



**UNIVERSITE PARIS-NORD  
INSTITUT GALILEE**

**LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES LASERS**

RAPPORT DE STAGE DE MASTER RECHERCHE  
mention « Nanosciences, Lasers et Matériaux »

présenté par  
Emeline Andrieux

Sujet du stage :  
**MISE AU POINT D'OUTILS EXPERIMENTAUX  
POUR L'AMELIORATION ET LE DEVELOPPEMENT D'UNE  
EXPERIENCE D'ATOMES FROIDS**

# *Table des matières*

## Introduction

### I Réalisation et test d'une nouvelle source RF pour modulateur acousto-optique (AOM)

- 1- Description et principe d'un AOM
- 2- Utilisation de l'AOM dans une expérience d'atomes froids
- 3- Effets thermiques- Mesure d'un changement de pointé du laser
- 4- Electronique de commande à deux fréquences
- 5- Résultats

### II Stabilisation d'un laser en fréquence

- 1- Nécessité d'une stabilisation en fréquence pour une expérience d'atomes froids
- 2- De nouveaux besoins en laser pour l'expérience d'atomes froids de Chrome
- 3- Rappel sur la cavité Fabry Pérot
- 4- La cavité réalisée
- 5- Mesures

## Conclusion

## Annexe

## Bibliographie

## **Remerciements**

Avant tout développement sur cette expérience professionnelle, il apparaît opportun de commencer ce rapport de stage par des remerciements, à ceux qui m'ont beaucoup appris au cours de ce stage, et même à ceux qui ont eu la gentillesse de faire de ce stage un moment très profitable.

Aussi, je remercie Laurent Vernac, mon maître de stage qui m'a formé et accompagné tout au long de cette expérience professionnelle avec beaucoup de patience et de pédagogie. Enfin, je remercie l'ensemble des membres de l'équipe Atomes Froids : Olivier Gorceix, Jean-Claude Keller, Bruno Laburthe-Tolra, Etienne Maréchal, Thomas Zanon-Willette et Quentin Beaufils pour les conseils qu'ils ont pu me prodiguer au cours de ces cinq mois.

Je tiens également à remercier les membre de l'atelier électronique et mécanique particulièrement Fabrice Wiotte qui...

Je remercie aussi tout les stagiaires de l'équipe AF: Matthias, Félix, Raphaël et Baptiste.

## Introduction

Du 4 février au 30 juin 2008, j'ai effectué un stage au sein du Laboratoire de Physique des Lasers à Villetaneuse. Le Laboratoire de Physique des Lasers est une **Unité Mixte de Recherche** du CNRS (UMR 7538 du département MIPU) et de l'Université Paris 13, au sein de l'Institut Galilée.

L'activité scientifique du laboratoire est essentiellement expérimentale et à dominantes Physique et Optique. D'une façon générale, les études menées dans ce laboratoire concerne les interactions entre ondes et matière, dans des domaines fondamentaux (physique atomique et moléculaire, spectroscopie...) ou plus appliqués (diodes électroluminescentes organiques, optique biomédicale...) et souvent pluridisciplinaires, aux interfaces avec la physique du solide, la chimie, la biologie ou les nanosciences. Ces études vont de l'atome isolé jusqu'au milieu vivant, en passant par les molécules simples ou biologiques, les agrégats et les matériaux. Le laboratoire est structuré en huit équipes expérimentales (AF, COMETA, IOA, OCR, HOTES, AMIBES, LUMEN, OPTIMA) et est constitué d'environ soixante dix personnes.

Au cours de ce stage dans l'équipe Atomes Froids, j'ai pu m'intéresser aux expériences de refroidissement d'atomes. L'équipe compte cinq membres permanents : Olivier Gorceix (Professeur des universités et responsable d'équipe), Jean-Claude Keller (professeur des universités), Bruno Laburthe-Tolra (Chargé de recherche), Etienne Maréchal (ingénieur de recherche) et Laurent Vernac (maître de conférence et responsable de mon stage).

Cette équipe développe une opération de recherche dont les objectifs scientifiques sont l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein avec l'isotope bosonique  $^{52}\text{Cr}$  du chrome et l'obtention d'un gaz dégénéré de fermions (isotope fermionique  $^{53}\text{Cr}$ ). Leur objectif est d'étudier les propriétés inhabituelles de ces gaz quantiques constitués d'atomes portant un fort moment magnétique ( $6\mu_B$ ), de transférer ces gaz dans des réseaux optiques afin de réaliser des systèmes fortement corrélés et de mettre en évidence de nouvelles phases quantiques (supersolide).

Mon stage a consisté essentiellement en la mise au point d'outils expérimentaux pour l'amélioration et le développement d'une expérience d'atomes froids. Dans un premier temps, j'ai dû développer et tester une nouvelle électronique de commande d'un modulateur acousto-optique afin d'améliorer le pointé de faisceaux lasers présents sur le dispositif expérimental. Dans un second temps, j'ai participé à la mise au point d'une cavité Fabry Péroth afin de développer le dispositif actuel.

# I Réalisation et test d'une nouvelle électronique de commande d'un modulateur acousto-optique (AOM)

## 1- Description et principe d'un AOM

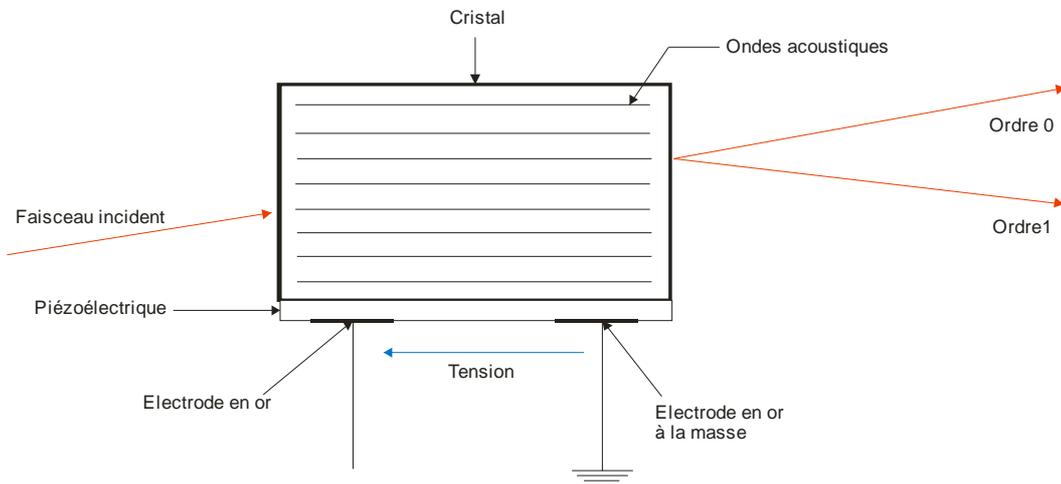


Figure 1 : Schéma d'un AOM

Un modulateur acousto-optique (AOM) est un composant optoélectronique.

On envoie un signal électrique (radiofréquence) sur les deux électrodes plaquées contre le piézoélectrique qui, en vibrant contre le cristal de TeO<sub>2</sub>, provoque la propagation des ondes acoustiques dans celui-ci. La propagation de l'onde acoustique s'accompagne d'une variation de pression, ce qui induit une variation de la densité moyenne du milieu. Cette modification de la densité induit une modification de la permittivité électrique du milieu et donc une modification  $\delta n$  de l'indice de réfraction moyen  $n$  du milieu. Celle-ci est donnée par la formule :

$$\delta n = \frac{\gamma \Delta}{2n}$$

Où  $\Delta = \frac{\Delta \rho}{\rho}$  est l'amplitude de la variation de la densité,  $\gamma$  est un facteur valant :

$$\gamma = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 1)}{3}$$

Pour un cristal de TeO<sub>2</sub>,  $n=2,1$ . Par exemple, si  $\Delta$  est de l'ordre de  $10^{-4}$  (valeur typique), l'indice de réfraction du milieu varie de  $\delta n \approx 2.10^{-4}$ .

Une onde lumineuse incidente se propage donc dans un milieu ayant une modulation d'indice.

Sur le schéma suivant, on représente de façon simplifiée l'onde lumineuse incidente et son éventuelle réflexion sur les plans équivalents.  $\mathbf{K}_a$ ,  $\mathbf{K}_L$  et  $\mathbf{K}'_L$  représentent respectivement les vecteurs d'onde associés à l'onde acoustique, à l'onde lumineuse incidente et à l'onde lumineuse réfléchie.  $\Lambda$  et  $f_a$  représentent respectivement la longueur d'onde et la fréquence de l'onde acoustique.  $\Delta l$  représente la différence de marche entre deux faisceaux réfléchis à l'infini et  $\theta$  représente l'angle d'incidence de l'onde lumineuse.

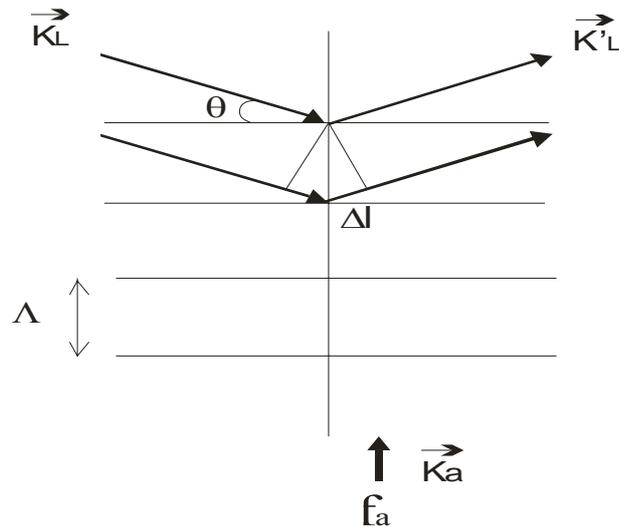


Figure 2 : Diffraction d'une onde lumineuse par une onde acoustique

Pour avoir des interférences constructives à l'infini entre deux faisceaux réfléchis ayant une différence de marche  $\Delta l$  et donc avoir une diffraction efficace, il faut avoir :

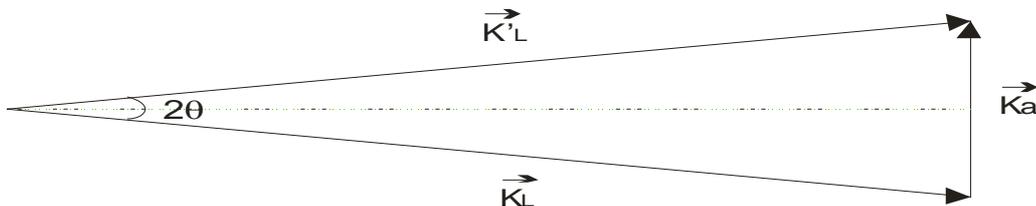
$$\boxed{2\Delta l = p\lambda}$$

Où  $p$  est un nombre entier, comme  $\sin \theta = \frac{\Delta l}{\Lambda}$ , il faut avoir  $\sin \theta = \frac{p\lambda}{2\Lambda}$  avec  $\Lambda = \frac{V_a}{f_a}$

Dans notre cas  $\lambda=850\text{nm}$ ,  $f_a=80\text{MHz}$ ,  $V_a=4260\text{m/s}$ , l'onde lumineuse doit donc avoir un angle d'incidence de  $1,5 \cdot 10^{-2}^\circ$ .

Chaque tache de diffraction s'accompagne d'un changement de fréquence, avec un décalage par rapport à la fréquence initiale de la vibration lumineuse qui est fixé par la radiofréquence  $f_a$  à laquelle oscille l'onde acoustique. En effet, les vecteurs d'ondes vérifient la relation :

$$\boxed{\vec{K}_L + \vec{K}_a = \vec{K}'_L}$$



Cette relation est la conservation de l'impulsion lors de la diffusion du photon incident par un phonon du cristal. La conservation de l'énergie nous donne :

$$\boxed{f_L + f_a = f'_L}$$

La répartition d'intensité dans les différents ordres de diffraction est fonction de la puissance transportée par l'onde acoustique et de l'angle d'incidence.

Un AOM permet de moduler la lumière en amplitude et donc de jouer le rôle d'interrupteur, lorsqu'on envoie la puissance radiofréquence, on voit apparaître les taches de diffraction correspondant aux différents ordres, lorsqu'on coupe la puissance radiofréquence l'AOM ne

diffraite plus, il n'y a donc plus de faisceau diffracté. Il permet également de défléchir un faisceau lumineux, l'ordre 1 de diffraction est dévié d'un angle  $2\theta$  par rapport à l'ordre 0. L'AOM est aussi utilisé car, comme nous venons de le voir, il permet de décaler la fréquence optique d'un laser.

## 2- Utilisation de l'AOM dans une expérience d'atomes froids

Le modulateur acousto-optique est un outil très utilisé dans les expériences d'atomes froids. Nous allons donner quelques exemples des utilisations dans l'expérience de condensation du chrome.

Les paramètres du condensat sont obtenus avec une imagerie par absorption. Les atomes sont illuminés par un faisceau laser à résonance dont la section est plus grande que la taille du condensat. Un système optique réalise l'image du condensat sur une caméra. L'image est réalisée après avoir coupé le piège, les atomes tombent et comme ils ont une vitesse initiale non nulle, le nuage atomique grossit au cours du temps. Lorsqu'on illumine les atomes avec le laser, les atomes absorbent des photons qui leur transfèrent leur quantité de mouvement, ce qui modifie leur vitesse et cela influe sur la mesure, il est donc nécessaire d'avoir des temps d'irradiation très court (environ  $100\mu\text{s}$ ). Seul un modulateur acousto-optique permet d'envoyer un pulse d'une durée si courte, avec un shutter mécanique, on a des problèmes de reproductibilité.

Lors du refroidissement par évaporation, il faut pouvoir changer au cours du temps la puissance du faisceau laser IR qui réalise le piège optique.

Les atomes sont dans un piège optique croisé créé par un laser de 50W de longueur d'onde 1075nm. Ce piège de profondeur finie requiert une intensité lumineuse importante, on focalise donc le faisceau (rayon à  $1/e^2=30\mu\text{m}$ ). Le piège ainsi obtenu a une profondeur de  $500\mu\text{K}$

Pour refroidir les atomes, on diminue la puissance du laser afin de diminuer la profondeur du piège, ainsi les atomes les plus chauds sortent du piège, les autres atomes collisionnent et moyennent leur température, c'est ce qui provoque le refroidissement par évaporation.

