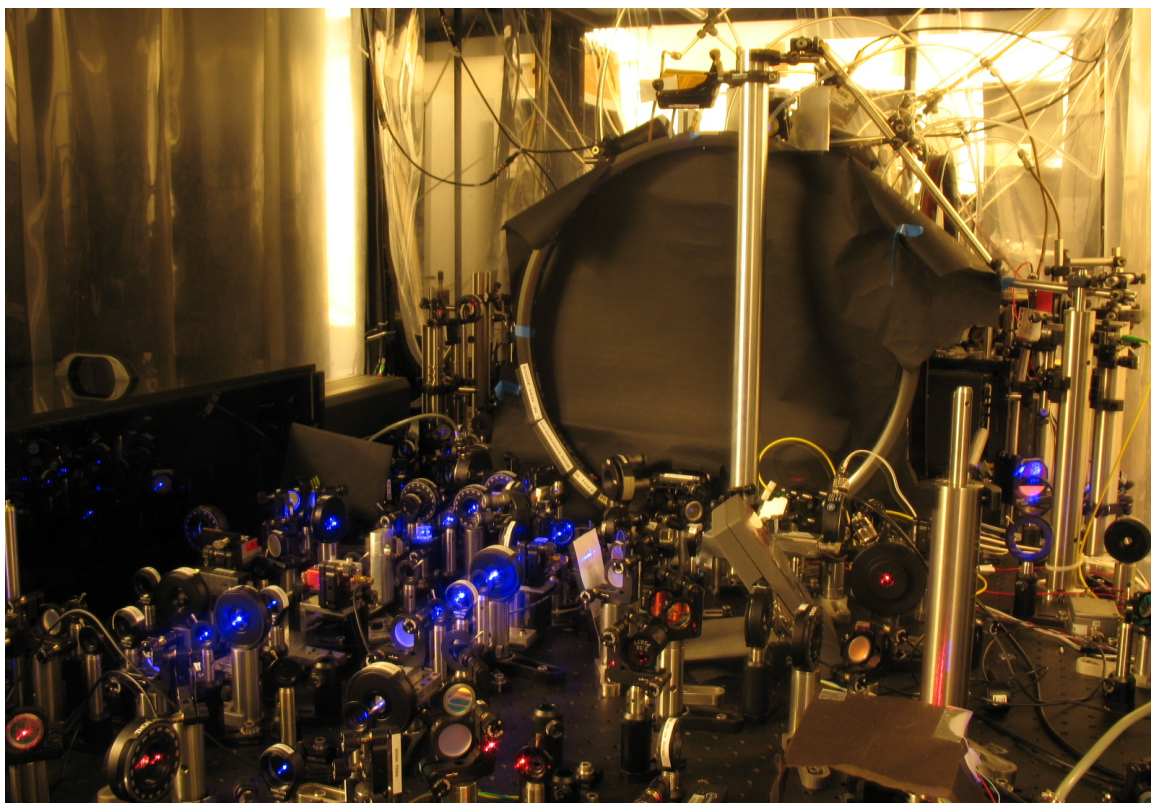


# Mesure du flux d'une source effusive de chrome

Baptiste Bourget

3 Septembre 2008



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Présentation du laboratoire</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Présentation de l'expérience</b>	<b>4</b>
2.1	Quelques caractéristiques du chrome . . . . .	4
2.2	Description du four . . . . .	5
2.3	Le jet effusif . . . . .	6
2.4	L'absorption . . . . .	7
2.5	Le dispositif expérimental . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Etude théorique de l'absorption</b>	<b>9</b>
3.1	Première approche . . . . .	9
3.2	Prise en compte de la divergence du faisceau . . . . .	11
3.3	Prise en compte de la répartition en vitesse . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>14</b>
4.1	La démarche expérimentale . . . . .	14
4.2	Les conditions expérimentales . . . . .	15
4.3	Les résultats expérimentaux . . . . .	17
4.4	Analyse des résultats . . . . .	18

# Introduction

Le but de mon stage a été d'effectuer une mesure du flux d'atomes sortant de la source atomique. Cette source atomique fournit un jet de chrome l'état gazeux dont les atomes sont ensuite ralentis par effet Zeeman, puis piégés dans un piège magnéto-optique avant d'être refroidis jusqu'à des températures de l'ordre de la centaine de nanokelvin dans le but de former un condensat de Bose-Einstein.

La mesure du flux permet d'avoir une idée de l'efficacité du refroidissement et du piégeage des atomes. En effet il est important pour former un condensat d'avoir le maximum d'atomes piégés, car lors de la phase d'évaporation beaucoup d'atomes sont perdus. Il est donc intéressant de savoir si c'est le four qui ne fournit pas assez d'atomes ou si c'est la phase de piégeage qui n'est pas assez efficace. La mesure du flux représente donc un meilleur contrôle des différents paramètres expérimentaux dans le but d'optimiser l'expérience de condensation.

