] doit se faire sur un spectre de l’étendue de son intervalle spectral libre. Pour cela, nous avons utilisé un laser He-Ne modulé en fréquence par un double passage dans un modulateur acousto-optique.

Le modulateur acousto-optique consiste en un cristal dans lequel un élément piézo-électrique génère une onde mécanique ultrasonore. Des interactions complexes entre cette onde mécanique et la lumière créent une diffraction analogue à celle produite par un réseau. On observe également une variation de la fréquence du faisceau égale, pour le premier ordre de diffraction, à la fréquence du courant envoyé à l’AOM. C’est ce faisceau diffracté, dont la variation de fréquence est contrôlable, qui nous intéresse.

Le faisceau diffracté au premier ordre doit être envoyé dans la cavité. La première étape consiste à le réaligner par rapport aux axes du montage. Le plus simple est de le rediffracter par l’AOM après réflexion orthogonale sur un miroir. Il reste alors à extraire le faisceau diffracté deux fois du faisceau incident avec lequel il est confondu. Cela est possible sans perte d’intensité avec un cube séparateur de polarisation si les deux faisceaux sont polarisés orthogonalement. On place à cet effet une lame quart d’onde devant le miroir qui, traversée deux fois, fait tourner de quatre-vingt dix degrés. Ensuite, un dispositif de clic-clac optique permet d’ajuster l’angle et la position d’incidence du faisceau dans la cavité.

La radio-fréquence reçu par le piézo de l’AOM est générée au moyen d’un VCO³ suivi d’un amplificateur radio-fréquence, capable de délivrer un signal d’une puissance de 1 Watt entre 200 et 400 MHz (plage de linéarité tension - fréquence). Ceci nous permet d’explorer tout l’intervalle spectral de la cavité (proche de 500MHz).

3 Mise sous ultra vide de la cavité

Pour obtenir une cavité de longueur optique constante, il faut s’assurer non seulement que la longueur physique de la cavité ne varie pas, mais aussi que l’indice optique du milieu séparant les miroirs ne varie pas non plus. On peut s’affranchir de ces variations en maintenant la pression en dessous d’une valeur critique. En effet, l’indice optique de l’air étant une fonction linéaire de la pression ($n = 1$ à $P = 0$ bar et $n = 1,000\,292\,6$ à