La puissance laser doit être diminuée lentement pour laisser le temps aux collisions de se faire, mais trop non plus car la durée de vie des atomes est d'environ 30s. Pour obtenir la bonne rampe de puissance laser, on envoie aux atomes le faisceau diffracté par un AOM et on génère une rampe de puissance RF.

Les modulateurs acousto-optiques sont également utilisés comme modulateur de fréquence pour asservir la longueur d'une cavité optique sur une source atomique par la technique de l'absorption saturée. C'est sur cette cavité optique qu'est asservi en fréquence le laser TiSa qui permet, par doublement de fréquence, d'obtenir le laser bleu à 425nm utilisé pour le refroidissement.

Comme le montre la figure suivante, deux faisceaux lasers de vecteurs d'onde opposés sont envoyés sur une vapeur d'un gaz atomique de chrome.

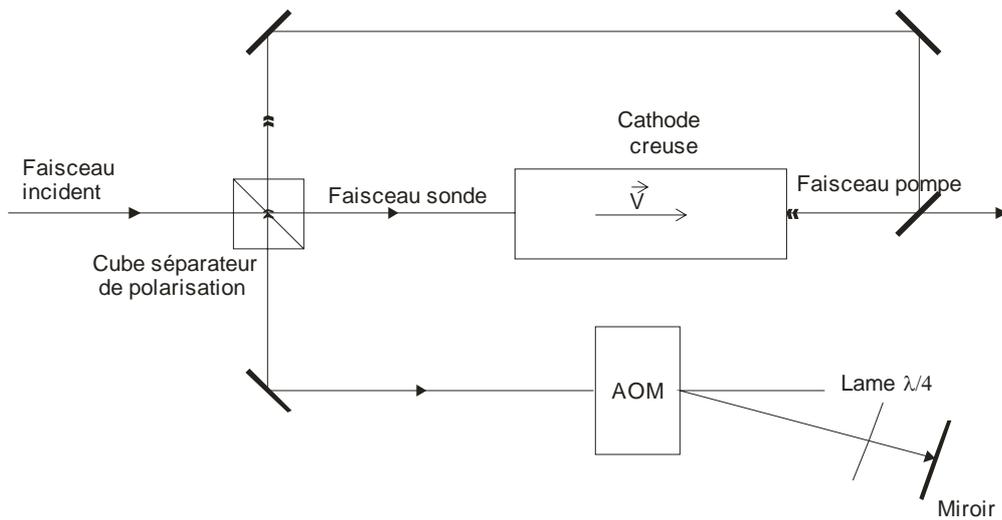


figure 3 : Schéma du montage optique d'absorption saturée

Le faisceau pompe est modulé en fréquence par l'AOM et il est suffisamment intense pour saturer l'absorption de la transition considérée. Le faisceau sonde, d'intensité plus faible, est ainsi mieux transmis qu'en l'absence de pompe pour les atomes d'une certaine classe de vitesse. La fréquence de la sonde  $f_s$  vue par les atomes est :

$$f_s = f_{\text{opt}} + \delta_{\text{Doppler}}$$

$f_{\text{opt}}$  est la fréquence optique du laser décalée en fréquence de  $\delta_L$  par rapport à la fréquence de la transition atomique  $f_{\text{at}}$  :  $f_{\text{opt}} = f_{\text{at}} + \delta$ .

$\delta_{\text{Doppler}}$  est le décalage lié à l'effet Doppler  $\delta_{\text{Doppler}} = v/\lambda$ ,  $\lambda$  est la longueur d'onde de l'onde lumineuse et  $v$  est le vecteur vitesse associé aux atomes de chrome.

Donc la fréquence de la sonde vue par les atomes est :

$$f_s = f_{\text{at}} + \delta_L + v/\lambda$$

De même, la fréquence de la pompe vue par les atomes est :

$$f_p = f_{\text{at}} + \delta_L + 2 f_{\text{AOM}} - v/\lambda$$

$f_{\text{AOM}}$  est la fréquence de l'onde acoustique qui se propage dans l'AOM.

Sur le profil d'absorption, un creux d'environ 5 MHz de largeur apparaît dans le profil Doppler (qui a une largeur d'environ 700 MHz) lorsqu'on est à résonance, quand  $f_s = f_p = f_{\text{at}}$ , c'est-à-dire lorsque  $\delta_L = -v/\lambda = -f_{\text{AOM}}$ .

Comme  $f_{\text{AOM}} = v/\lambda = 150$  MHz, cela correspond aux atomes de vitesse  $v = 60 \text{ m.s}^{-1}$ .

Cependant, la fréquence de la radiofréquence envoyée dans l'AOM est modulée. On a  $f_{\text{AOM}} = f_{\text{AOM}}^0 + \Delta f \cos(\omega t)$  avec  $f_{\text{AOM}}^0 = 150$  MHz,  $\Delta f \approx$  quelques MHz et  $\omega = 2\pi \cdot 100$  kHz. L'absorption de la sonde présente donc une modulation à 100 kHz. Le signal d'absorption est envoyé sur une détection synchrone pour le démoduler et obtenir un signal d'erreur, qui est ensuite envoyé sur un circuit PID (Proportionnel Intégrateur Dérivateur). Le signal ainsi généré contrôle la tension appliquée à la cale piézo-électrique sur laquelle est collée l'un des miroirs de la cavité, ce qui permet donc de contrôler sa longueur.

### 3- Effets thermiques- Mesure d'un changement de pointé du laser

La variation de la puissance radiofréquence envoyée dans un modulateur acousto-optique s'accompagne d'effets thermiques, la température du cristal est modifiée. Cela induit une variation de l'indice qui entraîne une modification de la direction du faisceau laser diffracté en sortie de l'AOM.

#### Détermination du changement de pointé du faisceau diffracté

##### Méthode utilisée

Afin de mesurer le changement de direction du faisceau diffracté par l'AOM lorsque l'on fait varier la puissance RF, on le focalise sur une photodiode à quatre quadrants.

##### Photodiode à quatre quadrants

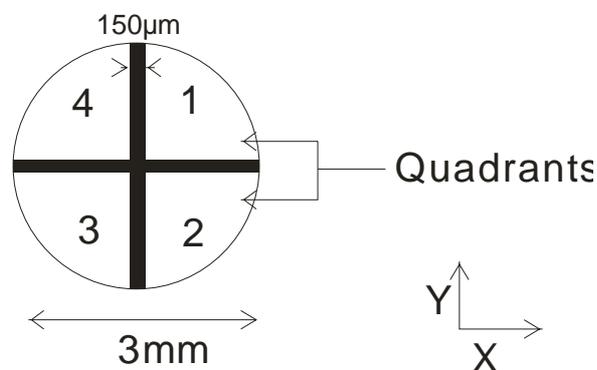
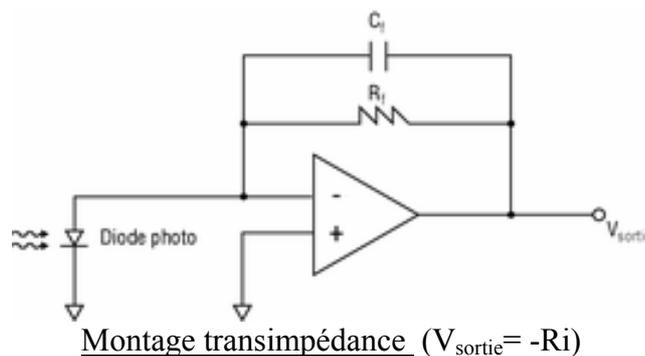
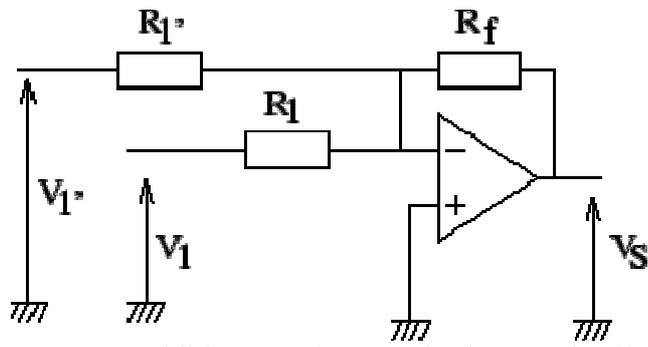


figure 4 : Schéma de la photodiode à quatre quadrants

Une photodiode à quatre quadrants se compose de quatre photodiodes disposées dans une structure circulaire. Chaque photodiode délivre un courant proportionnel à l'intensité lumineuse qu'elle reçoit. Chaque courant est converti en tension avec un montage transimpédance (voir annexe 1-a).

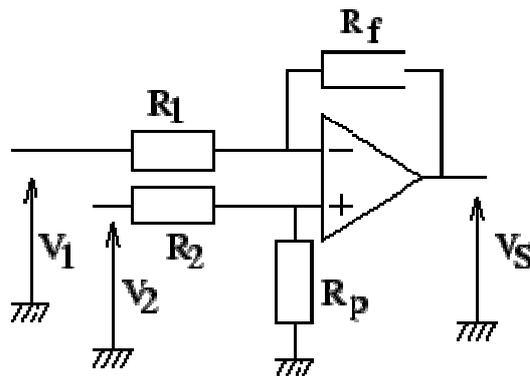


Les tensions correspondantes sont ensuite sommées deux à deux avec des amplificateurs opérationnels en montage sommateur ( $V_1+V_2$ ,  $V_2+V_3$ ,  $V_3+V_4$ ,  $V_4+V_1$ ). (voir annexe 1-b)



Montage additionneur ( $V_s = -R_f(V_1/R_1 + V_1'/R_1')$ )

On fait ensuite la différence entre ces tensions avec un amplificateur opérationnel en montage soustracteur et on obtient  $X = ((V_1 + V_4) - (V_2 + V_3))$  et  $Y = ((V_1 + V_2) - (V_3 + V_4))$  (voir annexe 1-c)

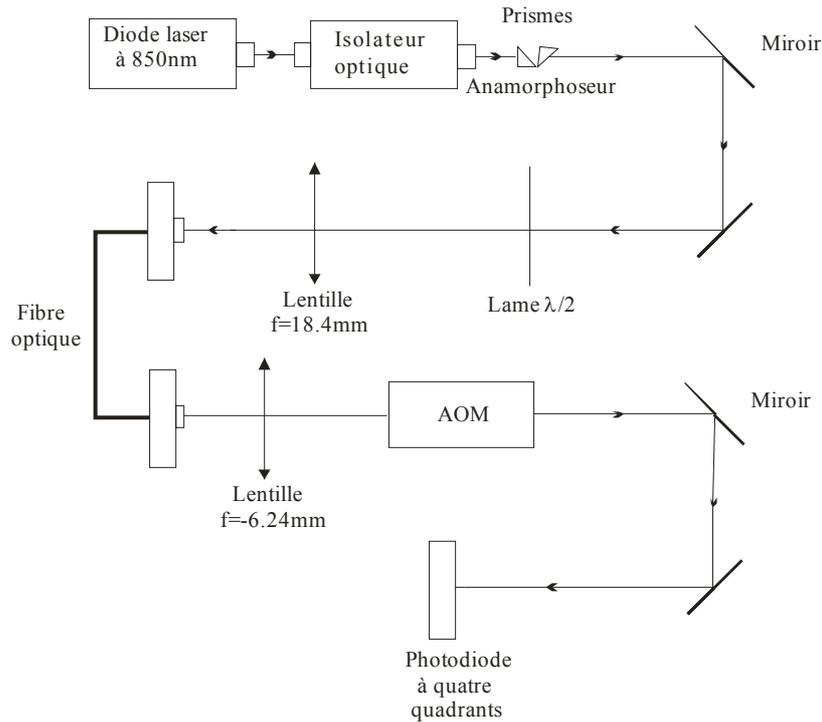


Montage soustracteur ( $V_s = R_f(V_2/R_2 - V_1/R_1)$ )

Si le faisceau laser est bien au centre de la photodiode, les tensions X et Y sont nulles. Si le faisceau s'écarte légèrement du centre, la tension est proportionnelle au déplacement et le signe nous donne le sens du déplacement.

Maintenant, je vais décrire le montage expérimental réalisé.

Figure 5 : Montage expérimental



### Montage expérimental

La diode laser utilisée émet un faisceau de longueur d'onde 850nm. Pour un courant de 36mA, elle délivre une puissance de 7,07mW.

L'isolateur optique permet d'éviter les retours de laser dans la diode en cas de réflexion. L'isolateur est composé de deux polariseurs et d'un rotateur de Faraday qui tourne la polarisation de 45°.

A la sortie du laser, la section du faisceau est elliptique, les prismes anamorphoseurs servent à le rendre plus circulaire.

Afin d'avoir un faisceau monomode transverse pour travailler avec un mode gaussien, le faisceau est injecté dans une fibre optique monomode. Pour injecter le faisceau dans la fibre optique, on utilise les deux miroirs placés avant la fibre. La lentille de focale 18,4mm adapte la taille du faisceau à celle du mode de la fibre. La lame  $\lambda/2$  permet d'orienter la polarisation du laser, elle doit être parallèle à l'un des axes de la fibre, qui est à maintien de polarisation, afin que la polarisation soit maintenue en sortie. La lentille de 6,24mm, à la sortie de la fibre, permet de collimater le faisceau.

A l'entrée de la fibre, on a une puissance de 7,07mW, en sortie, on a une puissance de 3,46mW. On a donc une efficacité de couplage d'environ 50%.

Le waist mesuré à la sortie de la fibre est de  $570\mu\text{m} \pm 10\mu\text{m}$ . Ce waist est mesuré par la méthode de la « lame de rasoir ». La lame de rasoir se trouve sur un dispositif de translation, on relève la variation de puissance en fonction du déplacement de la lame. La courbe ainsi obtenue nous permet d'obtenir le waist par ajustement. L'application des formules d'optique gaussienne donne un waist compris entre 535 et 785  $\mu\text{m}$  ( $w = \lambda f / \pi w_0$  avec  $w_0 = 2,65 \mu\text{m} \pm 0,5 \mu\text{m}$  (donnée de la fibre)).

