

Stabilisation du pointé d'un faisceau laser pour le piégeage d'atomes de chrome

Raphaël Jeanneret

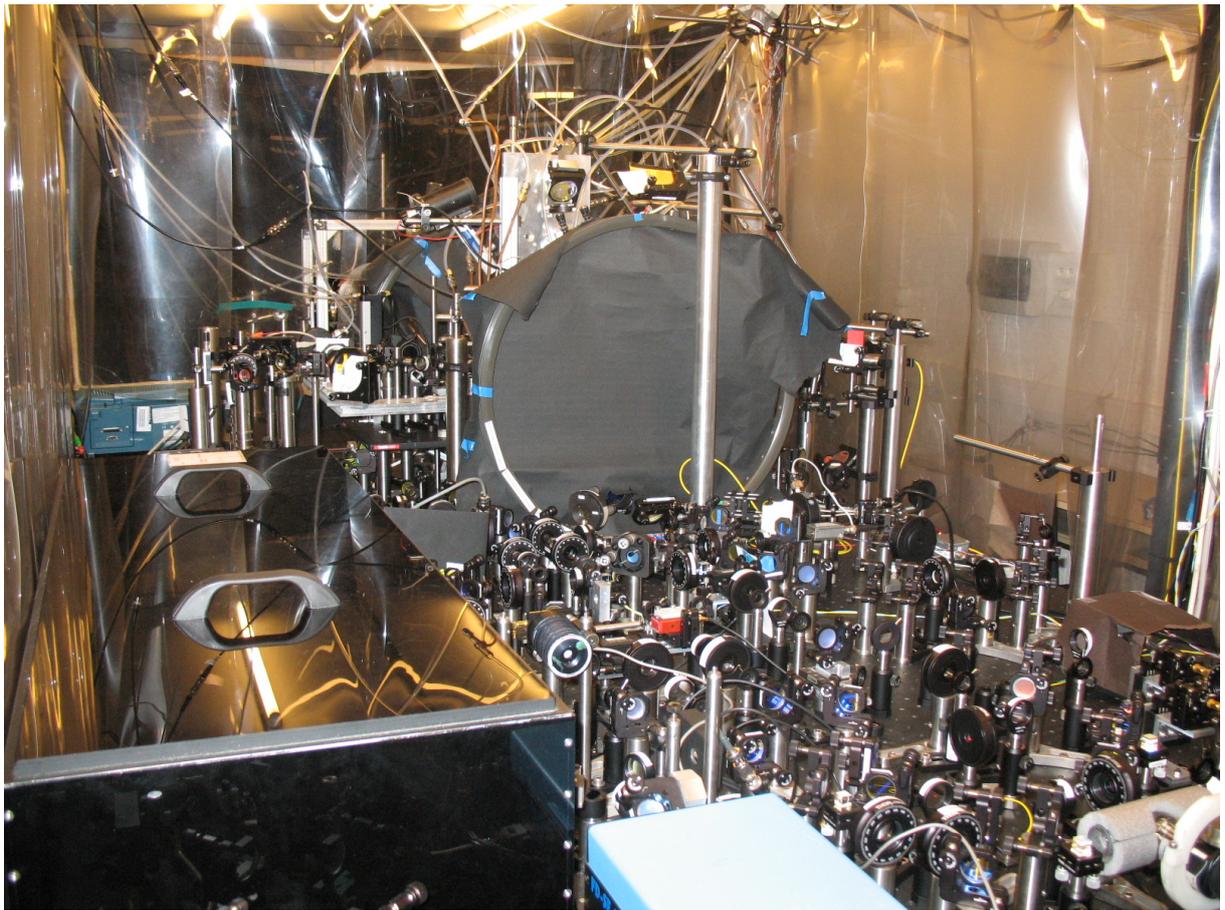


FIG. 1 – Photographie du montage de condensation du Chrome

Table des matières

1	Le piège dipolaire	3
1.1	Principe théorique	3
1.2	Le montage du piège utilisé par l'équipe	4
2	Etude du déplacement du faisceau au niveau du piège	6
2.1	Caractérisation de la photodiode 4 cadrans	7
2.2	Résultats obtenus sur le déplacement au niveau du piège	12
3	Etude de l'asservissement en position d'un laser	17
3.1	Principe de l'asservissement en position	17
3.2	Etude pratique	18
3.3	Amélioration apportée par l'asservissement sur le pointé d'un laser	23

Introduction

L'équipe de recherche "Atomes Froids" du Laboratoire de Physique des Lasers (LPL) dans laquelle j'ai effectué mon stage de fin de licence travaille sur l'étude d'un condensat de Bose-Einstein d'atomes de chrome. Cette équipe est composée de 7 personnes :

- Olivier Gorceix (Professeur des Universités)
- Jean-Claude Keller (Professeur des Universités)
- Etienne Maréchal (Ingénieur de Recherches)
- Bruno Laburthe-Tolra (Chargé de Recherches)
- Laurent Vernac (Maître de Conférences)
- Thomas Zanon (Post-Doctorant)
- Quentin Beaufiles (Doctorant)

Le condensat de Chrome a la propriété d'être un gaz dipolaire (les interactions entre dipôles magnétiques y jouent un rôle important) et a donc des propriétés différentes des condensats d'alcalins, plus répandus (par exemple le Rubidium). La particularité de l'expérience réalisée par l'équipe "Atomes Froids" est qu'elle utilise une méthode totalement optique pour former le condensat. En effet, le refroidissement et le piégeage des atomes se fait essentiellement par laser.

L'objectif de mon stage était alors de stabiliser le pointé du laser servant à piéger les atomes de chrome, celui-ci pouvant avoir principalement des instabilités de pointé dues à des effets thermiques. C'est un laser infra-rouge de longueur d'onde $\lambda = 1075nm$ et ayant une puissance maximale de 35W. D'ailleurs, cette puissance importante et le fait que la lumière soit dans l'infra-rouge obligeaient à travailler dans des conditions très strictes de sécurité (port de lunettes de protection durant les expériences,...).

Pour présenter le travail que j'ai effectué pendant ces 2 mois, je vais d'abord parler de la méthode utilisée pour le piégeage des atomes de chrome dite piégage dipolaire, puis des mesures effectuées pour étudier le déplacement du faisceau au niveau du piège et enfin de l'étude d'un asservissement en position d'un laser.

1 Le piège dipolaire

Il existe 3 méthodes différentes pour piéger des atomes neutres qui sont : le piégeage par pression de radiation (profondeur du piège exprimée en température : quelques Kelvin), le piégeage magnétique (profondeur du piège : $\simeq 100mK$) et le piégeage dipolaire (profondeur du piège : $\simeq 1mK$). Les deux dernières ont l'avantage de pouvoir être non dissipatifs (pièges conservatifs). Dans l'expérience de formation d'un condensat de Bose-Einstein de Chrome, l'équipe utilise le piégeage dipolaire pour confiner la position des atomes dans un espace très restreint. Je vais donc présenter une approche théorique de ce piège afin de bien comprendre l'intérêt de ma manipulation.

1.1 Principe théorique

Le champ électrique du laser peut être écrit sous forme complexe de la façon suivante :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \tilde{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega t) \vec{e}$$

où \vec{e} est un vecteur unitaire. L'atome acquiert alors un moment dipolaire $\vec{P}(\vec{r}, t)$ s'exprimant :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \tilde{P}(\vec{r}) \exp(-i\omega t) \vec{e}$$

avec $\tilde{P} = \alpha(\omega) \tilde{E}$ où α est la polarisabilité de l'atome. Le potentiel dipolaire U_{dip} de l'atome s'exprime alors :

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \vec{P} \cdot \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I$$

où $I = 2\epsilon_0 c |\tilde{E}(\vec{r})|^2$ est l'intensité laser. De plus, la puissance absorbée par l'atome est :

$$P_{abs} = \langle \dot{\vec{P}} \cdot \vec{E} \rangle = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I$$

En considérant la lumière comme un flux de photons d'énergie $\hbar\omega$, on a alors accès au taux d'émission spontané de photons :

$$\Gamma_{em}(\vec{r}) = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r})$$

Afin d'exprimer les deux grandeurs qui nous intéressent, le potentiel dipolaire et le taux d'émission spontanée, de manière plus concrète, nous pouvons utiliser l'approche classique de l'électron élastiquement lié pour exprimer α . On trouve alors :

$$\alpha(\omega) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\frac{\Gamma}{\omega_0^2}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\frac{\omega^3}{\omega_0^2} \Gamma}$$

où Γ est le taux d'amortissement dû à l'énergie perdue par radiation à la pulsation de résonance ω_0 qui correspond à la transition état fondamental-état excité. Finalement, U_{dip} et Γ_{em} s'expriment de la façon suivante :

$$U_{dip} = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r})$$

$$\Gamma_{em} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(\vec{r})$$

Ainsi nous obtenons que si la fréquence du laser est plus petite que la fréquence de transition atomique ($\omega < \omega_0$), le potentiel dipolaire est négatif et possède un minimum à l'endroit où l'intensité laser est maximum. Si la profondeur du piège est supérieure à la température des atomes, ils vont alors être confinés à l'endroit du minimum de potentiel.