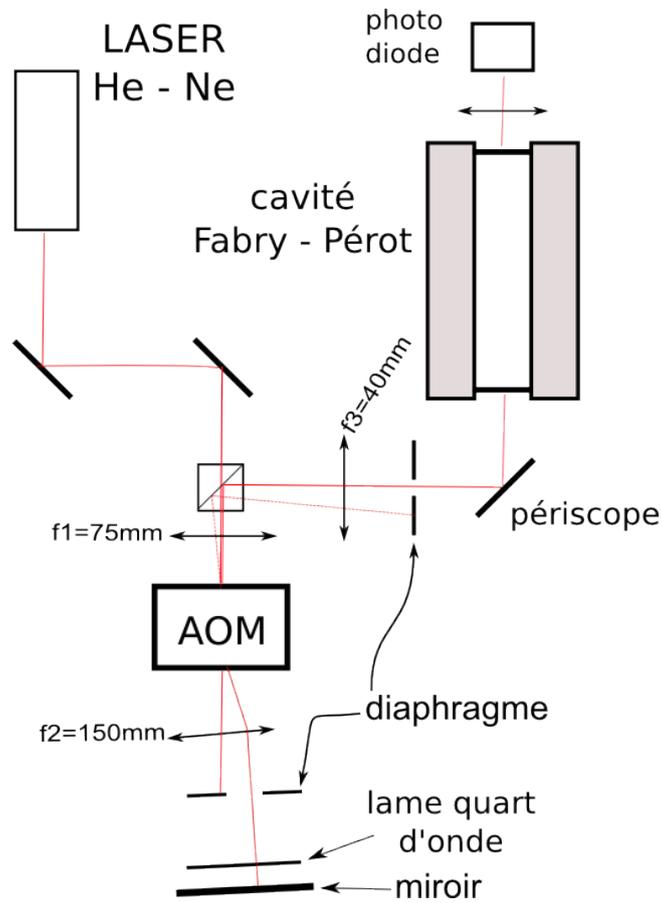


FIG. 2 – Montage expérimental

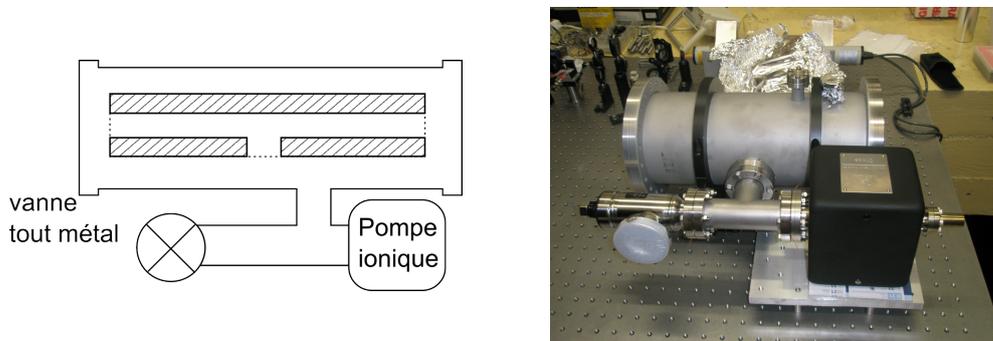


FIG. 3 – Enceinte a vide

$P = 1 \text{ bar}$), on peut relier la variation de longueur optique de la cavité à celle de la pression :

$$\Delta\delta = L \frac{\Delta n \Delta P}{P_0}$$

où δ est la longueur optique de la cavité, Δn la différence d'indice optique entre 0 et 1 bar, ΔP la variation de pression et P_0 la pression de référence (1 bar) On obtient alors la variation de la fréquence de résonance de la cavité en fonction de celle de la pression :

$$\Delta P = \frac{P_0 \lambda_0 \Delta f}{c \Delta n}$$

³Voltage Controlled Oscillator

où λ_0 est la fréquence du laser Si l'on veut obtenir une variation de la fréquence de résonance de moins de 1 MHz, il nous faut maintenir la pression stable à mieux de 7×10^{-2} mbar près.

La plus simple des solutions est de maintenir la pression en dessous de la valeur maximale de variation tolérée. Nous nous sommes donc placés sous ultravide ($< 10^{-7}$ mbar), ce qui demande une technologie plus complexe que le vide "simple" ($< 10^{-2}$ mbar).

Pour pouvoir atteindre de telles pressions, il faut se munir de pompes adéquates et de jauges adaptées à la mesure de très faibles pressions. Nous utilisons donc un banc de pompage avec une pompe primaire à membrane suivie d'une pompe turbo-moléculaire et d'une jauge à ionisation pour suivre la baisse de pression à l'intérieur de l'enceinte hermétique. Lorsque le vide est suffisamment poussé, une pompe ionique se charge de le maintenir. Son courant de ionisation permet de suivre l'évolution de la pression.

L'utilisation de joints d'étanchéité en cuivre, à usage unique, est impératif. En effet les joints en caoutchouc classiques n'offrent pas une étanchéité suffisante et dégazent beaucoup trop pour obtenir des pressions de l'ordre de 10^{-8} mbars, en dessous desquelles le fonctionnement de la pompe ionique n'est pas optimal.

Le problème du dégazage est général. Au contact de l'air, un matériau adsorbe un grand nombre de molécules, qu'il relargue une fois sous vide pendant sur une longue échelle de temps. Pour obtenir un vide poussé rapidement, il faut donc bien choisir le type de matériaux que l'on place dans l'enceinte hermétique. Il faut également veiller à garder les surfaces le plus propre possible pour limiter qu'elles ne diffusent des impuretés.

Troisième partie

Résultats expérimentaux

1 Caractérisation du générateur de radio-fréquence (rf)

Le générateur rf joue un rôle central dans la chaîne de commande. Il est impératif de connaître avec précision ses caractéristiques en fréquence et en puissance si l'on veut réaliser une étude pertinente de la cavité.

L'établissement de sa caractéristique tension - fréquence nécessite un générateur basse fréquence, un volt-mètre et un analyseur de spectre. Nous avons montré sa linéarité sur la plage 200 - 500MHz, ce qui est essentiel pour connaître exactement et à chaque instant la fréquence envoyée à l'AOM.