Le faisceau passe ensuite dans le modulateur acousto-optique où il est diffracté. La radiofréquence envoyée dans l'AOM a une fréquence de 80 MHz. La puissance radiofréquence est générée par un VCO (voltage controlled oscillator) puis est amplifiée.

Le faisceau diffracté est ensuite focalisé sur la photodiode avec une lentille de 200 mm. On bloque l'ordre 0 afin qu'il ne parasite pas nos mesures. Pour connaître l'intensité diffractée en fonction de la puissance radiofréquence, on place le faisceau dans un seul quadrant et on mesure la tension donnée par la photodiode en fonction de la puissance rf.

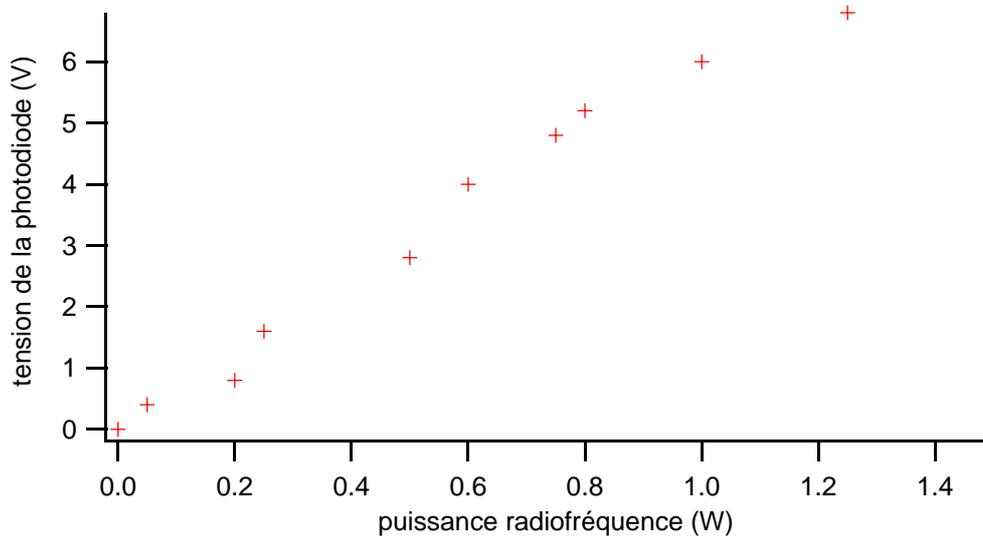


figure 6

Pour obtenir la saturation, il faut une puissance de la radiofréquence de 1,2W. Avant le passage dans l'AOM, la puissance du faisceau laser est de 2,4mW, la puissance maximale transférée dans l'ordre 1 est de 1,7mW. On a donc une efficacité de diffraction de 70%.

#### Mesures des effets thermiques :

On cherche à connaître le changement de direction du faisceau, lorsqu'on fait varier la puissance rf envoyée dans l'AOM. Pour cela, il faut connaître comment évolue la tension de la photodiode lorsque le faisceau s'écarte légèrement du centre.

En théorie, pour de faibles déplacements, on doit avoir un comportement linéaire, avec une pente  $p$  est (voir annexe 2) :

$$p = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{V_0}{w}$$

Où  $V_0$  est la tension de la photodiode lorsque le faisceau se trouve dans un seul quadrant et  $w$  le waist du faisceau, dans la mesure où  $w$  est au moins aussi grand que la séparation entre les quadrants de la photodiode.

Afin de vérifier cela, on utilise le miroir qui précède la photodiode. On peut changer finement l'inclinaison du miroir grâce à des vis différentielles, ainsi on peut faire bouger le faisceau horizontalement et verticalement sur la photodiode. Sachant qu'un tour de la vis (25 graduations) correspond à un avancement de celle-ci de 25 $\mu$ m, on connaît la variation de l'angle d'inclinaison du miroir et donc la déviation du faisceau.

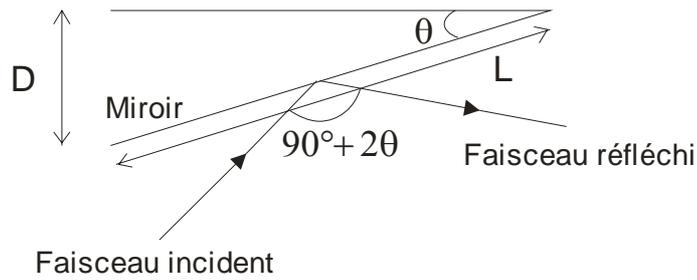


figure 7

Comme nous le montre la figure 6, la variation de l'angle d'inclinaison du miroir est  $\theta = \sin\theta = D/L$  avec  $D$  égal au nombre de graduation dont on a fait tourner la vis multiplié par  $1\mu\text{m}$  et  $L$  qui est la distance entre le point fixe du miroir et la vis ( $L=3,9\text{cm}$ ). Le faisceau est donc dévié d'un angle  $2\theta = 2D/L$ .

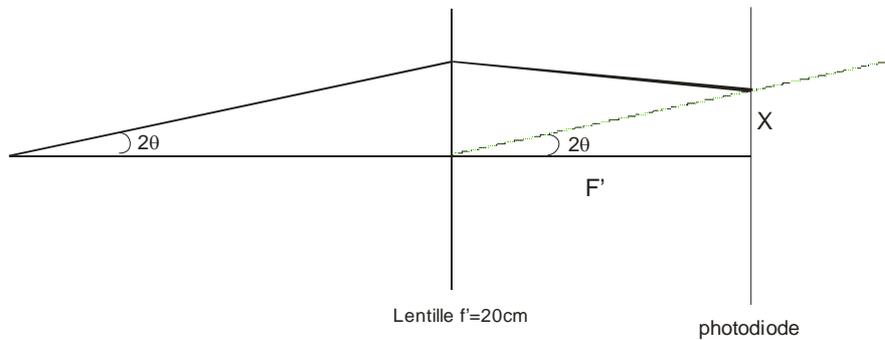


figure 8

Sur la photodiode à quatre quadrants, cette déviation de faisceau correspond à un déplacement  $x = 2\theta f = \frac{2Df}{L}$ . Donc, si on tourne la vis du miroir d'une graduation, on déplace le faisceau de  $10.25\mu\text{m}$  sur la photodiode. On peut donc relier la tension de la photodiode au changement de direction du faisceau. La figure 9 nous montre comment varie la tension de la photodiode en fonction du déplacement horizontal du faisceau.

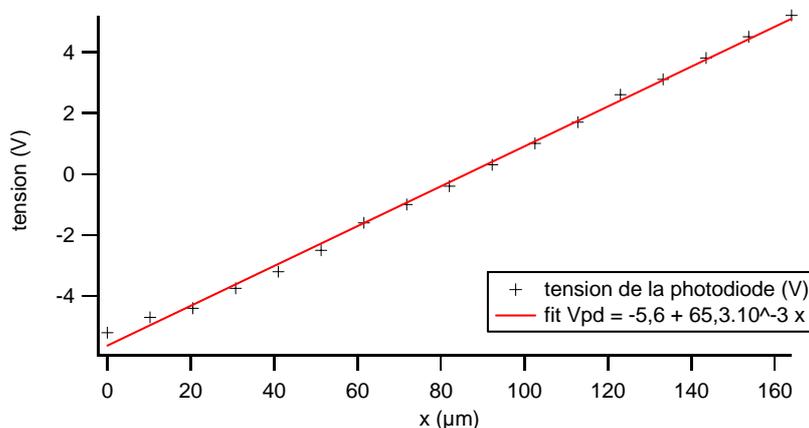


figure 9

Pour la figure 9, on avait  $V_o = 6,5V$ , la pente est de  $p_x = 65,3 \pm 0.8mV/\mu m$ , cela nous donne un waist  $\omega_x = 166\mu m$  (avec la méthode de la lame de rasoir, on obtient un waist de  $160\mu m \pm 10\mu m$ ).

La figure 10 nous montre comment varie la tension de la photodiode en fonction du déplacement vertical du faisceau.

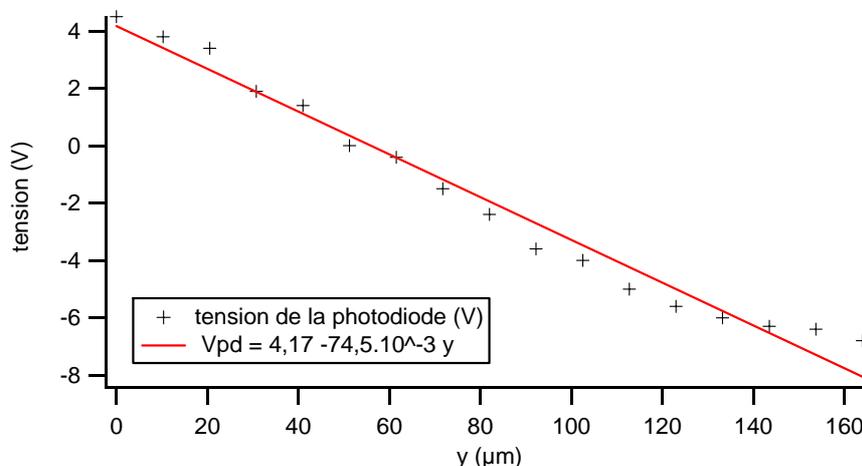


figure 10

Pour cette courbe, on avait  $V_o = 7,5V$  (ce n'est plus  $6,5V$  car entre temps le faisceau a été réaligné dans la fibre, on a donc plus de puissance), la pente est de  $p_y = 75 \pm 3mV/\mu m$ , cela nous donne un waist  $\omega_y = 160\mu m$ .

Nous avons maintenant tout ce qu'il faut pour caractériser les effets thermiques.

### Effets thermiques

Nous allons voir les effets thermiques induit par un changement de puissance rf.

L'ordre 1 est centré sur la photodiode et on diminue la puissance rf de 50%, on passe de  $1,2W$  ( $V_{vco} = 4V$ ) à  $0,6W$  ( $V_{vco} = 2,8V$ ). Voici le signal délivré par la photodiode :

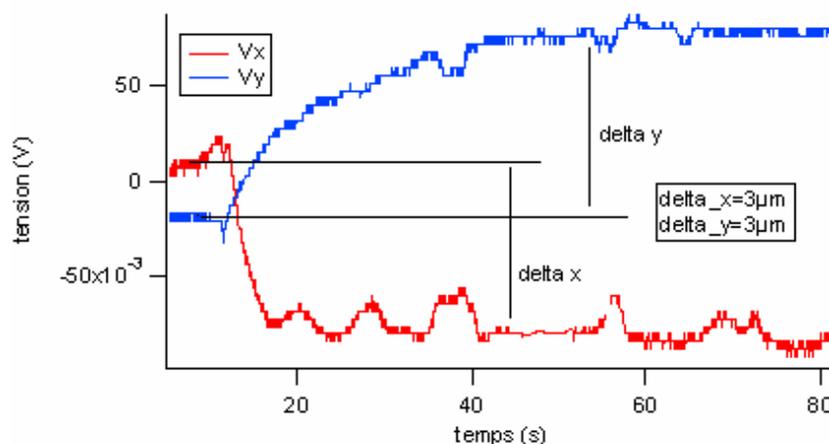


figure 11

Sur la figure 11, on constate bien qu'en diminuant la puissance RF envoyée dans l'AOM, on a une déviation du faisceau.

Avec  $\Delta x = \frac{V_0}{V'_0} \cdot \frac{\Delta V_x}{p_x}$  et  $\Delta y = \frac{V_0}{V'_0} \cdot \frac{\Delta V_y}{p_y}$ ,  $V'_0$  est la tension de la photodiode lorsqu'on a diminué la puissance RF. On obtient  $\Delta x \approx 3\mu\text{m}$  et  $\Delta y \approx 3\mu\text{m}$ . Ce qui correspond à une déviation d'angle  $\theta_x \approx \theta_y \approx 7 \cdot 10^{-3}$  mrad ( $\theta_x = x/2f$  et  $\theta_y = y/2f$ ).

Les constantes de temps sont obtenues en ajustant les courbes expérimentales avec une exponentielle. Les figures 12 et 13, nous montre les ajustements de x et y.

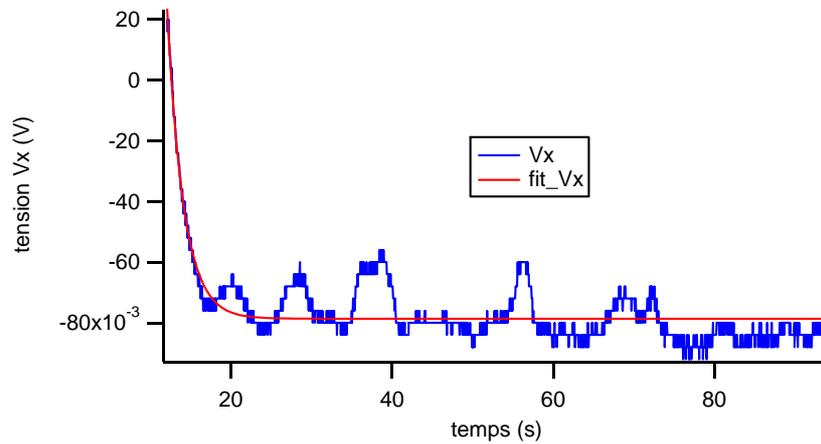


figure 12

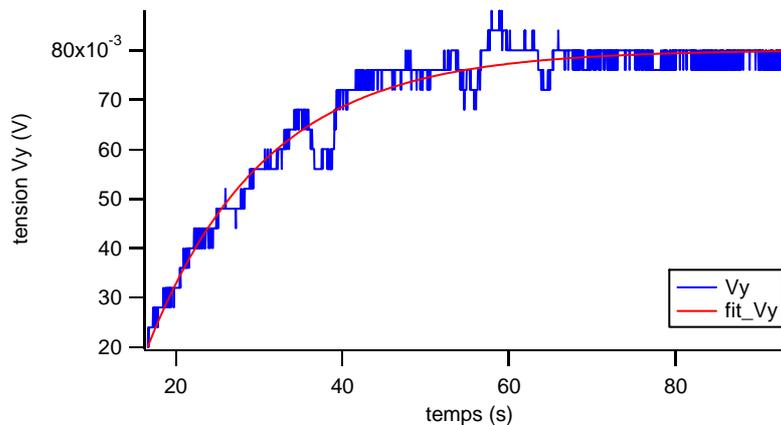


figure 13

La constante de temps obtenue pour x est d'environ 2s, tandis que celle obtenue pour y est d'environ 14s.