1.2 Le montage du piège utilisé par l'équipe

Pour un faisceau laser, typiquement gaussien, l'intensité au niveau du waist, notée w_0 , est donnée par $I(\vec{r}) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \exp(-\frac{2r^2}{w_0^2})$ où P est la puissance du laser. Ainsi pour avoir une intensité importante et donc une profondeur de piège importante, l'équipe "Atomes Froids" utilise un double passage du laser au niveau du piège afin de doubler cette puissance et focalise le faisceau avec une lentille pour avoir un waist d'environ $40\mu m$. Le schéma du montage est donné figure 2.

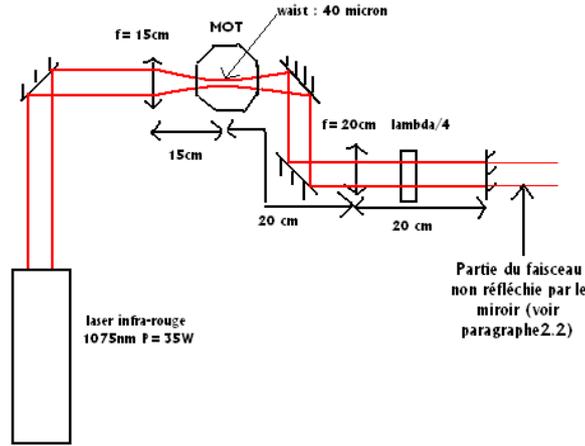


FIG. 2 – Schéma du piège

Dans notre cas, les atomes à piéger sont des atomes de chrome. Cet élément est un métal de transition de numéro atomique 24 dont l'isotope le plus abondant est le ^{52}Cr (environ 84%). C'est cet isotope que l'équipe étudie actuellement. Le diagramme énergétique de cet élément est représenté figure 3, 7S_3 est le niveau fondamental et 7P_4 le niveau excité utilisé pour le refroidissement laser.

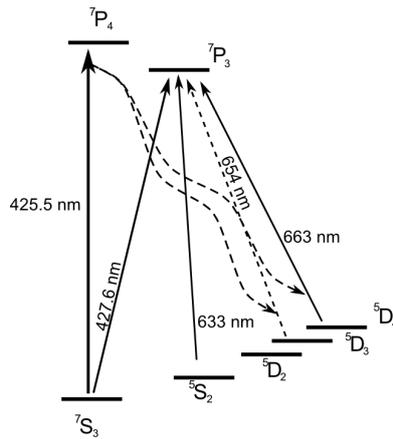


FIG. 3 – Diagramme énergétique du ^{52}Cr

La transition énergétique état fondamental-état excité correspond à une longueur d'onde de 425.5nm, c'est à dire à une pulsation de résonance $\omega_0=7,05.10^{14}rad.s^{-1}$. De plus, le taux d'amortissement Γ pour le chrome vaut $2\pi.5.10^6Hz$ et le laser utilisé ayant une longueur d'onde de 1075nm, la pulsation ω introduite vaut $2,79.10^{14}rad.s^{-1}$. On peut alors tracer le potentiel dipolaire et le taux d'émission spontanée en fonction de la distance radiale r dans le cas particulier de l'expérience (voir figures 4 et 5).

Le tracé de ces courbes nous renseigne sur la profondeur du piège qui est de $165,6\mu K$ et sur le taux d'émission au niveau du piège ($r = 0$) qui est de $0,022rad.s^{-1}$. Il est important de remarquer que le taux d'émission est très faible, car ceci permet de limiter le chauffage des atomes qui irait à l'encontre de la formation du condensat. En effet, en

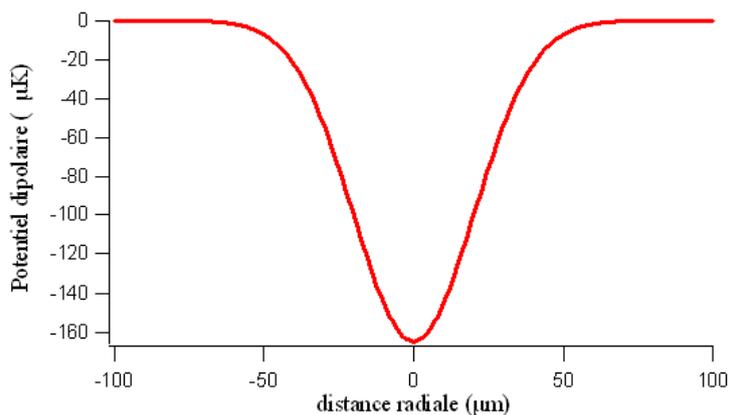


FIG. 4 – Potentiel dipolaire en fonction de la distance radiale

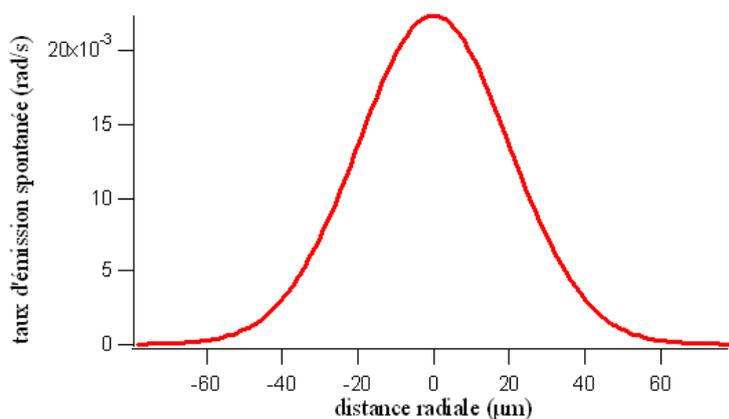


FIG. 5 – Taux d'émission spontanée en fonction de la distance radiale

réémettant un photon de manière spontanée un atome acquiert une impulsion $\hbar k$ dans une direction aléatoire. Au bout d'un nombre important d'émission spontanée, les atomes peuvent alors avoir des vitesses de l'ordre de plusieurs $mm.s^{-1}$ et ainsi se réchauffer. Cette étude nous montre aussi que cette expérience nécessite une grande précision pour le pointé du faisceau. Mon travail consistait donc tout d'abord à étudier le déplacement du faisceau au niveau du piège, ce que nous allons voir dans la partie suivante.

2 Etude du déplacement du faisceau au niveau du piège

Pour étudier ce déplacement j'ai utilisé une photodiode à 4 cadrans dont nous allons voir le fonctionnement. La compréhension correcte de son fonctionnement m'a pris beaucoup de temps en raison de quelques difficultés pratiques et c'est pourquoi une partie complète doit y être consacrée.

2.1 Caractérisation de la photodiode 4 cadrans

Une photodiode est un composant semi-conducteur permettant de détecter un rayonnement optique et de le transformer en signal électrique, c'est à dire en courant converti ensuite en tension. La photodiode utilisée ici est spécialement construite pour étudier des déplacements (photodiode QD50-5T). En effet, elle se compose de 4 cadrans séparés comme indiqués sur le schéma figure 6. La surface active de la photodiode est de $50mm^2$ et la séparation entre les cadrans est de $150\mu m$. Typiquement, la sensibilité varie avec la longueur d'onde de la lumière reçue. Cette photodiode a une sensibilité maximale aux alentours de $850nm$ et assez faible au dessus de $1000nm$ (voir figure 7). Chaque cadran délivre une tension proportionnelle à l'intensité lumineuse reçue. Un circuit électrique conçu par les électroniciens du laboratoire permet de recueillir les signaux somme et différences des tensions de chaque cadrans ($V_S = 1 + 2 + 3 + 4$, $V_{D1} = (1 + 2) - (3 + 4)$ et $V_{D2} = (1 + 3) - (2 + 4)$). Ainsi, il est facile de visualiser des déplacements d'un faisceau sur le capteur en regardant les signaux différences, V_{D1} donnant le déplacement selon l'axe vertical et V_{D2} donnant le déplacement selon l'axe horizontal.

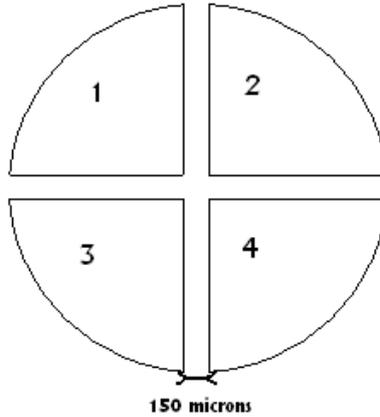


FIG. 6 – Schéma de la photodiode 4 cadrans

Pour étudier le comportement de cette photodiode nous ne nous sommes pas placé sur l'expérience principale de l'équipe avec le laser infra-rouge à $1075nm$, car cela n'était pas pratique pour des raisons de place et cela aurait gêné les chercheurs lors de leurs expériences. Ainsi, je me suis placé dans une autre salle où un laser était déjà installé. Celui-ci délivre une lumière infra-rouge à $852nm$ et était utilisé précédemment par l'équipe lorsque qu'elle travaillait sur le Césium.