Nous avons ensuite mesuré la puissance optique du faisceau diffracté deux fois par l'AOM en fonction de sa fréquence rf, sachant que la puissance optique diffractée est proportionnelle à la puissance du courant envoyé au modulateur. L'angle d'incidence entre le faisceau incident et l'AOM étant choisi de manière à obtenir un maximum d'intensité diffractée pour une fréquence de commande donnée⁴, nous avons mesuré la puissance optique délivrée (Cf Fig 4). La courbe obtenue présente bien un maximum mais les irrégularités de pente trahissent les défauts du générateur rf. Autrement dit, la puissance fournie par le générateur rf n'est pas totalement indépendant de la fréquence.

2 Qualité de la cavité

La cavité de FABRY-PÉROT que nous avons étudiée est fermée à ses deux extrémités par des miroirs sphériques de rayons de courbure égaux 300mm dont le centre de l'un coïncide avec le sommet de l'autre (la cavité est alors dite confocale). La confocalité est une condition nécessaire pour que tous les modes transverses aient la même fréquence de résonance.

Les pics de résonance sont asymétriques. On peut voir des petits pics secondaires se détacher dans le flanc droit du pic principal. Cela vient du fait que tous les modes pairs n'ont pas exactement la même fréquence de résonance. Ces différences s'interprètent par un petit écart par rapport à une confocalité rigoureusement vérifiée. Cf Fig.6

⁴Nous avons choisis 380 MHz pour l'optimum de réponse de L'AOM, car c'est avec cette valeur que l'on avait la réponse en puissance optique la plus régulière