Ensuite en partant de 0,6W, on remonte à 1,2W, on obtient la figure 14:

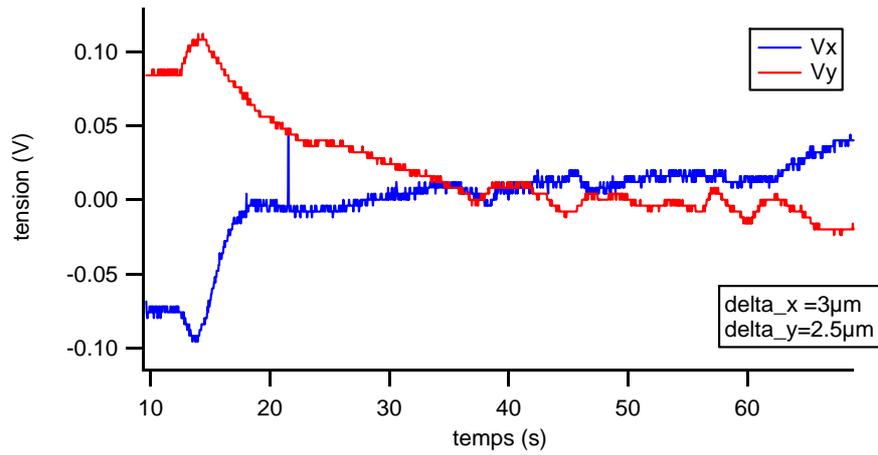


figure 14

Avant l'effet thermique, on a une augmentation de la tension due au fait que l'on diffracte plus puisqu'on envoie plus de puissance RF et que le faisceau n'est pas très bien centré sur la photodiode. Après cette augmentation de l'intensité diffractée, on voit bien les dérives du faisceau dues aux effets thermiques,  $\Delta x = 3\mu\text{m}$  et  $\Delta y = 2,5\mu\text{m}$  donc  $\theta_x = 7.10^{-3}$  mrad et  $\theta_y = 6.10^{-3}$  mrad. Les figures 15 et 16 nous montre l'ajustement par une exponentielle pour x et y :

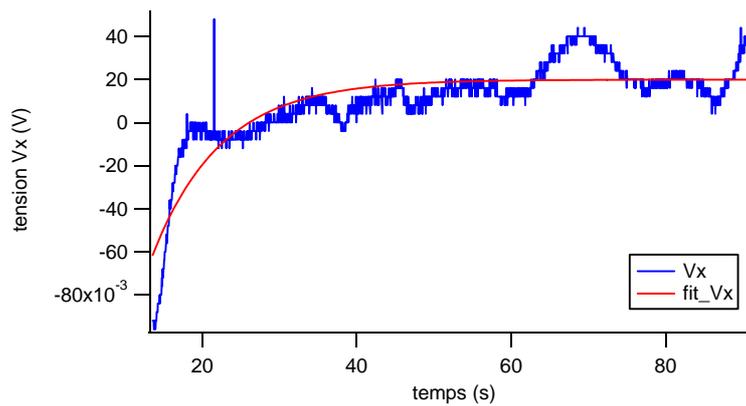


figure 15

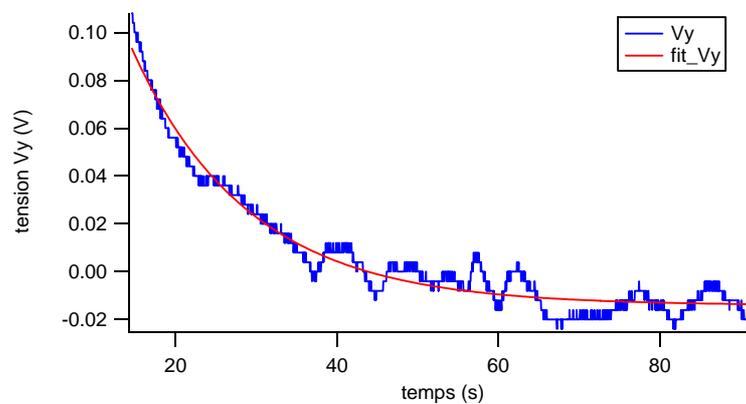


figure 16

Les constantes de temps obtenues sont d'environ 8s pour x, cependant l'ajustement n'est pas bon, et d'environ 14s pour y.

De même, on diminue la puissance rf de 75%, on passe de 1,2W ( $V_{vco}=4V$ ) à 0,3W ( $V_{vco}=1.4V$ ). On obtient la figure 17 :

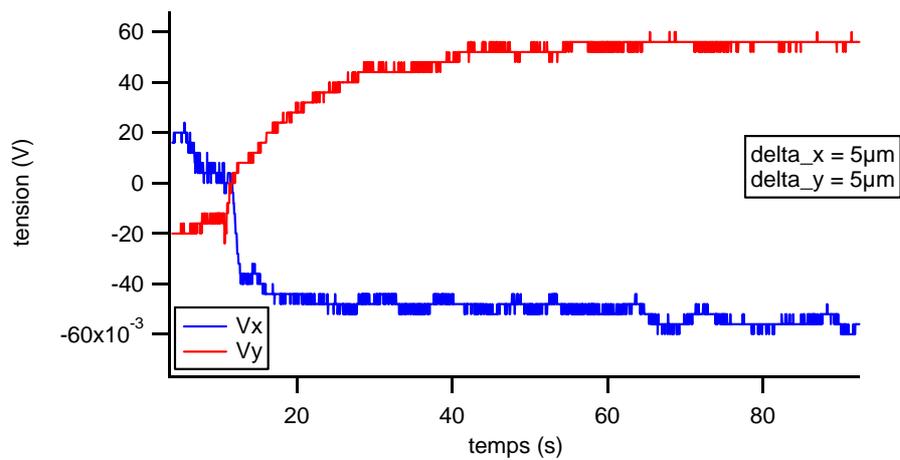


figure 17

Plus on diminue la puissance rf, plus le faisceau est dévié. Ici  $\theta_x \approx \theta_y \approx 12 \cdot 10^{-3}$  mrad. Les constantes de temps de x et y sont données par les figures 18 et 19 :

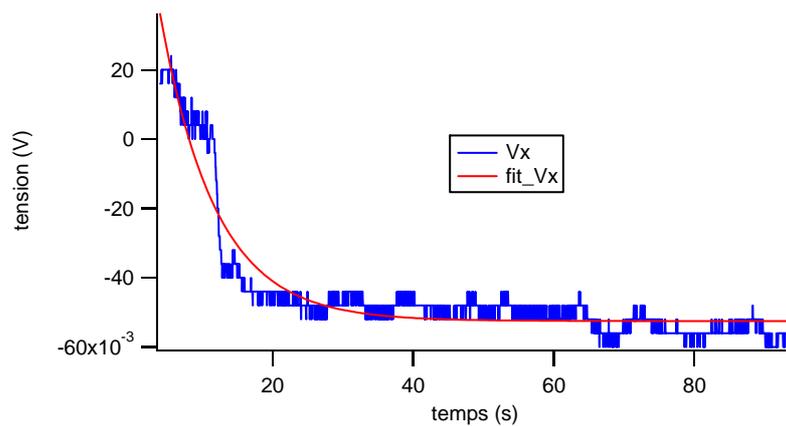


figure 18

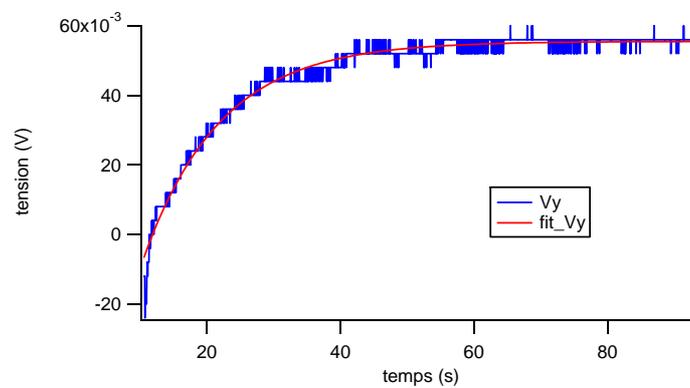


figure 19

Pour x, la constante de temps évaluée est d'environ 8s et pour y, on trouve que la constante de temps est d'environ 12s.

En partant de 0,3W, on remonte à 1,2W, on obtient la figure 20 :

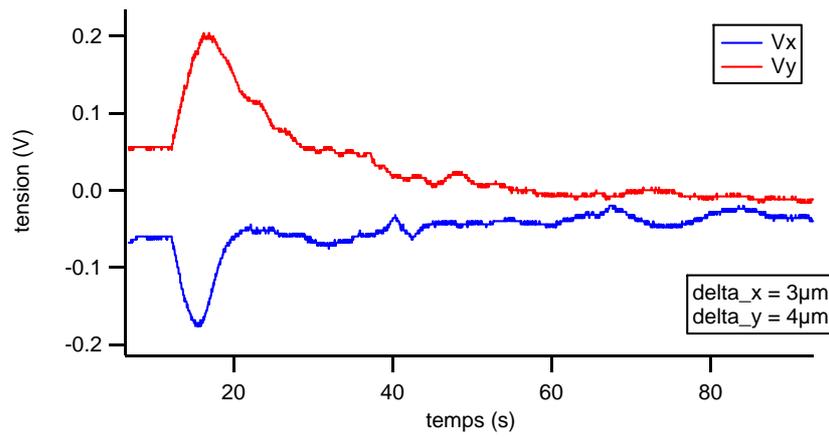


figure20

Ici  $\theta_x = 7.10^{-3}$  mrad et  $\theta_y = 10.10^{-3}$  mrad. Les figures 21 et 22, nous donne les constantes de temps :

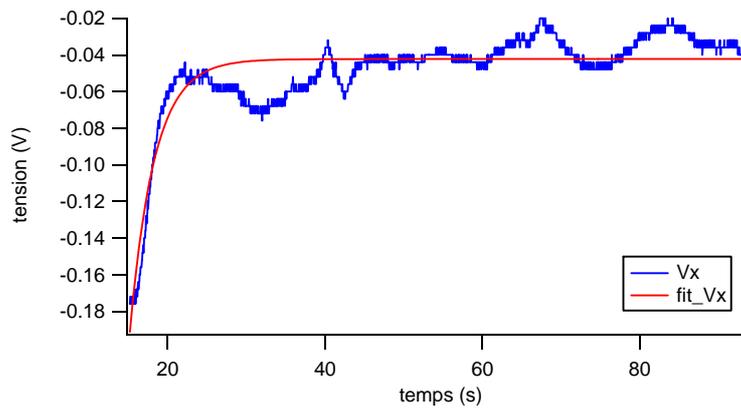


figure 21

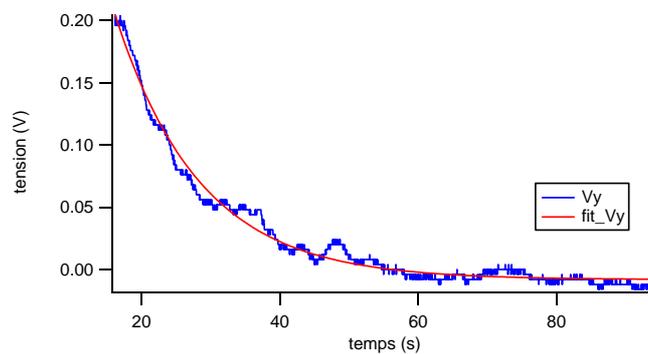


figure 22

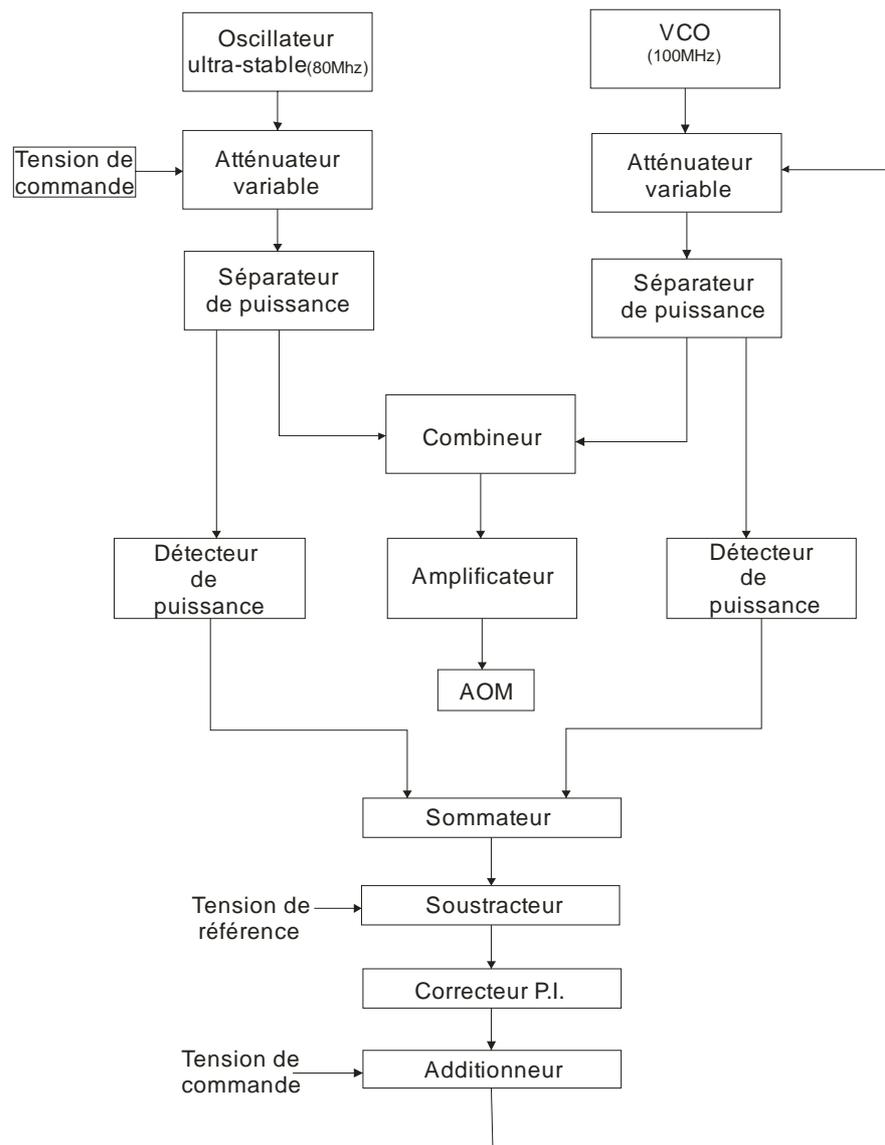
Pour x, la constante de temps est d'environ 4s et pour y, la constante de temps est d'environ 12s.