La première chose à faire pour comprendre le fonctionnement de la photodiode était d'étudier la réponse à un déplacement contrôlé du faisceau. Pour cela, j'ai placé sur le trajet du faisceau un miroir monté sur vis différentielle (voir figure 8) permettant des déplacements de celui-ci de $0, 50\mu m$ au minimum. La photodiode est placée à proximité du waist du faisceau après la lentille de focalisation.

La procédure est alors de faire bouger la vis différentielle du miroir afin de déplacer le faisceau, puis de regarder la tension en sortie de la photodiode affichée sur un oscilloscope. A un déplacement δx de la vis différentielle correspond une rotation $\theta = \frac{2\delta x}{L}$

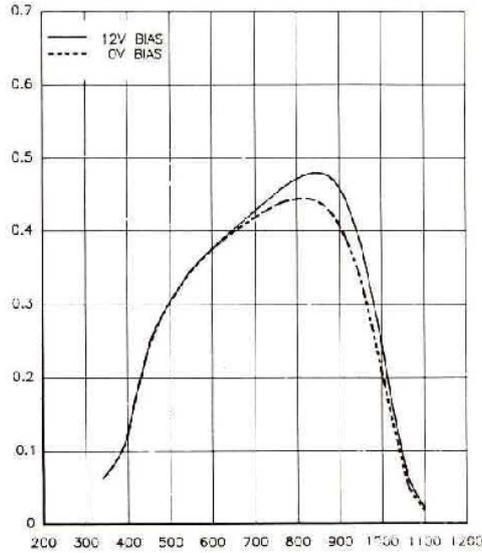


FIG. 7 – Sensibilité de la photodiode ($A.W^{-1}$) en fonction de la longueur d’onde (nm)

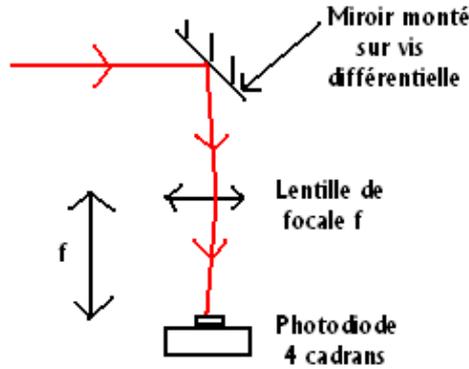


FIG. 8 – Montage permettant d’étudier la photodiode

du faisceau où L est la distance entre la vis différentielle et l’axe de rotation du miroir. Ainsi le déplacement Δx du faisceau au niveau du foyer de la lentille est donnée par la relation suivante : $\Delta x = \frac{2f\delta x}{L}$. On peut alors tracer la courbe de la tension délivrée par la photodiode en fonction du déplacement sur celle-ci. On obtient les courbes présentées ci-dessous. Je n’ai représenté ici que la caractérisation selon l’axe vertical pour alléger la figure car la caractérisation selon l’axe horizontal donne sensiblement la même chose.

La première chose qui nous a frappé lorsque nous avons obtenu ces courbes est que nous n’avons pas observé de changement de pente au voisinage des tensions nulles. En effet, l’étude théorique de la réponse de la photodiode affirme que ce phénomène devrait être observé en raison de la zone centrale de la photodiode qui n’est pas sensible à la lumière. Cette zone mesure $150 \pm 20 \mu m$ de large (voir figure 6) d’après une mesure au microscope. Ceci implique que si le waist du faisceau est plus petit que cette ”zone d’ombre”, lors de son passage à l’intérieur de celle-ci la tension de la photodiode doit diminuer et donc un changement de pente doit apparaître.

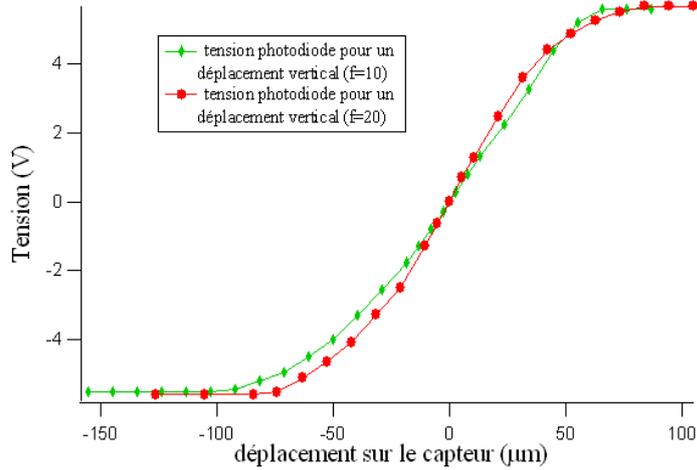


FIG. 9 – Tension de la photodiode en fonction du déplacement du faisceau pour deux lentilles différentes

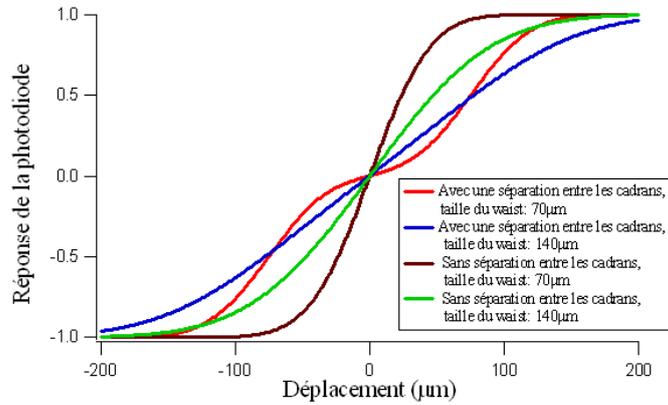


FIG. 10 – Réponse théorique de la photodiode avec ou sans gap

Sur la figure 10, j’ai représenté la réponse théorique de la photodiode avec ou sans cette ”zone d’ombre” pour deux tailles de waist différentes. On y voit bien l’influence du gap de la photodiode qui diminue la sensibilité de la photodiode et introduit ce changement de pente pour des waist petits.

De plus, cette étude théorique montre que, malgré ce changement de pente, plus le waist est petit moins le déplacement pour arriver au palier est important. En effet, ce palier est dû au fait que le faisceau se trouve entièrement sur un seul cadran de la photodiode. Or sur les courbes tracées expérimentalement (voir figure 9), les deux paliers se situent sensiblement au même endroit, alors que le waist n’est pas le même.

Nous avons alors décidé de mesurer le waist du faisceau utilisé (avec la focale de 10cm) afin de voir si l’on était bien dans une position permettant de voir le phénomène attendu. Pour cela, j’ai placé transversalement au faisceau au niveau du waist une lame de rasoir mise sur translation (voir figure 11).

On regarde alors la tension délivrée par la photodiode pour différentes positions de la lame, le faisceau étant centré sur un seul cadran du capteur. Il suffit ensuite de modéliser

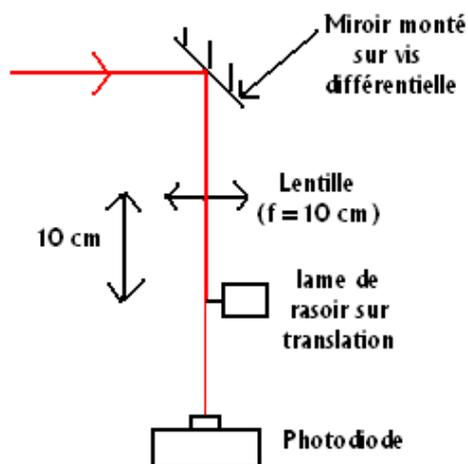


FIG. 11 – Montage de mesure du waist avec une lame de rasoir

cette expérience sur ordinateur en prenant la taille du waist comme paramètre (ici avec Mathematica) et de comparer les courbes obtenues en fittant l'expérience. Les courbes expérimentales sont données figure 12.