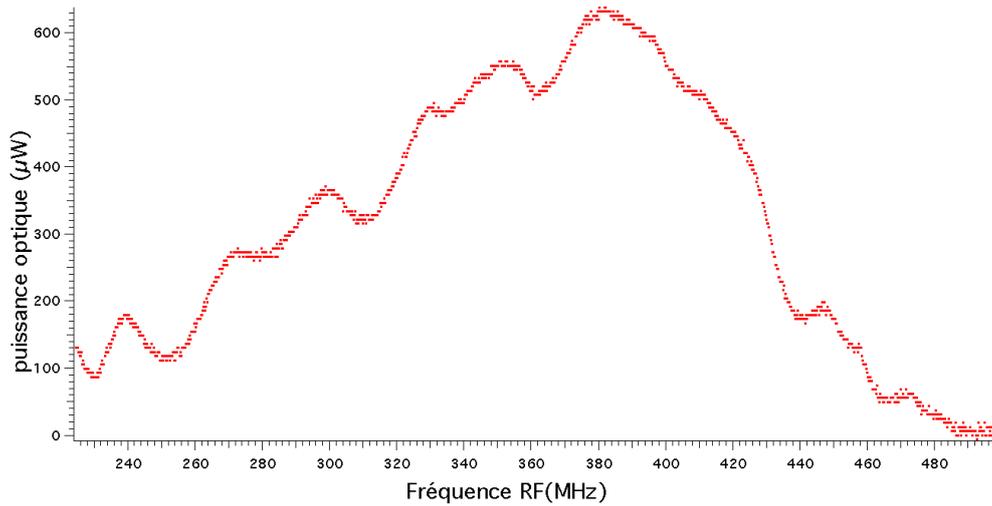


FIG. 4 – Puissance optique après double diffraction

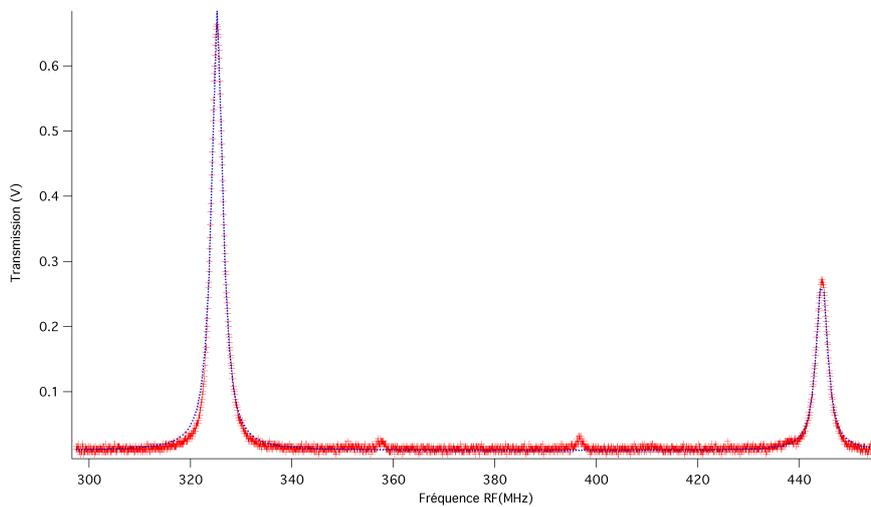


FIG. 5 – On mesure un écart de 250MHz entre les deux familles paire et impaire de pics de résonance du FABRY-PÉROT , ce qui correspond à $\frac{1}{2} \times \frac{c}{4L}$. La hauteur relative des pics est biaisée par la dépendance en fréquence de la puissance en entrée du FABRY-PÉROT .

Les croix rouges représentent les données expérimentales, les pointillés bleus le "fit" de la courbe

L'exploitation des courbes ⁵ nous a permis de calculer l'écart à la confocalité. On trouve alors un rayon de courbure de 302mm, plus ou moins 1mm, pour chacun des miroirs.

En jouant sur la position d'une lentille devant le clic-clac optique, il est possible de modifier le mode transverse du faisceau laser incident (adaptation de mode). L'intérêt est de pouvoir diminuer les écarts entre les différents modes pairs afin d'augmenter la finesse des pics (Fig 7).

Pour décider si la cavité peut servir de référence sans être elle-même asservie, il faut connaître la variation de la fréquence de résonance en fonction de la température, $\frac{\Delta f}{\Delta \theta}$. Cette fréquence est mesurée en permanence au moyen d'une photodiode placée en sortie de la cavité et d'un analyseur de spectre branché sur le générateur

⁵un fit de la réponse du FABRY-PÉROT avec des fonction d'Airy régulièrement espacées nous permet de trouver les extrema des pics même peu visibles a l'oeil

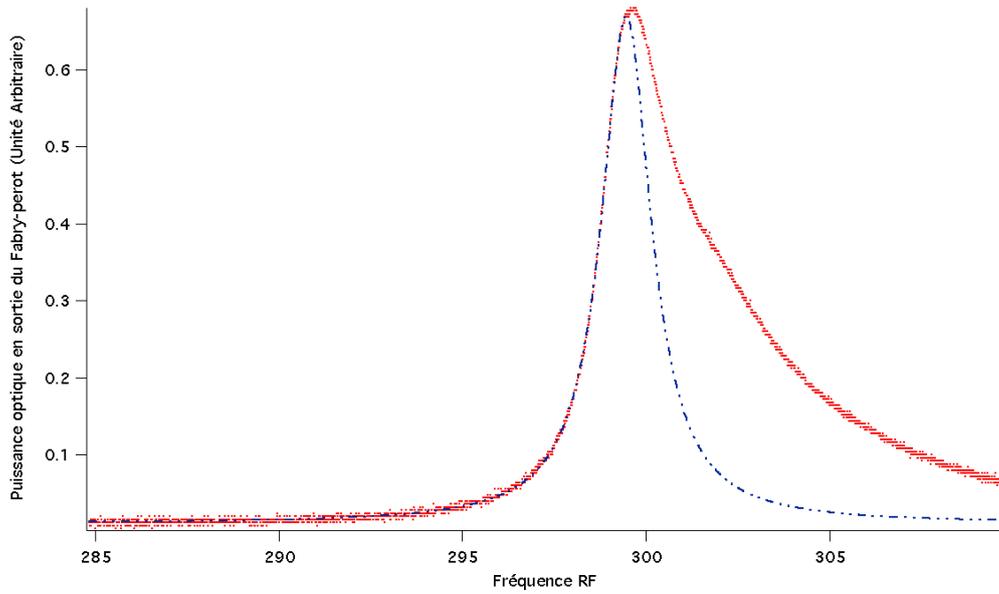


FIG. 6 – Le décalage en fréquence des différents modes déforme les pics de résonance