**Bilan** : Plus la puissance RF varie, plus le déplacement du faisceau lié aux effets thermiques est important.

#### 4- Electronique de commande à deux fréquences

La méthode utilisée pour diminuer la déviation de l'ordre 1 lorsqu'on diminue la puissance rf consiste à utiliser une électronique de commande de l'AOM à deux fréquences. On envoie à l'AOM deux radiofréquences  $f_1=80\text{MHz}$  et  $f_2=100\text{MHz}$ , la puissance  $P_2$  de  $f_2$  est ajustée en fonction de la puissance  $P_1$  de  $f_1$  afin de garder une puissance rf totale  $P=P_1+P_2$  constante.

Schéma de l'électronique de commande à deux fréquences



L'oscillateur ultra-stable génère une radiofréquence  $f_1=80\text{MHz}$ , la puissance  $P_1$  de 80 MHz est commandée par une tension  $V_{in}$ , le VCO génère une radiofréquence  $f_2=100\text{MHz}$ , la puissance  $P_2$  de 100 MHz est ajustée en fonction de  $P_1$ . Chaque signal est séparé en deux parties égales par un séparateur de puissance. D'un côté, on combine les deux puissances avec un combineur, la puissance totale obtenue est ensuite amplifiée par un amplificateur précédé d'un préamplificateur puis envoyée dans l'AOM. D'un autre côté, les puissances sont converties en tensions avec un

détecteur de puissance, on additionne ces deux tensions et on soustrait cette somme à une tension de référence, celle ci correspond à la tension de commande de l'atténuateur variable qui permet d'avoir la puissance rf totale voulue en sortie, 1,2W dans notre cas. L'erreur par rapport à la tension de référence passe par un correcteur « P.I » (Proportionnel Intégrateur) pour modifier la tension de commande de l'atténuateur variable et donc ajuster P<sub>2</sub> pour avoir une puissance totale constante. Cette puissance totale peut être choisie avec un potentiomètre.

Les caractéristiques de chaque composant se trouvent en annexe (voir annexe 3).

## 5- Résultats

Pour avoir le maximum de diffraction, il faut avoir une puissance totale en sortie supérieure à celle dont on avait besoin avec le simple VCO car on perd un peu de puissance à cause de composants qui apparaissent à 20, 40 et 60MHz.

Il faut travailler avec P=1,75W, dans ce cas  $V_{inmax}=7,18V$ , c'est la tension au-delà de laquelle le système n'est plus stable. La courbe suivante nous montre la tension délivrée par la photodiode (proportionnelle à la puissance diffractée) en fonction de la tension de commande  $V_{in}$ .

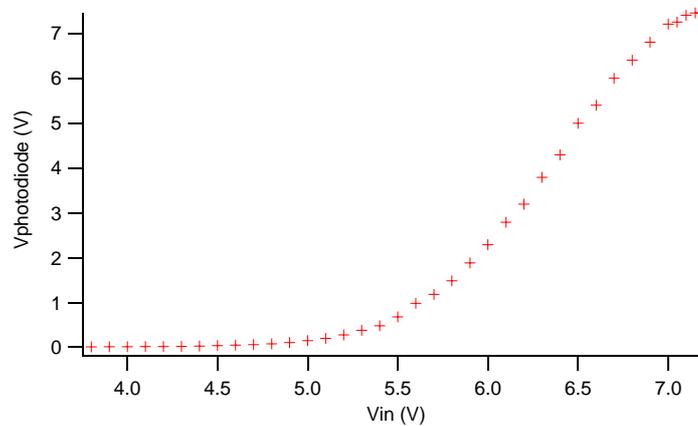


figure 23

Avant le passage dans l'AOM, on a une puissance de 2.38mW, la puissance dans l'ordre 1 est de 1.7mW. On a donc une efficacité de diffraction maximale de 70%.

Lorsqu'on diminue  $V_{in}$  et donc P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub> augmente et on observe une diffraction due à la fréquence  $f_2=100MHz$ , on doit donc bloquer cet ordre 1 pour qu'il ne parasite pas nos mesures (on utilise à nouveau une lame de rasoir sur translation).

En diminuant P<sub>1</sub> de 50%, on obtient la figure 24:

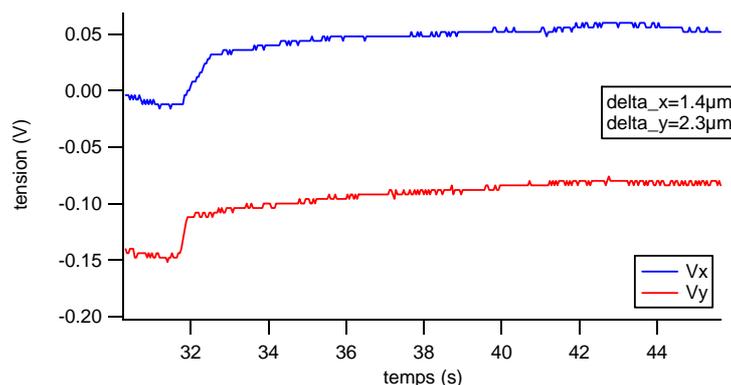


figure 24

Le faisceau est dévié de  $\theta_x = 3.10^{-3}$  mrad et  $\theta_y = 6.10^{-3}$  mrad. Les effets thermiques ont diminué d'environ 50% sur x et d'environ 15% sur y.

L'équilibre est atteint rapidement (quelques secondes).

En retournant à P<sub>1</sub>, on obtient la figure 25:

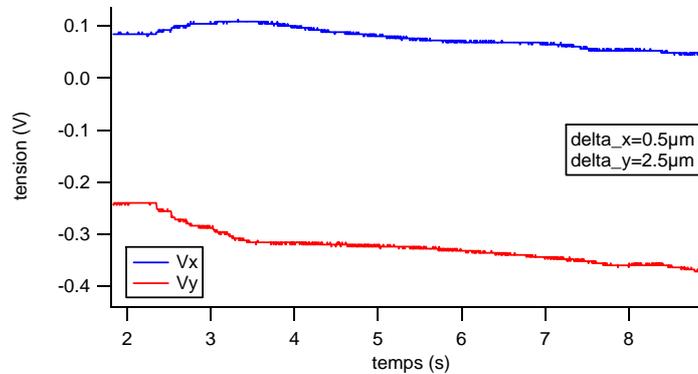


figure 25

Le faisceau est dévié de  $\theta_x = 1,25.10^{-3}$  mrad et  $\theta_y = 6.10^{-3}$  mrad. Par rapport à l'ancien VCO, les effets thermiques ont diminués de 80% sur x mais n'ont pas été diminués pour y. Ici aussi l'équilibre est atteint en quelques secondes.

En diminuant la puissance de 75%, on obtient la figure 26 :

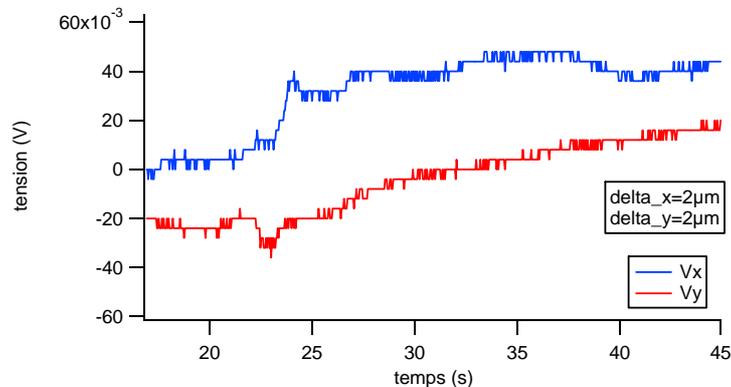


figure 26

Le faisceau est dévié de  $\theta_x = 5.10^{-3}$  mrad et  $\theta_y = 5.10^{-3}$  mrad. Les effets thermiques ont diminué de 60% environ. Les constantes de temps sont obtenues en ajustant les courbes expérimentales sur une exponentielle. Les courbes 27 et 28, nous montre les ajustements de x et y.

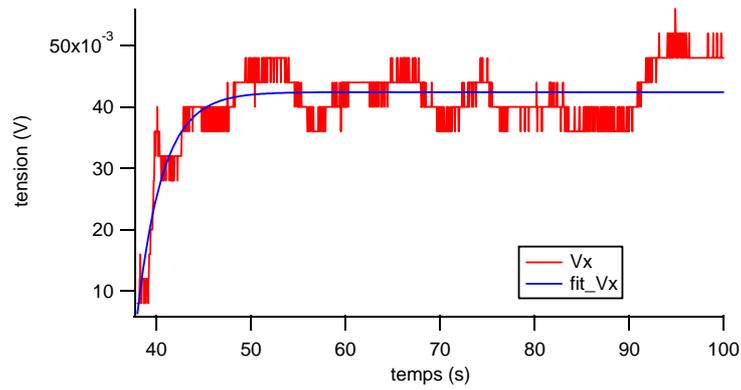


figure 27

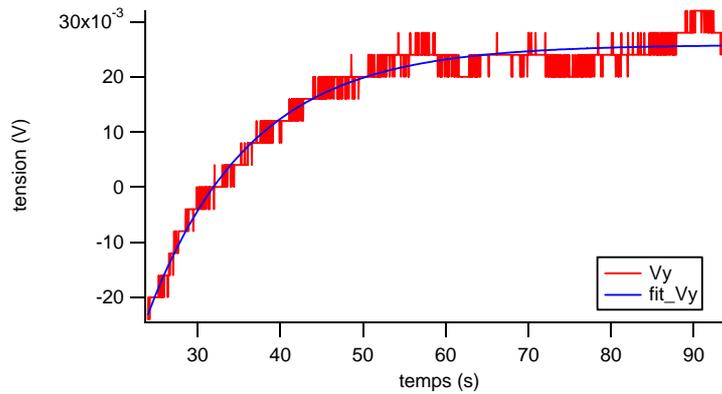


figure 28

La constante de temps sur x est d'environ 3s, celle sur y est d'environ 12s. Les constantes de temps n'ont donc pas changé.

En retournant à P<sub>1</sub>, on a :

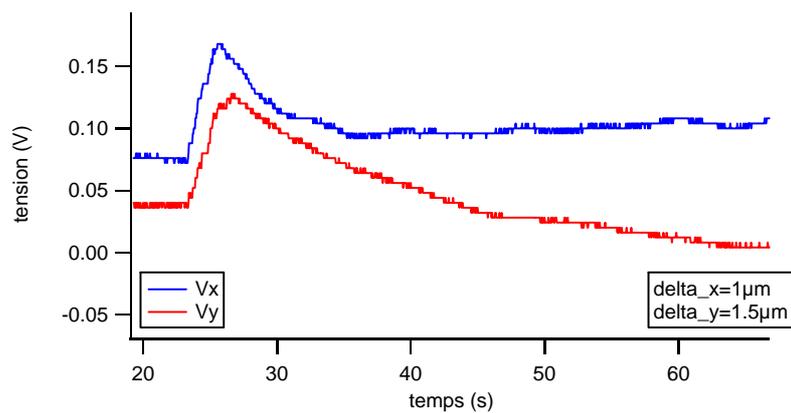


figure 29

Le faisceau est dévié de  $\theta_x \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$  mrad et  $\theta_y \approx 4 \cdot 10^{-3}$  mrad. Les effets thermiques ont diminué d'environ 70%. Les constantes de temps sur x et y sont données par les figures 30 et 31 :

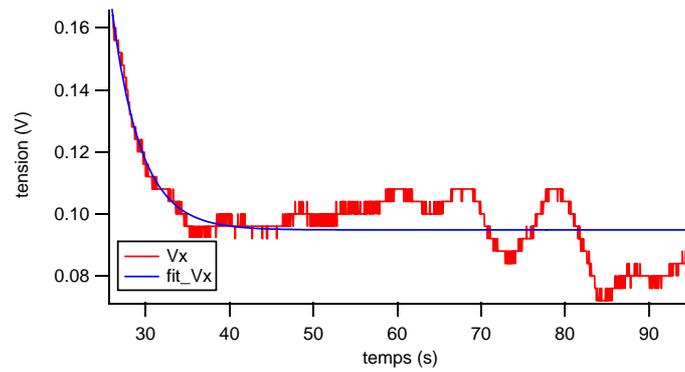


figure 30

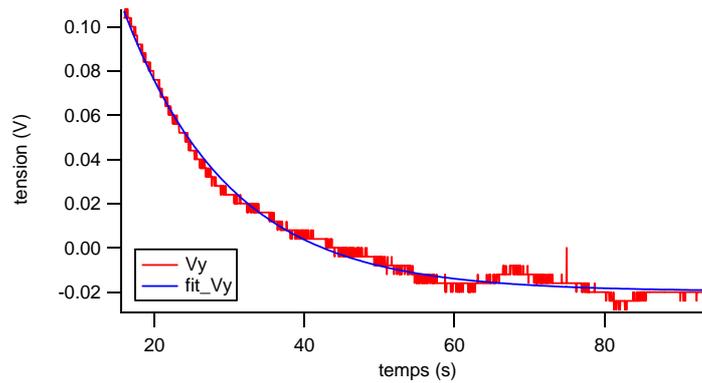


figure 31

La constante de temps sur x est d'environ 3s, celle sur y est d'environ 12s. Les constantes ne sont pas modifiées par la nouvelle électronique de commande.