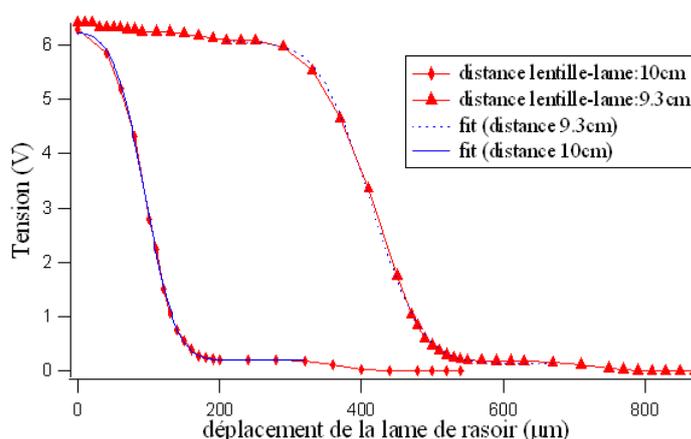


FIG. 12 – Tension de la photodiode en fonction du déplacement de la lame de rasoir

J'ai donc trouvé qu'à une distance de $9,3\text{cm}$ de la lentille le faisceau mesurait $114,4\mu\text{m}$ de rayon et à une distance de 10cm le faisceau mesurait $69,0\mu\text{m}$. Grâce à ces deux mesures de largeur du faisceau, nous pouvons remonter à la taille du waist et à sa position en résolvant un système de deux équations à deux inconnues. En effet, nous connaissons la formule qui donne la largeur d'un faisceau gaussien pour une position donnée :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{(z - z_0)\lambda}{\pi w_0^2} \right)^2}$$

où w_0 représente la largeur au niveau du waist, z_0 la position du waist et λ la longueur d'onde du faisceau. En résolvant ce système, j'ai obtenue : $w_0 = 37,8\mu\text{m}$ et $z_0 = 10,8\text{cm}$.

Ainsi, le faisceau étant très divergent, si la photodiode n'est pas placée rigoureusement au niveau du waist, il est normal de ne pas observer le phénomène attendu.

Finalement, nous avons compris vraiment le fonctionnement de la photodiode en faisant une dernière manipulation. J'ai introduit dans le montage optique un miroir monté sur un piézo-électrique qui servira après pour l'étude de l'asservissement en position. Puis j'ai placé un télescope ($\times 4$) pour grossir le faisceau avant la lentille de focalisation afin que celui-ci soit plus petit que précédemment sur la photodiode. En effet, la taille du waist après une lentille convergente est inversement proportionnelle à la taille du waist avant cette lentille. De plus j'ai placé la lentille de focalisation sur translation selon l'axe optique. La manipulation consistait donc à moduler le déplacement du miroir par une fonction triangle et à regarder le signal de la photodiode au centre de celle-ci pour différentes positions de la lentille. Le signal de la photodiode est alors aussi un triangle (réponse linéaire de la photodiode au centre) en phase ou en opposition de phase avec celui du miroir et dont l'amplitude varie avec la position de la lentille. J'ai alors tracé cette amplitude divisée par le déplacement sur la photodiode en fonction de la position de la lentille. La figure obtenue est représentée sur la figure 13.

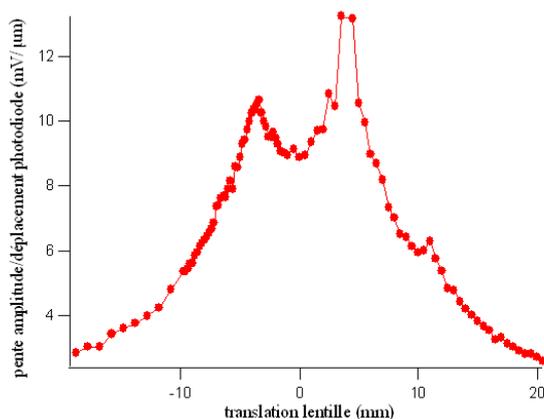


FIG. 13 – Amplitude/déplacement de la photodiode en fonction de la translation de la lentille

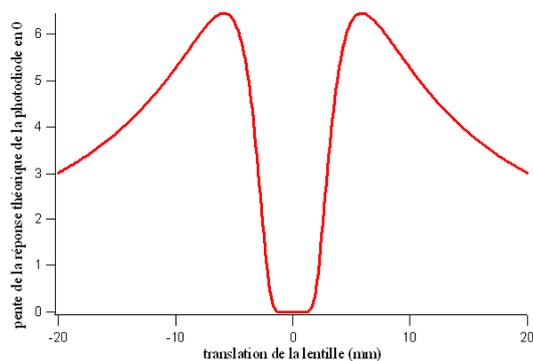


FIG. 14 – Pente de la réponse théorique de la photodiode en 0 en fonction de la translation de la lentille

La figure 14 représente quant à elle la courbe obtenue par modélisation avec Mathematica de l'expérience précédente. Pour modéliser au mieux le faisceau j'ai mesuré sa taille grâce à une camera dont j'expliquerai l'utilisation après. Celui-ci a un waist de $10,7\mu m$ (ce qui est cohérent avec la mesure précédente sans télescope : $37,8\mu m$).

Sur ces deux graphes, les valeurs en ordonnée ne peuvent pas être comparées car je ne connais pas la relation existant entre l'intensité reçue par la photodiode et la tension délivrée en sortie. Néanmoins, les deux courbes sont très semblables. Effectivement, les deux courbes présentent un minimum en 0 et deux maxima dont les positions correspondent relativement bien. Le minimum en 0 correspond à la situation où le waist est au niveau de la photodiode. Idéalement ce minimum doit être plus proche de 0 en raison de la très petite taille du waist par rapport à la zone d'ombre de la photodiode, mais nous n'avons pas réussi à comprendre pourquoi en pratique nous n'atteignons pas 0. Les deux maxima se situent sur la courbe expérimentale à $-3,5mm$ et $+3,5mm$. Ceci correspond à une largeur de faisceau de $89,3\mu m$ d'après la mesure du waist. Sur la courbe théorique ces deux maxima se situent à $-5,8mm$ et $+5,8mm$, ce qui correspond à une taille de faisceau de $150\mu m$. Cette différence peut s'expliquer par des erreurs de mesures et par le fait que cette zone d'ombre ne fasse pas $150\mu m$ en réalité mais moins. Il apparaît donc clair maintenant que la photodiode présente un maximum de sensibilité en fonction de la taille du faisceau et il est normal de trouver que celui-ci corresponde à un faisceau plus grand que le gap de la photodiode.

L'étude de la photodiode à 4 cadrans représente une relativement grosse partie de mon stage, et elle s'avèrera nécessaire pour le but du stage qui est l'asservissement du pointé d'un laser. A la première approche, on pourrait penser que plus le faisceau est petit plus la sensibilité est importante mais ceci n'est vrai que si la photodiode ne présentait pas cette zone relativement épaisse entre les cadrans. De plus cette étude m'a permis d'avoir des données quantitatives sur la sensibilité du capteur utile pour l'asservissement.

2.2 Résultats obtenus sur le déplacement au niveau du piège

Il était intéressant, avant d'étudier l'asservissement, de se rendre compte des possibles déviations du pointé du laser au niveau du piège. En effet, ceci permet de conclure sur la nécessité ou non d'un asservissement. Les principales déviations possibles sont dues à des effets thermiques. En effet, l'expérience nécessite de contrôler la puissance du laser et pour cela l'équipe utilise un Modulateur Acousto-Optique (AOM) à l'origine de ces possibles effets thermiques. L'AOM est en fait un cristal dans lequel on envoie une onde acoustique progressive transversalement au chemin du faisceau laser. Cette onde module l'indice de réfraction du cristal. Le réseau ainsi créé diffracte le faisceau laser. La direction de diffractation dépend donc de la fréquence de l'onde acoustique et la proportion de faisceau diffracté dépend de l'amplitude de l'onde acoustique. Ainsi en jouant sur l'amplitude de l'onde acoustique que l'on peut commander en tension, on peut modifier la puissance du faisceau. La deuxième utilité d'un AOM est de moduler de manière très fine la fréquence d'un laser, car la fréquence du faisceau diffracté est égale à la fréquence du faisceau à l'entrée de l'AOM ($\approx 10^{14}Hz$) ajoutée à la fréquence de l'onde acoustique ($\approx 100MHz$). Sur ce laser la fréquence du faisceau diffracté est fixe, la seule utilité est la modification de la puissance. La tension de commande de l'AOM correspond à une certaine puissance

qui peut se dissiper dans le cristal. La modification de cette puissance peut donc créer des gradients thermiques et donc des gradients d'indices susceptibles de modifier la trajectoire du faisceau. L'étude qui a été faite est donc la quantification d'un éventuel déplacement du faisceau lorsque l'on modifie cette tension de commande.

Les manipulations présentées ici ont alors été effectuées sur la table optique principale, où le condensat de Chrome est formé. En tout premier lieu, l'étude s'est faite avec le même montage que pour la première caractérisation de la photodiode (voir figure 8). Je récupérais la partie du faisceau non réfléchi par le miroir servant à faire un double passage sur le piège (voir figure 2). Ce miroir réfléchit 99.98% de la lumière, mais la puissance du laser étant de 35W une partie suffisante était transmise pour mon étude. La lentille de focalisation utilisée avait une focale de 15cm. Pour se donner une idée de la taille du faisceau au niveau de la photodiode, j'ai placé à la place de celle-ci une caméra CCD Lumenera Lu070 installée sur translation. J'ai alors pris des photographies du faisceau pour différentes positions de la caméra. Ces photographies peuvent alors être analysées grâce à un programme informatique sur le logiciel Igor. Ce programme permet de repérer le pixel le plus éclairé et de tracer une coupe selon la verticale et l'horizontale passant par ce point. Ces deux courbes ont alors dans notre cas des profils gaussiens qu'il suffit de fitter pour avoir accès à la taille du faisceau. Les courbes représentant la largeur du faisceau selon la verticale et l'horizontale sont données figure 15.