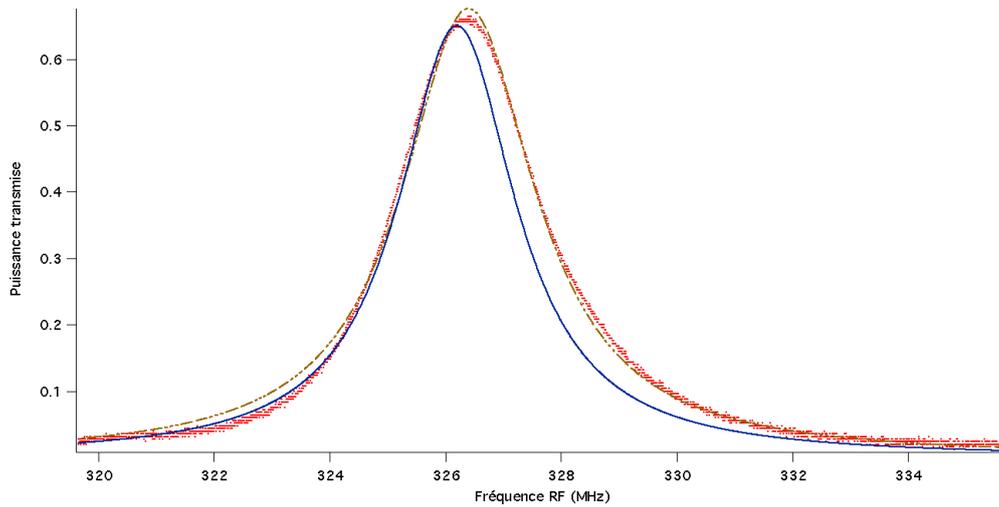


FIG. 7 – Courbe de résonance avec Fit de la moitié gauche (trait continu) - de la courbe en entier (pointillés). On obtient une finesse expérimentale de 82

rf. Une thermistance implantée à l'intérieur même de la cavité permet de suivre la variation de la température interne. Cf Fig. 8

Plusieurs séries de mesures nous ont permis d'obtenir la variation recherchée, de l'ordre de quelques centaines de MHz par degré. Il est possible d'en déduire la coefficient de dilatation thermique par la formule suivante :

$$\frac{\Delta L}{L \times \Delta \theta} = \frac{\lambda \Delta f}{c \times \Delta \theta}$$

où λ est la fréquence du laser

On obtient des coefficients de dilatation de $1.45 \cdot 10^{-7} K^{-1}$ et $6.12 \cdot 10^{-7} K^{-1}$ respectivement pour le serrage moyen et faible des vis, au lieu de la valeur attendue de l'ordre de $10^{-8} K^{-1}$.