Conclusion :

On constate que la nouvelle électronique de commande améliore significativement le pointé du laser, le faisceau est bien moins dévié. On a une amélioration de la stabilité du faisceau d'environ 65% sur x et d'environ 40% sur y. Cependant les résultats pourraient être amélioré en effectuant la correction différemment, par exemple, en modifiant le ratio 80/100 MHz. En effet, les deux fréquences semblent être réfléchies différemment par l'AOM : (0,2/1.2 au lieu de 0,3/1,5).

## II Stabilisation d'un laser en fréquence

### 1- Nécessité d'une stabilisation en fréquence pour les expériences d'atomes froids

La manipulation d'atomes par un ensemble de lasers accordés sur une transition atomique permet de ralentir ces atomes et d'obtenir ainsi des températures extrêmement basses : l'absorption de la lumière par les atomes produit une force de pression de radiation, analogue à un amortissement visqueux, qui ralentit très efficacement et très rapidement les atomes illuminés. Pour le chrome, la transition atomique utilisée est celle entre les états  $^7S_3$  et  $^7P_4$  à 425,5nm, caractérisée par le taux  $\Gamma=1/30\text{ns}=10^7 \text{ rad.s}^{-1}$ .

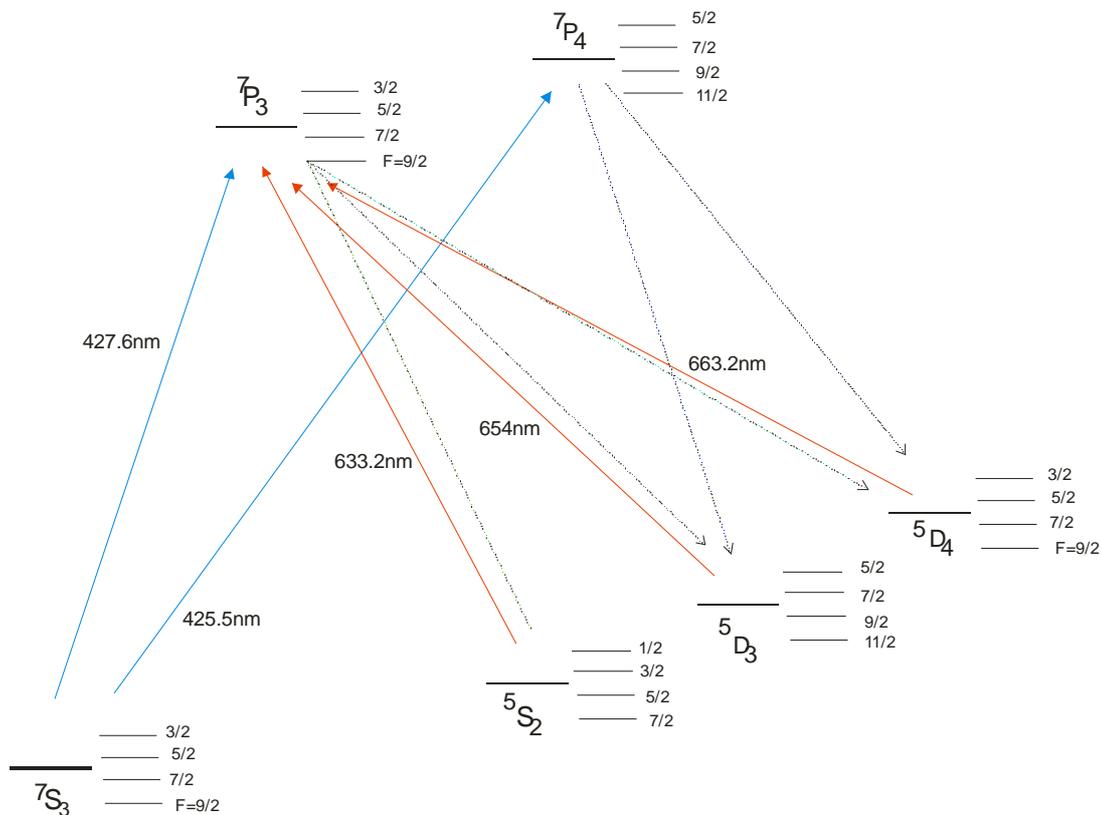


figure 32 :Schéma des niveaux atomiques du chrome utilisés pour l'expérience

Il faut asservir le laser bleu sur la transition de refroidissement du chrome à 425.5nm ( $^7S_3 \rightarrow ^7P_4$ ) et le laser de polarisation à 427.6nm ( $^7S_3 \rightarrow ^7P_3$ ). La largeur spectrale doit être inférieure à celle de l'état excité qui est de 5MHz, le laser doit donc être stabilisé en fréquence à 1MHz. De même les lasers de repompage doivent être verrouillés sur les transitions  $^5D_3 \rightarrow ^7P_4$  (654nm),  $^5D_4 \rightarrow ^7P_4$  (663.2nm) et  $^5S_2 \rightarrow ^7P_3$  (633.2nm). En effet, la transition de refroidissement du chrome n'est pas complètement fermée puisque les atomes peuvent se désexciter vers des états métastables  $^5D$ . Des diodes lasers sont donc nécessaires pour repomper vers  $^7S_3$  via  $^7P_3$ .

### 2- Des nouveaux besoins en laser pour l'expérience Chrome

Actuellement, sur l'expérience chrome, il n'y a que deux diodes lasers qui repompent les atomes vers  $^7S_3$ , celle à 633.2nm et celle à 663.2nm. L'équipe souhaiterait ajouter un laser à 654 nm pour pouvoir repomper les atomes qui se trouvent en  $^5D_3$ .

De plus, l'équipe souhaiterait refroidir l'isotope fermionique du chrome  $^{53}\text{Cr}$ , celui-ci a une structure hyperfine, les transitions atomiques sont donc légèrement décalées (de quelques centaines de MHz), il faut trois nouveaux lasers. Comme il n'y a plus de place sur la table optique principale, on ne peut pas utiliser les lasers déjà présents et décaler leurs fréquences avec un AOM, de toute façon il n'y a pas assez de puissance disponible. De plus, il y a déjà trois lasers asservis sur la cavité Fabry Pérot existante, ces nouveaux lasers devront être asservis sur une nouvelle cavité Fabry Pérot. En effet, nous ne disposons pas d'un signal atomique pour asservir directement les diodes, l'asservissement doit donc se faire sur une cavité passive devant être très stable.

### 3- Rappels sur la cavité Fabry Pérot

#### L'effet Fabry Pérot

L'interféromètre de Fabry Pérot est un interféromètre optique constitué de deux surfaces partiellement réfléchissantes planes à hauts coefficients de réflexion (souvent supérieurs à 95 %). La lumière entrante effectue de multiples allers-retours à l'intérieur de cette cavité, et ressort partiellement à chaque réflexion. Les différents rayons lumineux sortants interfèrent entre eux, donnant lieu à une figure d'interférences à ondes multiples.

#### La cavité confocale

La référence optique de tous les asservissements est une cavité Fabry Pérot confocale. Il s'agit d'un interféromètre de Fabry Pérot avec deux miroirs plans concaves identiques M1 et M2 de coefficient de réflexion en intensité  $R$  et de rayon de courbure  $\mathcal{R}=L$  ( $L$  étant la longueur de la cavité) placés de telle sorte que le centre de courbure d'un miroir corresponde au sommet de l'autre, le centre de la cavité est donc le foyer commun des deux miroirs.

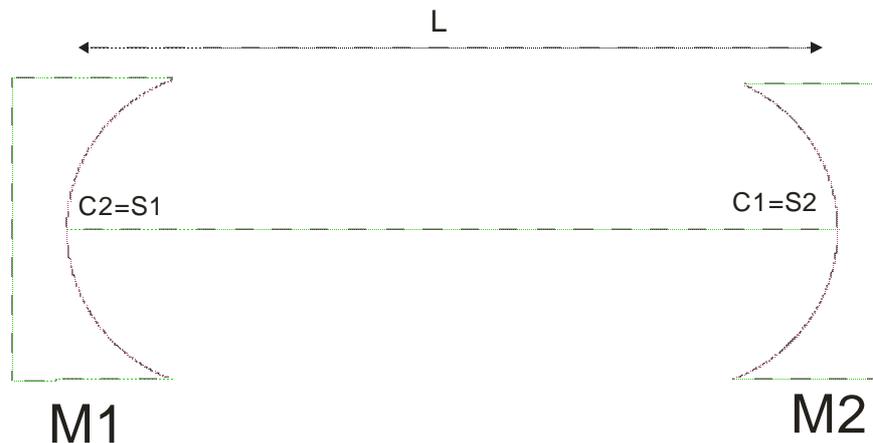


Schéma d'un Fabry Pérot confocal

La fonction de transmission est de la forme :

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4R^2}{(1-R)^2} \sin^2 \phi}$$

Où  $\phi=2kL$  est le déphasage correspondant à un aller-retour dans la cavité Fabry Pérot et la courbe de transmission obtenue est :

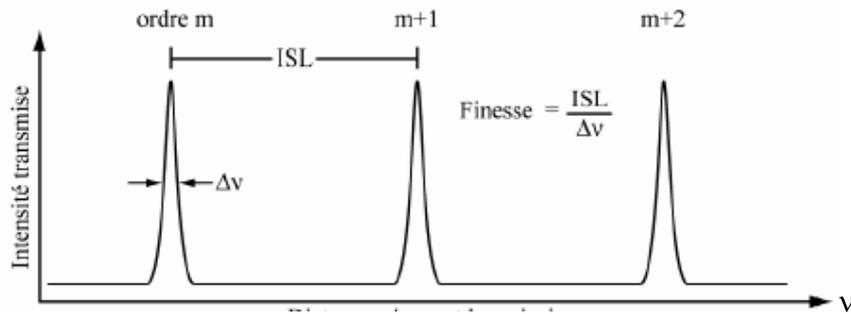


figure 33 : Courbe de transmission d'une cavité de Fabry Pérot

C'est une fonction d'Airy. La cavité laser est susceptible d'osciller sur plusieurs fréquences, appelées modes longitudinaux. La condition de résonance est réalisée lorsque le déphasage de l'onde laser est identique à lui-même (modulo  $2\pi$ ) après un tour complet dans la cavité.

La condition de résonance s'écrit donc  $2L=m\lambda$  où  $L$  est la longueur de la cavité,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $m$  (l'ordre) un nombre entier. La transmission est donc une fonction périodique dont la période  $\Delta\nu=c/2L$  s'appelle l'intervalle spectral libre (ISL).

Lorsque le trajet du faisceau n'est pas confondu avec l'axe optique dans la cavité, on se trouve dans la configuration suivante :

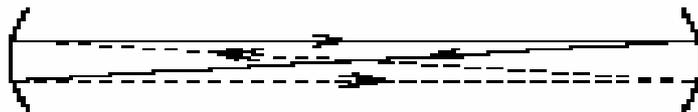


figure 34 : configuration en « 8 »

Tout rayon parallèle à l'axe se reboucle sur lui-même après un trajet en « 8 » de longueur  $4L$ . Cette géométrie se traduit par la présence de modes transverses qui se situent entre les modes longitudinaux ( $ISL=c/4L$ ).

Le paramètre important de la cavité est la finesse  $\mathcal{F}$  définie comme le rapport entre l'intervalle spectral libre et la largeur à mi-hauteur des pics d'Airy  $F = \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} = \pi \frac{\sqrt{R}}{1-R}$  :

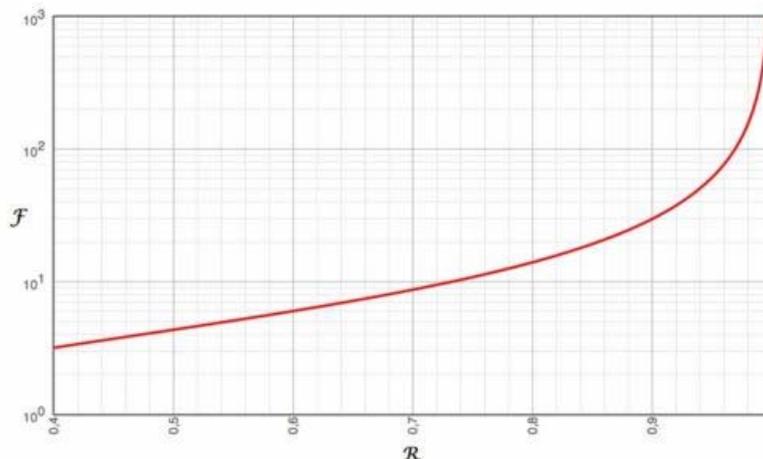


figure 35 : Courbe de la finesse F en fonction du coefficient de réflexion R

#### 4- La cavité réalisée

Un barreau d'ULE (ultra low expansion glass) a été donné par une autre équipe. Il a une longueur  $L=30\text{cm}$ , ce qui correspond à un ISL de  $500\text{MHz}$ .

Le choix du coefficient de réflexion  $R$  des miroirs se fait en fonction de la finesse souhaitée, la largeur des pics doit être de quelques MHz, avec  $R=0,985$ , on obtient  $F_{\text{théorique}}=207$ .

Pour stabiliser le laser en fréquence à mieux que  $\Delta f=1\text{ MHz}$ , la longueur de la cavité ne doit pas varier de plus de

$$\Delta L_{\text{max}} = \frac{\frac{\lambda}{2} \Delta f}{\text{ISL}} = 0,65\text{nm avec } \lambda=650\text{nm}$$

Afin de maintenir la distance entre les deux miroirs presque constante, on utilise un barreau d'ULE, la particularité de ce matériau est d'avoir un coefficient de dilatation thermique très faible ( $\alpha=1,5 \cdot 10^{-8} / ^\circ\text{C}$  environ).