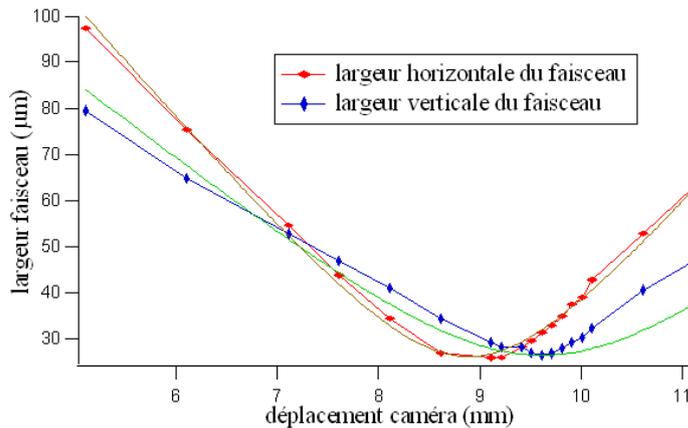


FIG. 15 – Largeur du faisceau en fonction de la position de la caméra

On voit que le profil du faisceau n'est pas parfaitement circulaire car les minima sur la verticale et l'horizontale ne sont pas au même endroit et il ne diverge pas de la même façon selon ces deux axes. L'étude montre que le waist mesure 26,4 μm selon l'horizontale et 26,1 μm selon la verticale.

J'ai alors placé la photodiode aux alentours du waist pour avoir un faisceau ni trop petit ni trop gros. La première chose à faire était d'étalonner la photodiode pour la taille du faisceau que nous avons. Pour cela, il suffit de regarder la tension délivrée par la photodiode lorsque l'on fait bouger le faisceau par l'intermédiaire du miroir placé avant la lentille (voir figure 8). Connaissant le déplacement du miroir, nous avons accès par le calcul au déplacement du faisceau sur la photodiode : c'est la même relation que j'ai écrite page 8, $\Delta x = \frac{2f\delta x}{L}$. De plus il faut faire attention à bien diviser les tensions délivrées par

la photodiode par la tension totale reçue par les 4 cadrans afin d'avoir un étalonnage pour une "tension normalisée" permettant de s'affranchir de la puissance reçue par la photodiode. En effet, dans l'étude que j'ai faite après, la puissance du laser est modifiée. Or un étalonnage de la photodiode sans renormalisation n'est valable qu'à une puissance donnée. La courbe d'étalonnage obtenue est alors donnée sur la figure suivante :

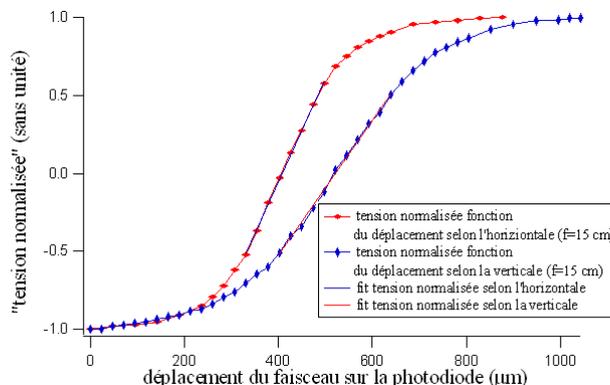


FIG. 16 – Etalonnage de la photodiode

Ces courbes nous permettent de connaître à partir d'une "tension normalisée" le déplacement sur la photodiode aux alentours de 0 car nous sommes dans un domaine linéaire. Les pentes en 0 sont : $0,00670\mu m^{-1}$ selon l'horizontale et $0,00437\mu m^{-1}$ selon la verticale. Ces pentes ne sont pas les mêmes car le faisceau n'est pas parfaitement circulaire pour une position donnée (voir figure 15).

Le protocole fut ensuite d'observer la tension en sortie de la photodiode divisée par la tension totale reçue par celle-ci lorsque la tension de commande de l'AOM varie. Il suffit ensuite de convertir ces tensions en déplacement grâce à l'étude précédente. Il y a de grosses incertitudes sur les mesures effectuées car les déplacements étant relativement petits, les tensions délivrées par la photodiode sont faibles aussi et donc en partie masquées par le bruit. La figure 17 représente ce déplacement.

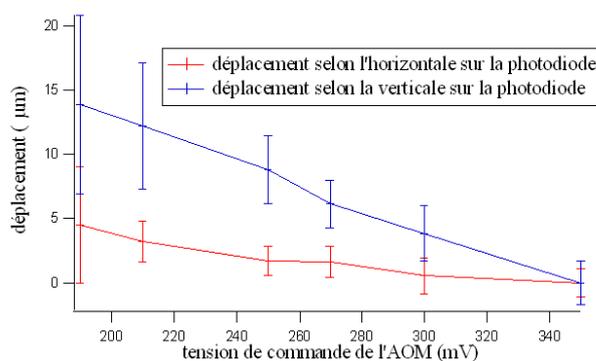


FIG. 17 – Déplacement du faisceau sur la photodiode en fonction de la tension de commande de l'AOM

Les données qui nous intéressent vraiment sont plutôt les déviations du faisceau au niveau du piège en fonction de la tension de commande de l'AOM. Ce déplacement a été

évalué à partir de celui sur la photodiode. En effet, sur le trajet du laser avant le piège se trouve un miroir permettant de changer la trajectoire du faisceau. Or le déplacement engendré au niveau du piège est connu. Il me suffisait donc de regarder à quelle déviation cela correspondait sur la photodiode par l'intermédiaire de la tension. J'ai alors trouvé que dans ces conditions, on avait la relation : $\delta y_p = 1,10\delta y_c$ où δy_p est le déplacement sur le piège et δy_c celui sur le capteur. Il est alors simple de tracer à partir de la courbe précédente (figure 17) la courbe voulue (voir figure 18).

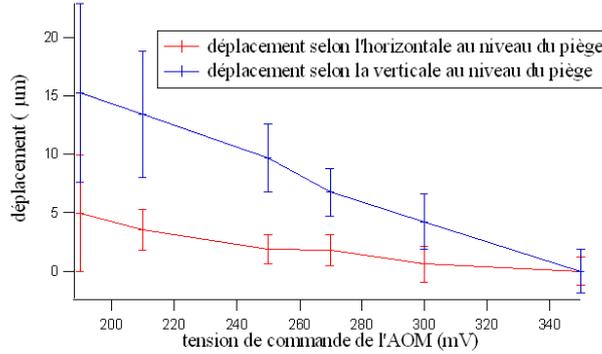


FIG. 18 – Déplacement du faisceau au niveau du piège en fonction de la tension de commande

Afin de confirmer ce résultat, j'ai fait la même manipulation mais en utilisant la méthode de la camera permettant de mesurer la taille d'un faisceau mais aussi de voir un déplacement. Il suffit de prendre des photographies du faisceau pour différentes valeurs de la tension de commande de l'AOM puis de les analyser avec le même programme que dans le paragraphe 2.2 qui permet de remonter aussi à la position du faisceau. Nous pouvons alors avoir accès au déplacement au niveau du piège par le calcul. La caméra était placée au waist du faisceau (le repérage du waist avec la camera est relativement facile) c'est à dire à $15cm$ de la lentille. Alors par des calculs d'optique géométrique, il est assez aisé de connaître le déplacement sur le piège en fonction du déplacement sur la caméra. Le rapport est : $\delta x_p = 1.33\delta x_c$ où δx_p est le déplacement sur le piège et δx_c est le déplacement sur la caméra. Ainsi nous obtenons la courbe donnée figure 19.

Le déplacement obtenu en visualisant par cette méthode n'est donc pas le même qu'avec la photodiode. Avec la photodiode, je trouvais une déviation de l'ordre de $15\mu m$ selon la verticale et $5\mu m$ selon l'horizontale alors qu'avec la camera les déplacements sont de l'ordre de $5\mu m$ selon les deux axes. Je pense que les résultats les plus plausibles sont ceux obtenus avec la caméra. En effet, les mesures effectuées avec la photodiode sont entachées d'incertitudes importantes et la figure 7 montre bien que la photodiode est loin d'être optimale pour la longueur utilisée. De plus, l'ordre de grandeur des résultats obtenus avec la photodiode a étonné l'équipe. En effet, ils se seraient déjà rendus compte d'une telle déviation pendant leurs manipulations, le faisceau ne mesurant que $40\mu m$ au niveau du piège.