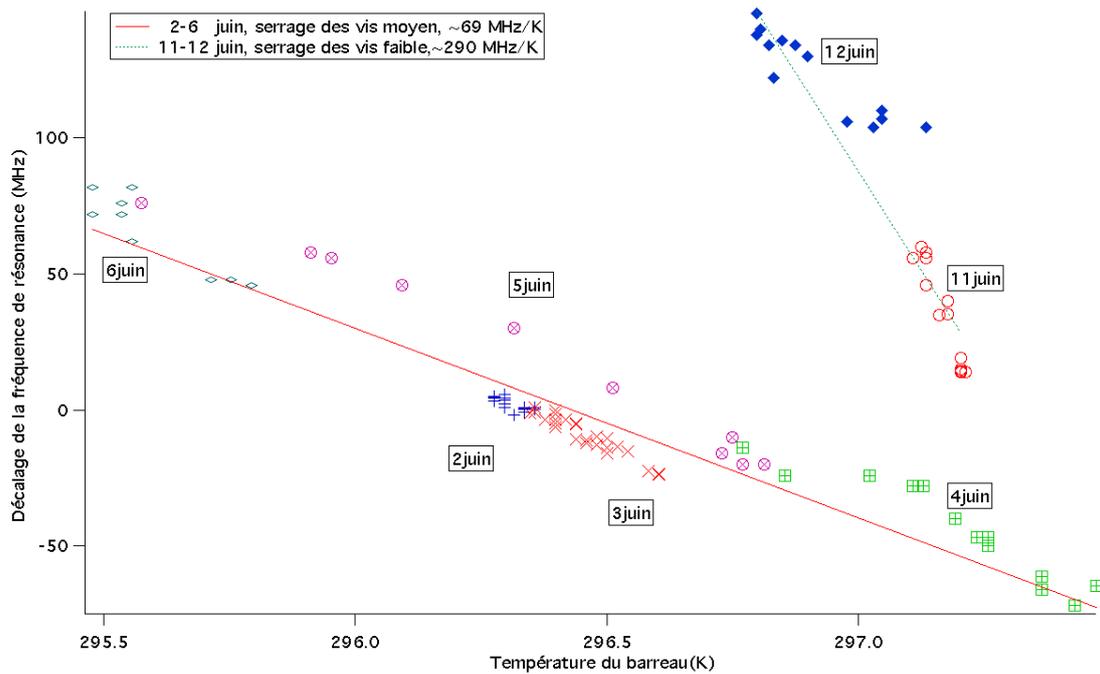


FIG. 8 – Corrélation avec la température. Les données du 2 au 6 juin correspondent au premier test de stabilité du barreau avec un serrage de vis modéré, ceux du 11 et 12 juillet correspondent à des vis seulement engagées, non serrées

3 Battements entre deux lasers He-Ne

La dérive peut ne pas provenir d'une variation de longueur mais d'une instabilité en fréquence du laser. Pour vérifier cette hypothèse, nous l'avons fait battre avec un deuxième laser du même type et nous avons observé avec un analyseur de spectre l'évolution de leurs battements.

La principale difficulté du montage réside dans la superposition précise des deux faisceaux lors de leur rencontre sur une photodiode rapide. La recombinaison se fait au niveau d'un cube séparateur de polarisation que les faisceaux atteignent par deux faces adjacentes avec une polarisation relative orthogonale. Un système de type clic-clac optique permet d'ajuster l'alignement.

Le faisceau en sortie du cube ne peut pas donner lieu à des battements puisque les deux faisceaux transmis qui le composent sont polarisés orthogonalement. Une lame quart d'onde suivie d'un autre cube joue le rôle de polariseur.

Les battements observés (cf Fig 9) ne dérivent pas de plus de 2MHz sur la journée, ce qui est très inférieur à la dérive de la fréquence de résonance (plus de 10MHz). Le problème ne vient donc pas du laser.

4 La fixation des miroirs

En dernière analyse, il apparaît que l'instabilité des fréquences de résonance est sans doute liée à des imperfections du système de fixation des miroirs.

La pièce rouge de la figure 10 est collée au barreau d'ULE par une résine époxyde. Le miroir (3) vient s'y loger. Il est maintenu en position par la pièce (2) par l'intermédiaire d'un joint torique. La pièce (2) elle-même vissée à la pièce (1).

Le miroir se trouve donc en contact direct avec le barreau d'ULE ce qui nous l'espérons donnerait une variation de longueur de la cavité équivalente à celle du barreau d'ULE

Diverses possibilités ont été essayées : vis très serrées, vis moyennement serrées, vis très peu serrées... Aucune d'elles n'a donné de résultats satisfaisant. Un serrage trop fort a même endommagé la colle.