Il faut donc que la température ne varie pas de plus de :

$$\Delta T_{\text{max}} = \frac{\Delta L_{\text{max}}}{\alpha L} = 0,1^\circ\text{C}$$

De plus,  $\Delta L_{\text{max}} = \Delta n \cdot L \cdot \frac{\Delta P_{\text{max}}}{1\text{ bar}}$  (avec  $\Delta n=n_{\text{air}}-n_{\text{vide}}=3 \cdot 10^{-4}$ ). La variation maximum de pression permise est donc :

$$\Delta P_{\text{max}} = \frac{\Delta L_{\text{max}}}{\Delta n L} = 7 \cdot 10^{-6}\text{ bar}$$

Pour cela, la cavité est maintenue dans une enceinte hermétique vide. Pour atteindre le vide, on commence par pomper avec une pompe primaire puis une pompe turbo moléculaire prend le relais pour atteindre le vide secondaire. Ensuite, une pompe ionique se charge de maintenir le vide dans l'enceinte.

La température est contrôlée avec une thermistance collée sur le barreau d'ULE.

#### 5 – Mesures

Voici le schéma du montage expérimental réalisé :

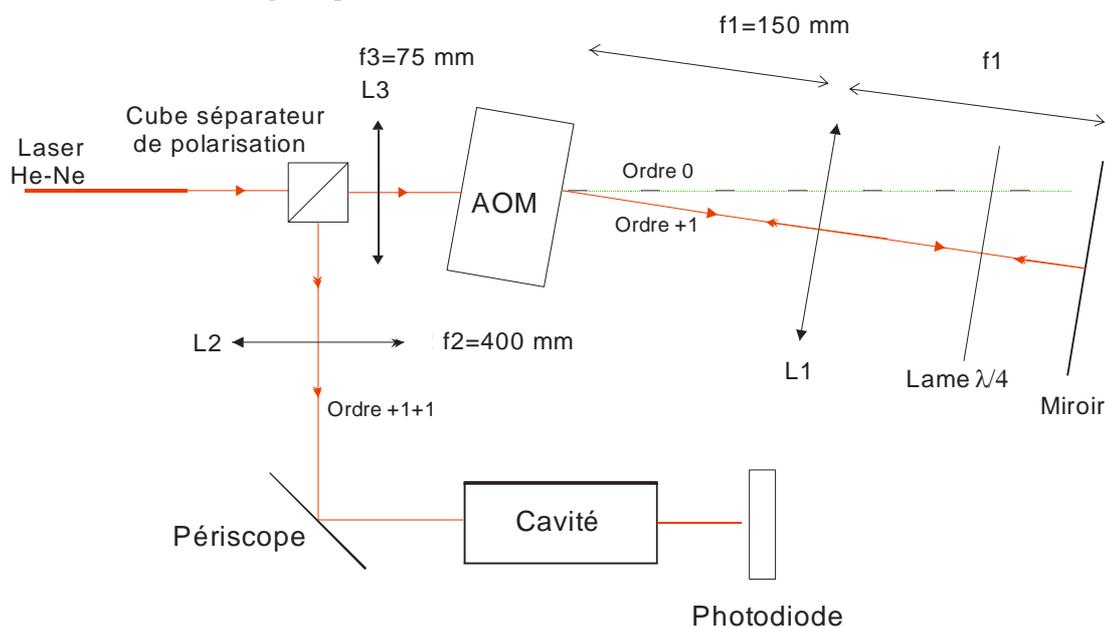


figure 36 : Montage expérimental

Le laser est un laser He-Ne, sa longueur d'onde est de 632,9nm. L'AOM est en configuration double passage. Quand la fréquence laser est décalée par l'AOM, l'angle du faisceau diffracté (ordre +1) par rapport à l'ordre 0 change aussi parce que l'angle de diffraction dépend de la modulation appliquée. La configuration en double passage permet de compenser ce défaut, car le faisceau deux fois diffracté se superpose au faisceau incident quelle que soit sa fréquence, grâce à la lentille L1. La lentille L3 focalise le waist du faisceau au niveau de l'AOM. Le faisceau a le même waist à l'aller et au retour car le miroir est placé à la distance  $f_1$  de la lentille. Cette configuration permet aussi de décaler la fréquence du laser de  $2f_{AOM}$ .

La lame  $\lambda/4$  étant traversée deux fois, elle est équivalente à une lame  $\lambda/2$ , cela fait donc tourner la polarisation du faisceau de sorte qu'il sera réfléchi par le cube séparateur de polarisation.

La lentille L2 permet d'adapter le waist du faisceau à celui de la cavité.

### Mesures expérimentales

La figure 37 est la courbe de transmission obtenue avec la lentille  $f_2$ , les pics sont quasi symétriques:

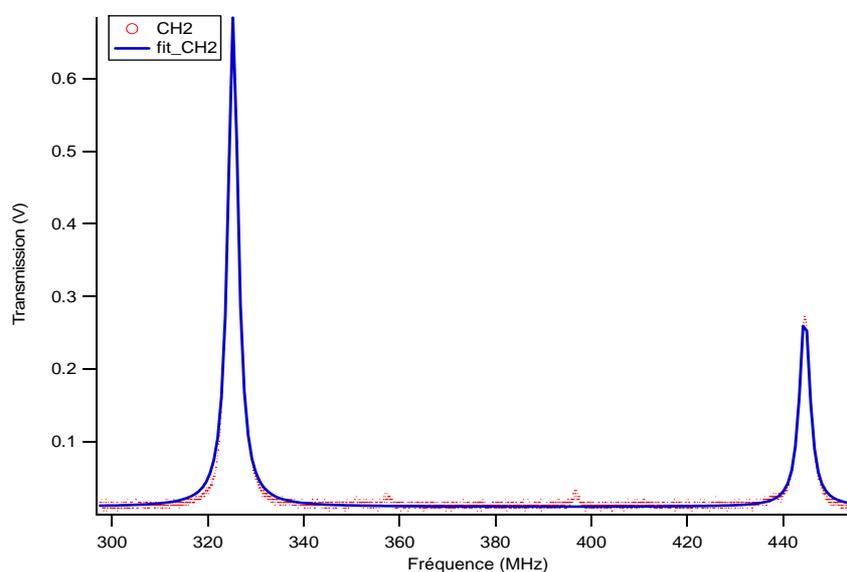


figure 37

La courbe de transmission nous donne un écart entre les pics d'environ 120MHz, comme le faisceau subit un double passage dans l'AOM, l'écart entre deux pics pour la fréquence laser est d'environ 240MHz car nous avons une configuration en « 8 », les modes impairs ne sont pas supprimés. La finesse obtenue est d'environ 92. La hauteur relative des pics est biaisée par la variation de puissance en entrée du Fabry Péro, la réponse de l'électronique de commande de l'AOM n'est pas plate sur l'intervalle de fréquence [200,500MHz].

Le faisceau n'est pas parfaitement superposé avec l'axe optique, sinon on aurait des pics tout les 500MHz ( $ISL=c/2L$ ). Cette cavité n'est pas tout à fait confocale, cela se voit avec la forme des pics, sur la figure suivante, le mode du laser n'est pas adapté :

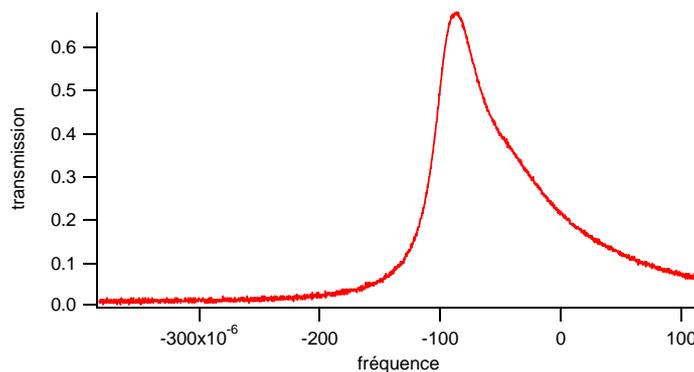


figure 38

Comme on peut le constater sur la figure 38, le pic est asymétrique car il y a un problème avec la dégénérescence, les modes pairs ne sont pas exactement à la même fréquence, on a des pics secondaires à la droite du pic principal.

On peut évaluer le défaut de confocalité. En effet, la fréquence de résonance  $\nu$  d'un mode (m,n) est :

$$\frac{\nu_{m,n}}{\nu_0} = (q+1) + \frac{1}{\pi}(m+n+1)\arccos\left(1 - \frac{L}{R}\right)$$

L est la distance entre les deux miroirs et R est le rayon de courbure des miroirs. Le pic principal de transmission est obtenu pour le mode fondamental (0,0) :

$$\frac{\nu_{0,0}}{\nu_0} = (q+1) + \frac{1}{\pi}\arccos\left(1 - \frac{L}{R}\right)$$

Sur la droite du pic principal, on a un deuxième pic moins prononcé correspondant au premier mode pair (1,1) :

$$\frac{\nu_{1,1}}{\nu_0} = (q+2) + \frac{3}{\pi}\arccos\left(1 - \frac{L}{R}\right)$$

En faisant la différence, on obtient :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 1 + \frac{2}{\pi}\arccos\left(1 - \frac{L}{R}\right)$$

$$\text{donc } \frac{L}{R} = 1 - \cos\left(\frac{\pi}{2}\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0} - 1\right)\right)$$

Sachant que  $\Delta\nu \ll \nu_0$ , cela nous donne :  $\frac{L}{R} \approx 1 - \frac{\pi}{2} \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 0,991$  (L=30cm,  $\Delta\nu=2.8\text{MHz}$  et

$\nu_0=500\text{MHz}$ ), on a donc  $R=302,6\text{mm}$  ce qui correspond bien à la valeur donnée par le constructeur  $R=302\pm 1\text{mm}$ .

### Test de stabilité par battement du laser He-Ne :

Afin de s'assurer de la stabilité du dispositif, il faut vérifier la stabilité du laser He-Ne, pour cela, on réalise un test par battement, c'est-à-dire qu'on fait interférer deux lasers ensemble et on vérifie que la différence entre leur fréquence reste stable.

Les amplitudes des champs des deux lasers s'écrivent :

$$E_1(t) = E_{10} \cos(\omega_1 t) \text{ et } E_2(t) = E_{20} \cos(\omega_2 t)$$

Avec  $\omega_1 \approx \omega_2$  et  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$

Si le premier laser était seul, la photodiode délivrerait un photocourant proportionnel à  $\langle E_1(t)^2 \rangle = E_{10}^2 / 2$ . Lorsqu'on fait interférer les deux lasers, le photocourant délivré par la photodiode est proportionnel à  $\langle (E_1(t) + E_2(t))^2 \rangle$ .

$$\begin{aligned} (E_1(t) + E_2(t))^2 &= E_1^2(t) + E_2^2(t) + 2 E_1(t) \cdot E_2(t) \\ &= (E_{10} \cos(\omega_1 t))^2 + (E_{20} \cos(\omega_2 t))^2 + 2 E_{10} \cdot E_{20} \cdot \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t) \end{aligned}$$

$$\langle (E_1(t) + E_2(t))^2 \rangle = E_{10}^2 / 2 + E_{20}^2 / 2 + E_{10} \cdot E_{20} (\langle \cos(\omega_1 t) \rangle + \langle \cos(\Delta\omega t) \rangle)$$

Soit  $\Delta t$  le temps pendant lequel est réalisée la mesure, comme  $1/\Delta\omega \gg \Delta t \gg T_{\text{opt}}$ , on a :  $\langle \cos(\omega_1 t) \rangle = 0$ , donc  $\langle (E_1(t) + E_2(t))^2 \rangle = E_{10}^2 / 2 + E_{20}^2 / 2 + E_{10} \cdot E_{20} \langle \cos(\Delta\omega t) \rangle$ .

Expérimentalement, on décale la fréquence d'un des lasers avec un AOM en double passage de façon à avoir :  $\Delta\omega = 2 \omega_{\text{AOM}} + \omega_{\text{He-Ne1}} - \omega_{\text{He-Ne2}}$  avec  $2f_{\text{AOM}} = \omega_{\text{AOM}} / \pi = 700\text{MHz}$  qui est inférieure

à la bande passante du détecteur (2GHz), une photodiode rapide. A l'analyseur de spectre, on regarde la composante à  $\Delta\omega$  en fonction du temps.

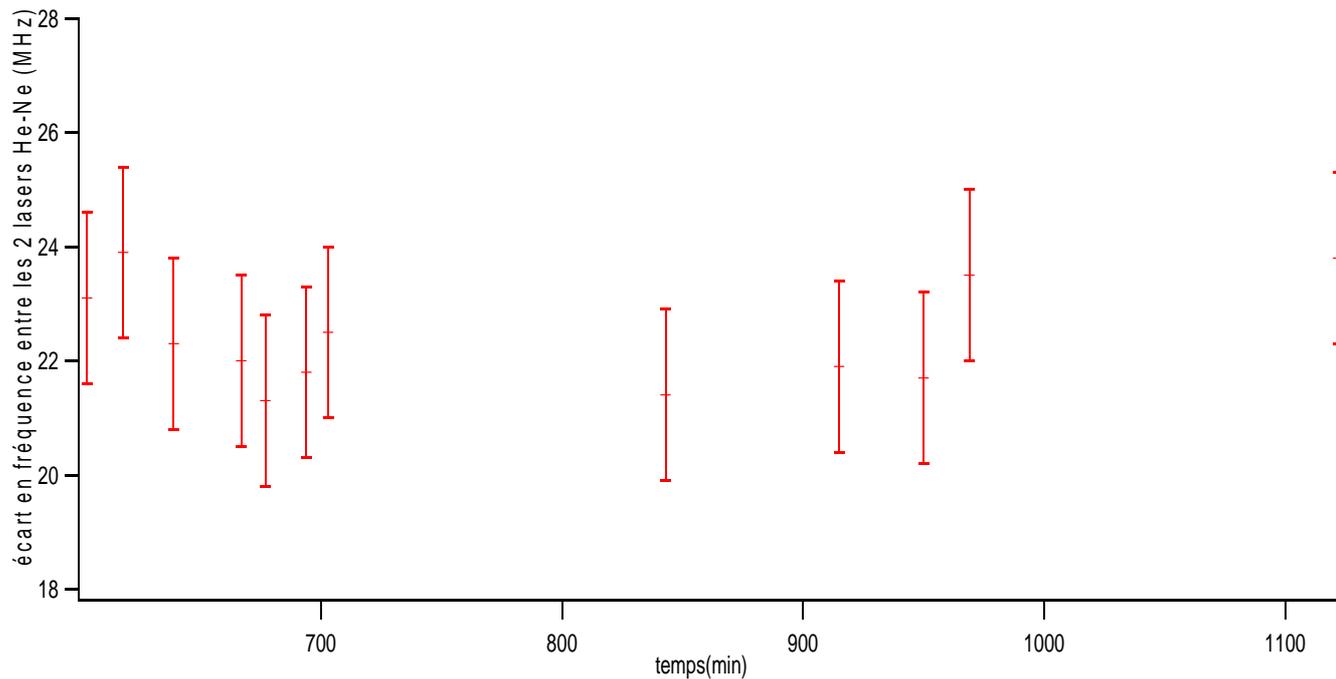


figure 39

On déduit de cette courbe que les lasers He-Ne sont bien stables en fréquence, les deux fréquences changent de moins de 5MHz sur environ 1 journée (1 jour= 1440 minutes).