Les mesures précédentes nous donnent une idée des déplacements possibles au niveau du piège, mais ne nous donnent pas les déviations existantes pendant l'expérience de condensation. En effet, lors de cette expérience la puissance du laser est commandée par

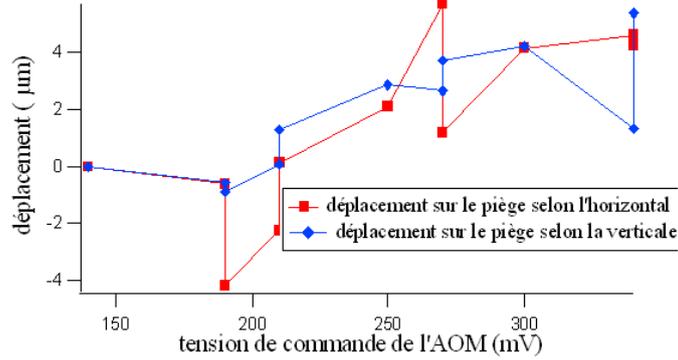


FIG. 19 – Déviation du faisceau au niveau de la caméra en fonction de la tension de commande

une séquence informatique relativement compliquée ayant une échelle de temps de 20 secondes environ à l'intérieur de laquelle la tension de commande de l'AOM est modulée par une rampe, alors que lors de mon expérience je changeais la tension de commande de l'AOM manuellement. Alors les échelles de temps ne sont pas les mêmes et les effets thermiques peuvent être différents ainsi que les déviations. Nous avons alors étudié les déviations lors d'une séquence pour se mettre dans les conditions de la manipulation principale. Pour cela, j'ai placé la caméra au même endroit que précédemment pour prendre des photographies à des instants précis de la rampe. Le déclenchement se faisait grâce à un trigger commandé informatiquement. L'analyse des photographies et le même calcul d'optique géométrique que précédemment m'a alors permis de tracer la courbe donnée figure 20 représentant la déviation sur le piège en fonction de la puissance du laser au cours de la séquence.

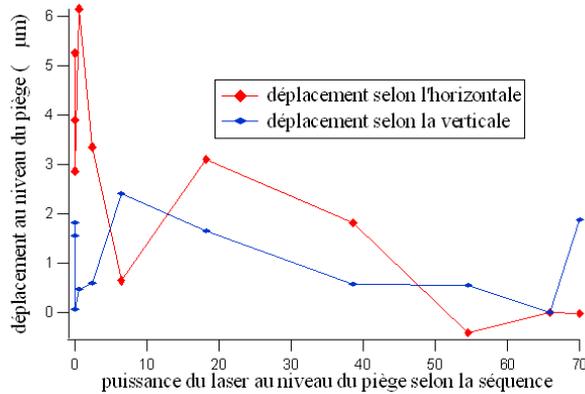


FIG. 20 – Déplacement sur la caméra en fonction de la puissance laser selon la séquence

Finalement, nous voyons qu'au cours de la séquence de l'expérience de condensation du Chrome, le faisceau piégeant les atomes peut bouger de quelques micromètres. La partie suivante consiste alors en l'étude de l'asservissement en position d'un laser pour voir si cette déviation peut être diminuée.

3 Etude de l'asservissement en position d'un laser

J'ai effectué cette étude avec le premier laser utilisé ($852nm$), toujours pour ne pas gêner la manipulation sur le chrome. Le but était principalement de voir avec quelle précision les éléments utilisés permettaient d'asservir la position du laser et ainsi de conclure sur le bien fondé de l'installation d'un montage d'asservissement sur la manipulation du condensat.

3.1 Principe de l'asservissement en position

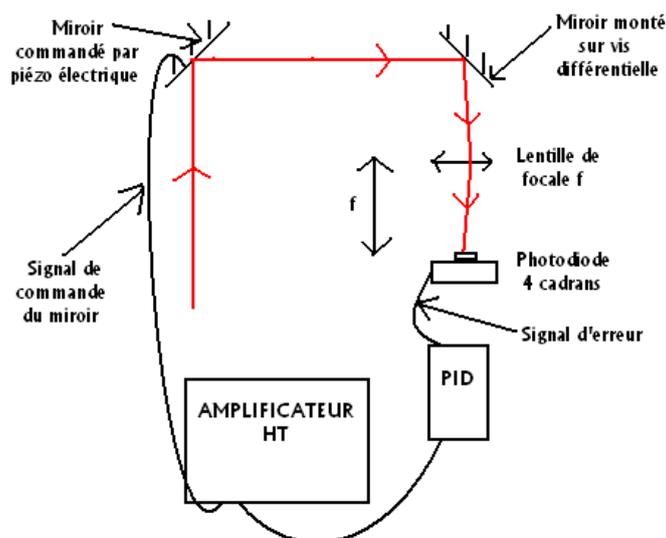


FIG. 21 – Montage utilisé pour l'asservissement de la position du faisceau laser

Grâce à la photodiode à 4 cadrans nous pouvons observer le déplacement du faisceau laser avec une bonne précision. Le but de l'asservissement est que ce faisceau ne se déplace pas pour une raison ou une autre. La tension en sortie de la photodiode nous permet de voir si le faisceau bouge ou pas. Pour être certain qu'il n'y est pas de déplacement, cette tension doit rester nulle. Ce signal en sortie de la photodiode va alors constituer un signal d'erreur. Dès que cette tension prend une valeur non nulle le système doit corriger la trajectoire du faisceau pour retrouver une tension nulle.

Pour réaliser une telle opération, nous utilisons un montage en boucle fermée (voir figure 21). Le signal d'erreur est envoyé dans un Proportionnel-Intégrateur-Dérivateur (PID) (voir figure 22). Celui-ci somme 3 signaux : un signal proportionnel au signal d'entrée, le signal intégré du signal en entrée et le signal dérivé du signal d'entrée. La sortie du PID est alors reliée à un amplificateur Haute Tension permettant de commander un miroir monté sur piézo-électrique. Ainsi tant que le signal d'erreur est différent de 0 le PID sort un signal commandant au miroir de bouger le faisceau pour retrouver la valeur nulle. Il est possible d'être obligé de mettre en sortie du PID un inverseur pour commander le miroir, car le signal en sortie du PID n'a pas forcément le bon signe ce qui engendre l'effet inverse : le signal d'erreur s'écarte encore plus de 0.

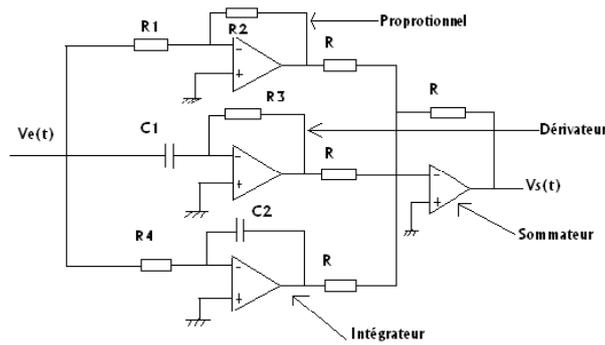


FIG. 22 – Schéma électronique du PID

Sur la figure 23, j'ai représenté le schéma logique de l'asservissement. Sur ce schéma, l'entrée e représente la tension de commande DC du miroir piézo-électrique, la fonction de transfert G représente celle du miroir piézo-électrique et de la photodiode, la sortie s représente la tension en sortie de la photodiode et la fonction de transfert H représente celle du PID et de l'amplificateur commandant le miroir piézo-électrique. Nous voyons alors sur ce schéma que s vérifie la relation : $s = G(e - Hs)$ ce qui donne finalement :

$$s = \frac{G}{1 + GH}e$$

avec $G = G_{miroir}G_{photodiode}$ et $H = G_{PID}G_{ampli}$. Notre but est de rendre s le plus proche de 0 possible. Pour cela il faut d'abord étudier les réponses fréquentielles des différents éléments afin de déterminer dans quelle gamme de fréquences l'asservissement est bon et alors comment cette gamme peut être élargie. C'est ce travail que je présente dans la partie suivante.

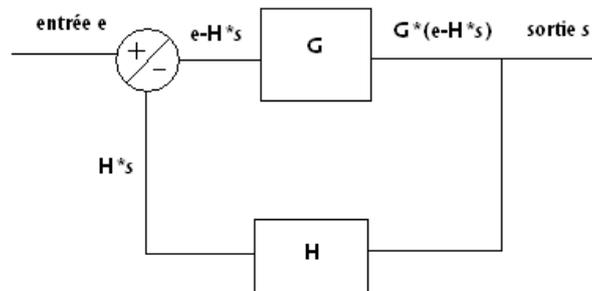


FIG. 23 – Schéma logique de l'asservissement

3.2 Etude pratique

L'étude des réponses fréquentielles des différents éléments est relativement simple. Je vais donc présenter la méthode utilisée et les résultats obtenus pour chaque élément assez rapidement.

Pour étudier le miroir piézo-électrique, il suffit d'envoyer à l'entrée de l'amplificateur un signal sinusoïdal grâce à un GBF qui va faire bouger le miroir de manière sinusoïdale.