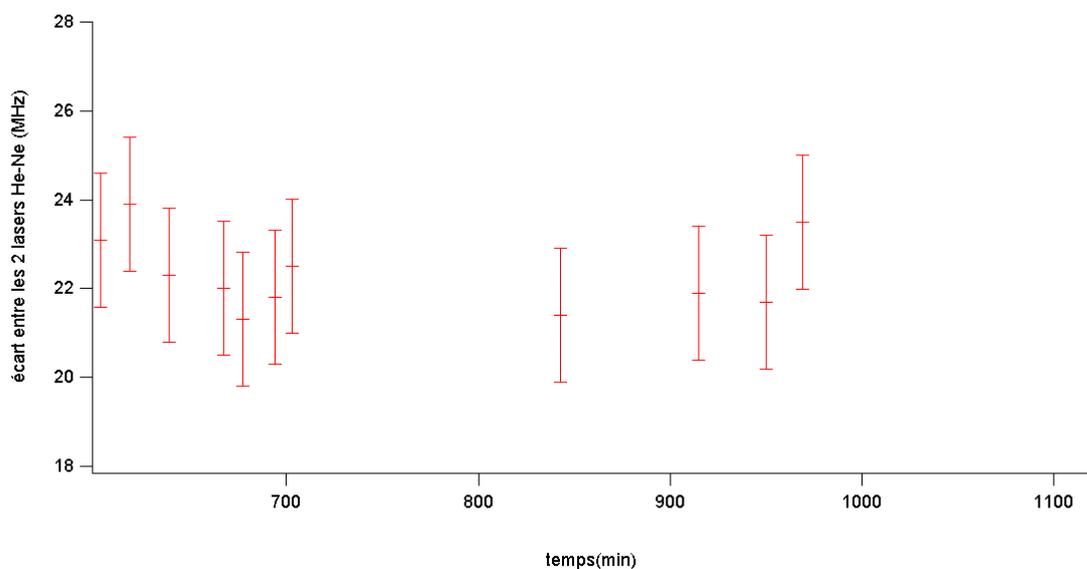


FIG. 9 – Dérive du décalage en fréquence des deux lasers

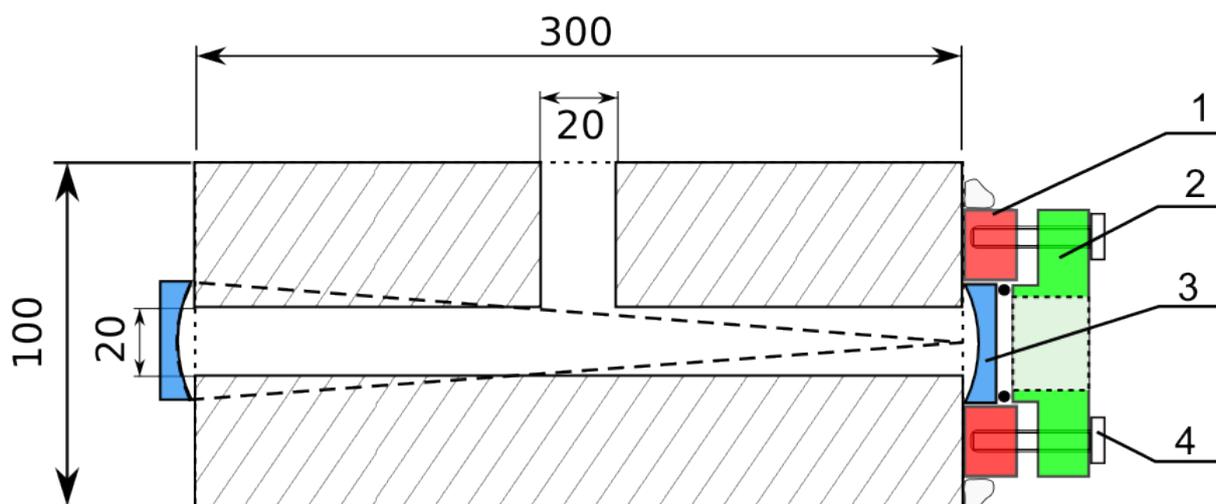


FIG. 10 – Système de fixation des miroirs

5 Améliorations du système

Nous avons donc conclu que le système de fixation des miroirs était à revoir. Plusieurs options s'offrent à nous.

Des calculs de dilatation montrent qu'une couche de colle suffisamment n'introduirait pas de dérive excessive. En effet, le problème principal avec la colle est la variation de son module d'Young avec la température.

Nous avons aussi conçu un système sans aucune colle où le maintien en position est intégralement réalisé par des vis dont les têtes compriment des ressorts (afin de garantir une pression homogène). Pour ce faire, nous avons envisagé d'adapter un système déjà utilisé par une autre équipe dans le laboratoire, où des tiges sont fixées dans le barreau. L'autre possibilité est de concevoir un système de fixation qui prend appui sur le barreau,

sans endommager celui-ci.

Bibliographie

[1] Article publié par l'équipe Atomes Froids sur sa méthode de condensation de chrome : Beaufiles Q., Chircireanu R., Zanon-Willette T., Laburthe-Tolra B., Maréchal E., Vernac L., Keller J.-C., Gorceix O., All-optical Bose-Einstein Condensation of Chromium, *Physical Review A Rapid Communications*, 77, 061601(R), (2008)

[2] -Article de référence sur l'optique gaussienne et les cavités optiques résonantes : H. Kogelnik et T. Li, *Laser Beams and Resonators*, *Applied Optics*, Octobre 1966, Vol. 5, No. 10