### Dérive de la cavité

Pour savoir si la cavité peut servir de référence pour asservir les diodes lasers, il faut être sûr que la fréquence de résonance ne varie pas en fonction du temps. A l'aide d'une thermistance implantée dans la cavité, on peut suivre la variation de la température. La dérive de la fréquence de résonance de la cavité est évaluée en suivant la fréquence de l'AOM qui assure la transmission maximale du signal par la cavité. On obtient la courbe suivante :

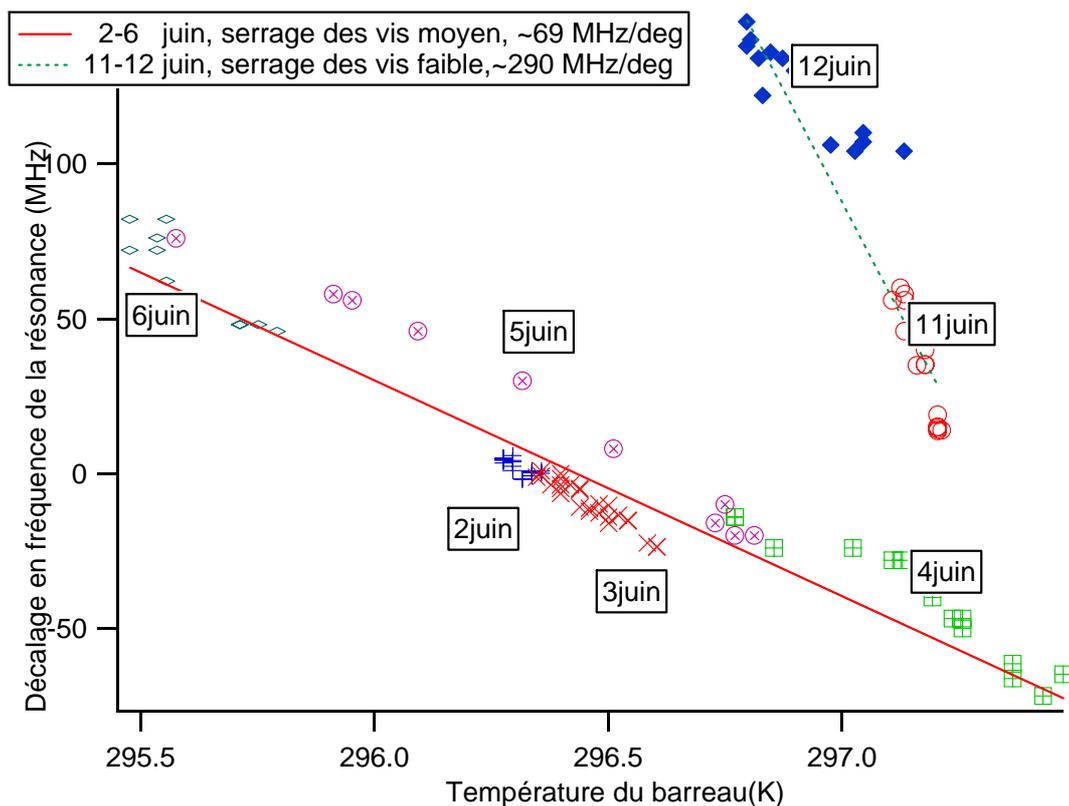


figure 40 : Courbe des dérives

Quelque soit la façon de serrer les vis, les dérives observées dans le temps sont bien supérieures à celles qu'on peut tolérer. Cette instabilité est certainement due aux imperfections du dispositif de fixation des miroirs sur la cavité.

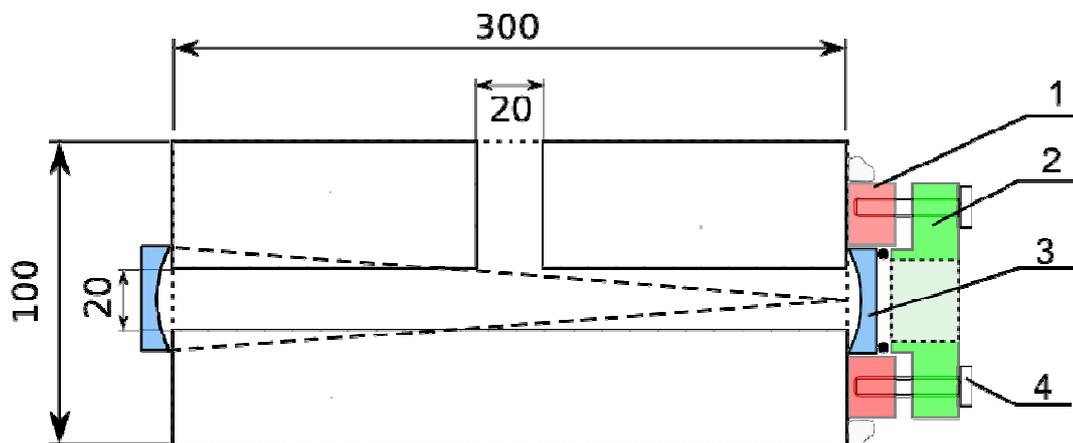


figure 41

Le support du miroir (1) est collé sur le barreau d'ULE par une résine époxyde. Le miroir (3) vient se loger dedans directement au contact du verre, il est maintenu par un hublot (2) vissé au support, entre le miroir et le hublot il y a un joint. Quelque soit la force avec laquelle les vis (4) sont serrées, les résultats restent insatisfaisants. Il faut donc revoir ce dispositif de fixation.

## Conclusion

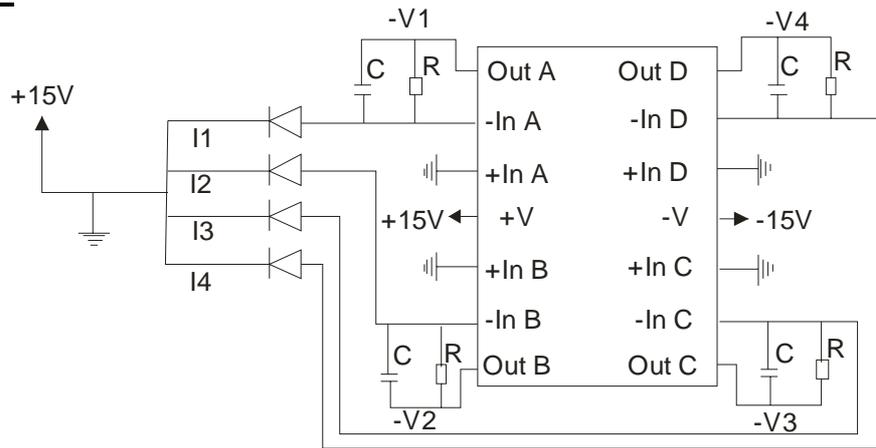
Ce travail m'a permis d'une part de quantifier les changements de position d'un faisceau diffracté dus aux effets thermiques engendrés par une variation de puissance rf dans un AOM, de réduire ces effets grâce à une nouvelle électronique de commande à deux fréquences. D'autre part, ce travail m'a permis de développer une cavité de Fabry Pérot dans le but d'asservir un laser.

Ce stage a été l'occasion pour moi d'appréhender le domaine de la recherche. Au-delà d'enrichir mes connaissances, ce stage m'a permis de comprendre dans quelle mesure l'investissement, la rigueur et la persévérance sont nécessaires pour travailler dans ce domaine.

## Bibliographie :

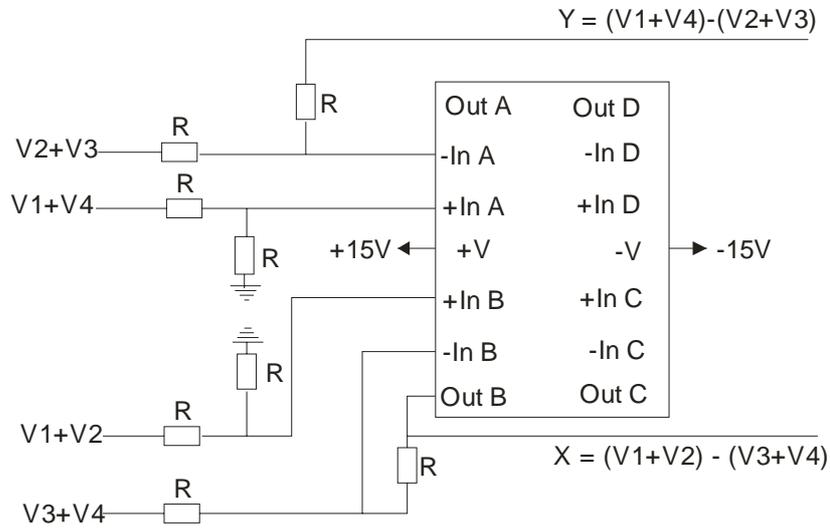
- [1] « Modes, Phase shifts, and Losses of Flat-Roof Open Resonators » P.F. Checcacci, Anna Consortini et Annamaria Scheggi, Appl. Optics, 1966
- [2] “A two-frequency acousto-optic modulator driver to improve the beam pointing stability during intensity ramps” B. Fröhlich and al., 2007
- [3] [www.physique.ens-cachan.fr/pagregp/enseignement/optique/acousto-optique.pdf](http://www.physique.ens-cachan.fr/pagregp/enseignement/optique/acousto-optique.pdf) -
- [4] [www.script.univ-paris-diderot.fr/doc/319-oo/chap4.pdf](http://www.script.univ-paris-diderot.fr/doc/319-oo/chap4.pdf)
- [5] « Les atomes refroidis et piégés » W. Phillips, H. Metcalf, Pour la science, mai 1987

**ANNEXE 1-A**



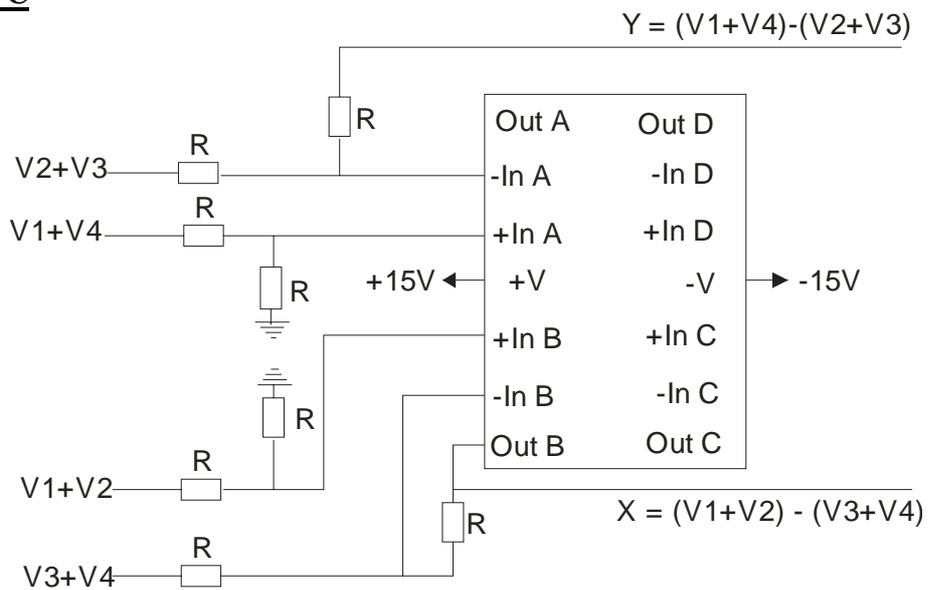
Montage transimpédance

**ANNEXE 1-B**



Montage soustracteur

**ANNEXE 2-C**



Montage soustracteur

## ANNEXE 2 :

Soit  $P_d$  et  $P_g$  les puissances reçues par la photodiode à droite et à gauche :

$$\begin{aligned}P_d - P_g &= I_0 \int_0^{\infty} e^{-2\frac{(x-x_0)^2}{w^2 x}} dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2y^2}{w^2 y}} dy \\&= -I_0 * \text{Int}(y) * \int_{-\infty}^0 e^{-2\frac{(x-x_0)^2}{w^2 x}} dx \\&= I_0 * \text{Int}(y) * \left( \int_{-x_0}^{\infty} e^{-2\frac{x^2}{w^2 x}} dx - \int_{-\infty}^{-x_0} e^{-2\frac{x^2}{w^2 x}} dx \right) \\&= I_0 * \text{Int}(y) * \int_{-x_0}^{x_0} e^{-2\frac{x^2}{w^2 x}} dx\end{aligned}$$

En faisant un développement limité:  $e^{-x} \approx 1$

$$\begin{aligned}P_d - P_g &= I_0 \cdot W_y \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot 2x_0 \\&= \frac{Pt}{W_x \cdot W_y} \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{\pi}{2}} W_y \cdot 2x_0 \\&= 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{Pt}{W_x} x_0\end{aligned}$$

La pente est donc  $p = 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{V_0}{w}$

## ANNEXE 3 : Composants de l'électronique de commande de l'AOM

Oscillateur ultra-stable : HCMOS F4105

1 à 170 MHz

Puissance de sortie : 15dBm

Voltage Controlled Oscillator : POS 100

50 à 100MHz

Puissance de sortie : 7,3dBm

Atténuateur variable : PAS-3

1 à 200 MHz

Perte d'insertion 1,5 dB

Séparateur de puissance : PSC-2-1

0,1 à 400MHz

Perte d'insertion : 0.4dB

Détecteur de puissance : ZX47-40+

10 à 8000 MHz ; -40 à 20 dBm