Ce mouvement se répercute alors sur la trajectoire du faisceau dont nous pouvons voir l'effet sur la photodiode. Le signal de sortie de la photodiode est aussi sinusoïdal ayant une certaine amplitude. Pour connaître la réponse fréquentielle du miroir, on trace donc l'amplitude de ce signal en fonction de la fréquence de modulation du miroir. La figure 24 représente cette réponse. Le miroir est donc un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est 3Hz.

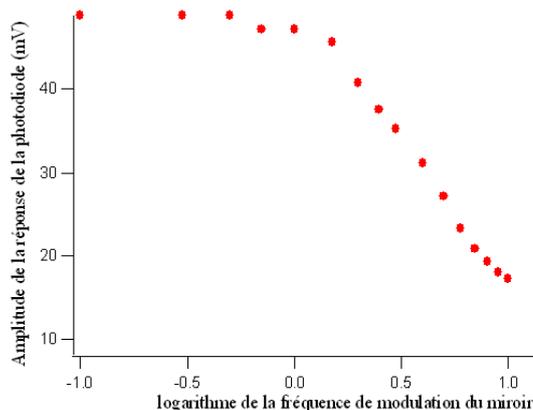


FIG. 24 – Réponse fréquentielle du miroir

Le principe est encore plus simple pour l'étude de l'amplificateur Haute Tension. J'ai mis à l'entrée un signal sinusoïdal de la même façon que précédemment et j'ai regardé l'amplitude du signal obtenu en sortie. Celui pouvant varier entre 0 et 150V, les oscilloscopes utilisés n'étaient pas adaptés. J'ai donc mis entre la sortie et l'oscilloscope un diviseur de tension de gain 1/100 afin de pouvoir observer le signal. Le résultat est présenté figure 25. La fréquence de coupure trouvée est 54.1kHz

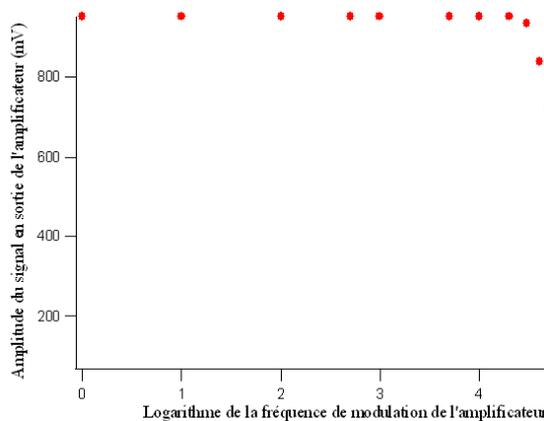


FIG. 25 – Réponse fréquentielle de l'amplificateur

Dans le montage utilisé ici se trouve un AOM situé avant le miroir piézo-électrique. Je l'ai donc utilisé pour étudier la photodiode. En effet, comme je l'ai dit dans le paragraphe 2.2, le déplacement du faisceau diffracté par l'AOM dépend de la fréquence de l'onde acoustique. Ainsi pour engendrer un déplacement sinusoïdal du faisceau diffracté, il suffit

de moduler sinusoidalement la fréquence de l'onde acoustique envoyée dans l'AOM. Pour étudier la réponse fréquentielle de la photodiode, on regarde alors l'amplitude du signal sinusoidal en sortie de la photodiode dû au déplacement du faisceau lorsque l'on change la fréquence avec laquelle on module celle de l'onde acoustique. La courbe obtenue est donnée figure 26 et la fréquence de coupure trouvée est $33.2kHz$.

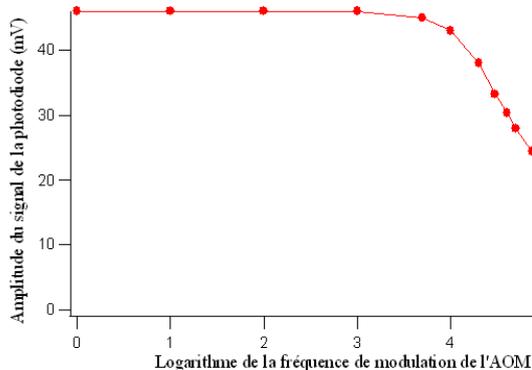


FIG. 26 – réponse fréquentielle de la photodiode

En ce qui concerne le PID, la fonction de transfert sans le dérivateur s'écrit (voir figure 22 pour les notations) :

$$G_{PID} = \frac{R_2}{R_1} - i \frac{1}{R_4 C_2 \omega}$$

Les valeurs des différents composants sont : $R_2 = 50k\Omega$, $R_1 = 1k\Omega$, $R_4 = 10k\Omega$, $C_2 = 4,7nF$. J'ai calculé la fonction de transfert sans le dérivateur car les premières approches sur l'asservissement montraient qu'il n'avait apparemment pas d'influence. Nous verrons ensuite que celui-ci a de l'influence si sa constante de temps est appropriée. Le module de cette fonction de transfert en fonction de la fréquence est représenté en échelle log-log sur la figure 27.

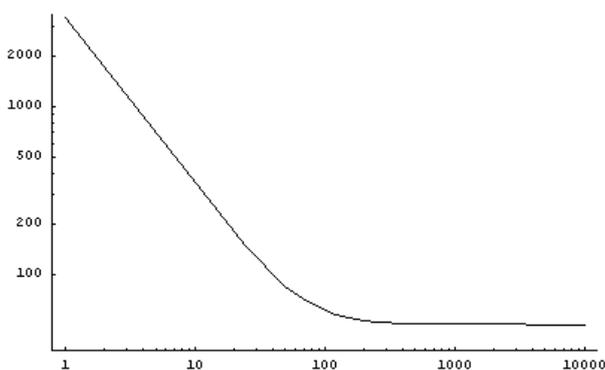


FIG. 27 – Réponse fréquentielle du PID

Finalement, nous pouvons modéliser la réponse de la boucle fermée en fonction de la fréquence grâce à ces différentes données. Le tracé de cette modélisation nous donne la courbe de la figure 28. Nous voyons donc que la sortie s a un comportement fréquentielle

particulier. En effet, elle est bien proche de 0 entre 0,1 et 10Hz, puis s'en écarte entre 100 et 1000Hz pour finalement revenir vers 0 au-delà. Ce retour à 0 pour les hautes fréquences est dû aux fréquences de coupure des différents éléments du système, notamment la photodiode qui n'arrive plus à suivre le mouvement du faisceau à hautes fréquences.

Ce comportement se vérifie expérimentalement. Pour cela, j'ai modulé avec une fonction triangle le déplacement du faisceau laser grâce à l'AOM. Puis j'ai regardé l'amplitude du signal en sortie de la photodiode lorsque le système était asservi. J'ai obtenu la courbe de la figure 29 qui concorde relativement bien avec la modélisation. En effet, nous voyons qu'entre 100 et 1000Hz le système n'est plus du tout asservi (l'amplitude n'est plus proche de 0), alors qu'il l'est relativement bien entre 0,1 et 6 – 7Hz. Le retour à 0 au delà de 10000Hz est dû comme nous l'avons dit aux éléments présents dans le système ayant des hautes fréquences de coupures.

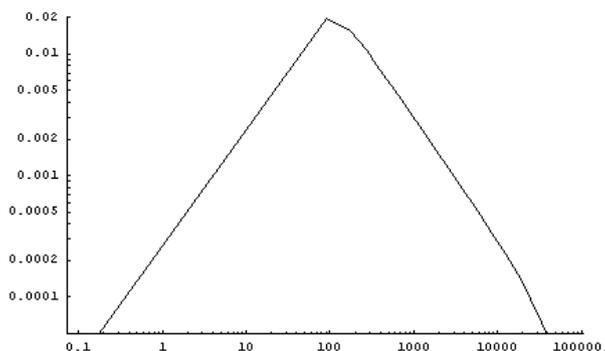


FIG. 28 – Réponse de la boucle fermée en fonction de la fréquence

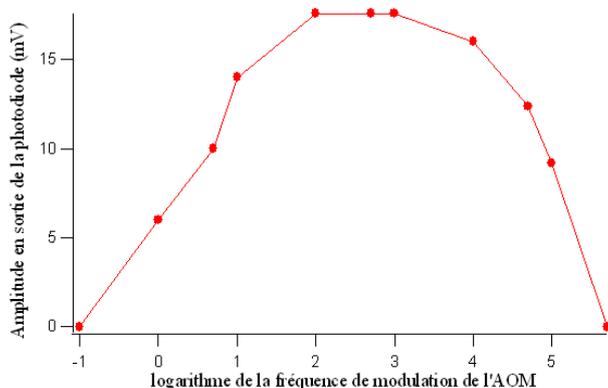


FIG. 29 – Signal en sortie de la photodiode lorsque le système est asservi en fonction de la fréquence de modulation de l'AOM

La question est alors de savoir comment la réponse fréquentielle de l'asservissement peut être améliorée. En effet, l'asservissement que l'équipe veut installer sur l'expérience du chrome doit pouvoir corriger des déviations jusqu'à 100Hz environ, ce qui n'est pas le cas de cet asservissement. Le modèle utilisé nous permet de modifier les paramètres entrant en jeu. Ceci m'a permis de voir que la constante de temps de l'intégrateur a

beaucoup d'importance. Sur la figure 30 sont représentés les réponses fréquentielles de l'asservissement pour différentes constantes de temps de l'intégrateur (en rouge : $\tau = 4,7 \cdot 10^{-5} s$, en vert : $\tau = 4,7 \cdot 10^{-6} s$, et en bleu : $\tau = 4,7 \cdot 10^{-7} s$). On voit alors que plus la constante de temps est petite, plus l'asservissement est amélioré aux basses fréquences.

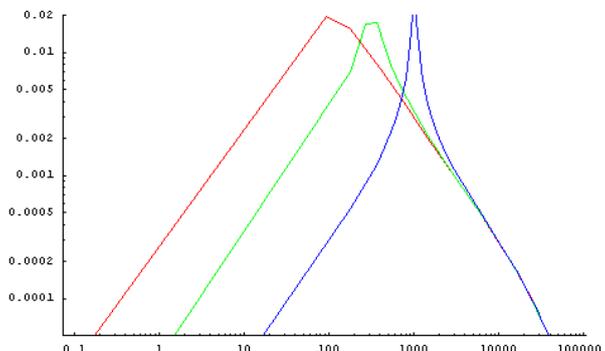


FIG. 30 – Influence de la constante de temps sur la réponse fréquentielle de l'asservissement

Jusqu'alors, j'ai travaillé sans prendre en compte le dérivateur croyant qu'il n'avait aucune influence. Sur ce modèle j'ai pu donc voir son influence en le rajoutant dans les calculs. Ceci m'a permis de voir que pour des constantes de temps inférieures à la dixième de seconde le dérivateur ne changeait pratiquement rien, mais qu'il avait de l'influence au delà. Sur la figure suivante (figure 31), j'ai représenté la réponse fréquentielle de l'asservissement pour différentes constantes de temps du dérivateur (en bleu : $\tau = 0,1 s$, en vert : $\tau = 1 s$, et en rouge : $\tau = 10 s$). Le dérivateur a donc pour influence d'améliorer l'asservissement pour toutes les fréquences notamment pour les hautes fréquences. Je n'ai pas eu le temps lors de mon stage de vérifier cela expérimentalement, mais ce résultat théorique permet d'avoir des pistes pour l'amélioration de l'asservissement.

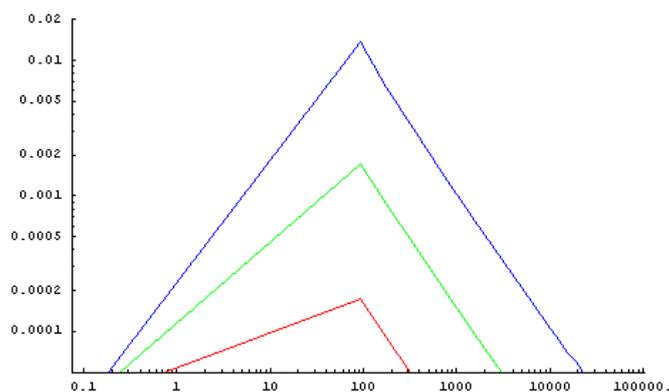


FIG. 31 – Influence du dérivateur sur la réponse fréquentielle de l'asservissement

3.3 Amélioration apportée par l'asservissement sur le pointé d'un laser

Pour voir l'amélioration apportée par l'asservissement, j'ai fait une acquisition du signal en sortie de la photodiode avec l'oscilloscope lorsque la position du faisceau était asservie (avec une constante de temps pour l'intégrateur de $4,7 \cdot 10^{-5}$ et sans dérivateur). Cette acquisition est représentée figure 32. On voit que le signal possède un offset de $3mV$. De plus, la largeur du signal nous indique les fluctuations de la position du faisceau autour de cette valeur moyenne. Cette largeur vaut entre 4 et $5mV$, ce qui correspond à une déviation de 41 à $51nm$ d'après l'étalonnage de la photodiode. Ceci montre que l'asservissement peut vraiment améliorer le pointé du faisceau de l'expérience de condensation du chrome, celui-ci ayant des déviations de l'ordre de 4 à $5\mu m$.

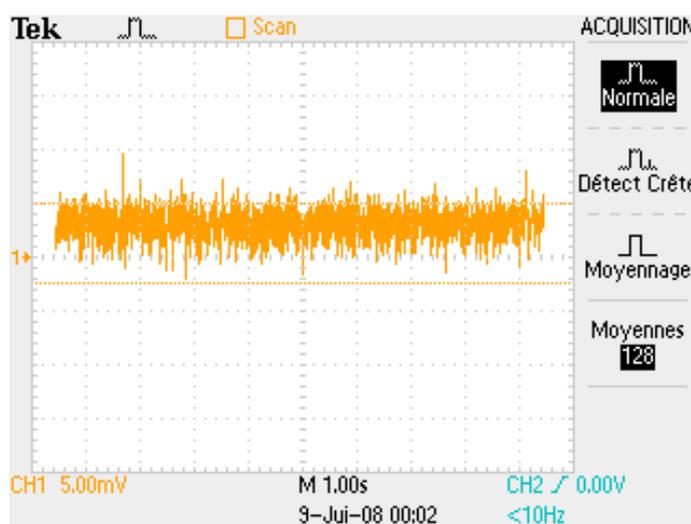


FIG. 32 – Acquisition du signal en sortie de la photodiode avec asservissement

Une autre manipulation que j'ai faite est de voir comment l'asservissement est stable sur un délai de quelques minutes. Pour cela je me suis placé sur le même montage que précédemment sur lequel j'ai séparé en deux le faisceau pour l'amener à la photodiode et sur une caméra. J'ai alors pris des photographies du faisceau laser à différents instants avec et sans asservissement lorsque le système est laissé libre (en dehors de l'asservissement). L'analyse des photographies m'a fourni alors la position du faisceau et m'a permis de tracer la courbe de la figure 33.

On voit que le faisceau a tendance à dériver sans asservissement (de l'ordre de $1\mu m$ en $5min$) alors qu'il reste en moyenne à la même place avec l'asservissement. Il y a toutefois une légère fluctuation de l'ordre de $0,5\mu m$ avec l'asservissement, mais ceci est sans doute dû à la précision de la caméra. Les dérives lentes du faisceau laser sont donc aussi très bien corrigées.

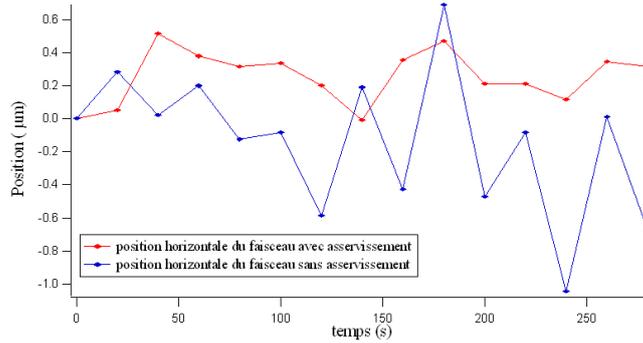


FIG. 33 – Position du faisceau avec et sans asservissement en fonction du temps

Conclusion

Le stage que j’ai effectué au LPL m’a permis de faire connaissance avec différents aspects de la physique expérimentale. En effet, en ayant l’objectif de stabiliser le pointé d’un laser, j’ai pu me familiariser avec l’alignement de montages optiques, la confection de matériel électronique, la résolution de problèmes électroniques pas toujours évidents,...Et cette apprentissage m’a permis d’avancer et je l’espère faire avancer l’équipe sur le projet qui m’était confié. En effet, j’ai finalement réussi après de nombreuses expériences à bien comprendre le fonctionnement de la photodiode a 4 cadrans, puis à trouver comment optimiser le système d’asservissement de la position du laser et à montrer que cet asservissement pouvait avoir sa place dans l’expérience de condensation du chrome.

Outre les enseignements techniques que j’ai pu acquérir durant ces deux mois, j’ai enfin découvert comment se déroulait la vie en laboratoire ; ce qui m’a d’ailleurs beaucoup plu, car la discussion et la réflexion en groupe a une place importante. Ainsi, je voudrais remercier les membres de l’équipe d’avoir contribué à ma formation.

Références

- [1] R. GRIMM. *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*.
- [2] Thèse de A. POUDEROUS. *Refroidissement et Piégeage d’Atomes de Chrome*. Université Paris XIII, 2007.
- [3] Thèse de R. CHICIREANU. *Studies of Cold Chromium Atoms in Magnetic and Optical Traps*. Université Paris XIII, 2007.
- [4] S. WOLPHRAM. *The Mathematica Book*. Cambridge University Press, 1999.