De plus, le four est utilisé depuis plusieurs années à raison de 9h par jour, 5 jours par semaine. Il est donc important d'avoir un critère qui permet de juger du bon état de marche de la source atomique, car il est difficile de connaître le vieillissement d'un tel four. Une mesure du flux permettrait alors de vérifier le bon état de marche de la source atomique et donc de créer une source atomique plus stable puisqu'il suffit de jouer sur la température du four pour influencer sur le flux d'atomes.

Nous allons donc au cours de ce rapport présenter dans un premier temps le laboratoire qui m'a accueilli ainsi que l'équipe qui m'a encadrée, puis dans une seconde partie nous allons présenter les différents éléments de l'expérience avant d'aborder les différentes approches théoriques du problème de l'absorption. Enfin dans une dernière partie nous verrons les résultats que nous avons obtenus ainsi que ce que nous pouvons en déduire vis à vis du fonctionnement du four.

## 1 Présentation du laboratoire

Le laboratoire au sein duquel j'ai effectué ce stage est le Laboratoire de Physique des Lasers situé à l'Université Paris 13 à Villetaneuse. Ce laboratoire est composé de huit équipes de recherche travaillant dans des domaines très variés ( atomes froids, métrologie, physique des diodes électroluminescentes organiques, optique atomique cohérente...). Cependant toutes ces équipes utilisent des techniques d'optique fondées sur l'utilisation de sources laser.

Mon stage s'est déroulé dans l'équipe "atomes froids" qui depuis 2003 s'est lancée dans le projet d'obtenir un condensat de Bose-Einstein de l'isotope bosonique  $^{52}\text{Cr}$  du chrome et d'en étudier les caractéristiques originales liées au fort moment magnétique ( $6 \mu_B$ ) du chrome. L'équipe est parvenue au cours du mois de novembre 2007 à obtenir ce condensat pour la première fois. L'équipe se compose de 7 personnes :

- Olivier Gorceix (professeur des universités)
- Etienne Maréchal (ingénieur de recherche)
- Bruno Laburthe-Tolrac (chargé de recherche)
- Laurent Vernac (maître de conférences)

- Quentin Beaufls (doctorant)
- Thomas Zanon-Willette (post-doctorant)
- Jean-Claude Keller (professeur des universités)

## 2 Présentation de l'expérience

### 2.1 Quelques caractéristiques du chrome

Le chrome est un élément chimique de numéro atomique 24 et fait partie de la série des métaux de transition. A pression atmosphérique sa température de fusion est de 2130 K (1850°C) et sa température d'ébullition est de 2945 K (2670°C). Comme nous pouvons l'observer dans le tableau suivant le chrome possède plusieurs isotopes avec des statistiques de nature différentes.

Isotope	$^{50}\text{Cr}$	$^{52}\text{Cr}$	$^{53}\text{Cr}$	$^{54}\text{Cr}$
Abondance	4.35%	83.79%	9.50%	2.37%
Statistique	Bose-Einstein	Bose-Einstein	Fermi-Dirac	Bose-Einstein
Spin	0	0	3/2	0

Au cours de ce stage nous nous intéresserons exclusivement à l'isotope 52 du chrome en raison de son abondance vis à vis des autres isotopes.

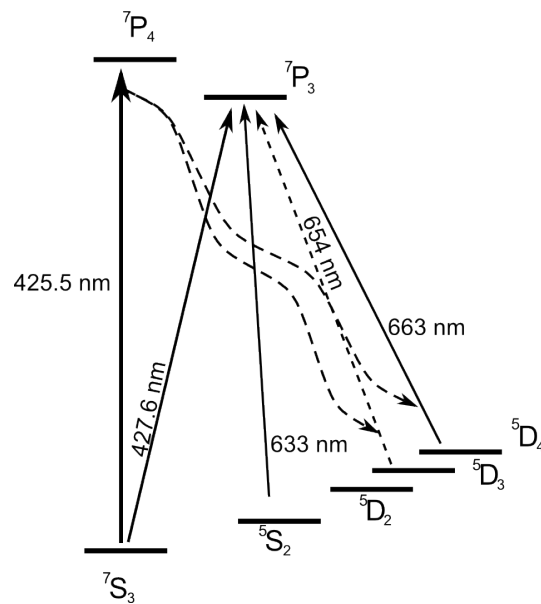


FIG. 1 – Schéma des différents niveaux du chrome et des transitions associées

L'isotope 52 du chrome a pu être refroidi dans des pièges magnéto-optique en raison de sa structure atomique. En effet, comme nous pouvons l'observer sur la figure 1, le chrome possède une transition électronique quasi fermée entre les niveaux  $^7S_3$  et  $^7P_4$  associée à une longueur d'onde de 425.55nm. Depuis le niveau excité  $^7P_4$ , l'atome peut se désexciter

vers les niveaux  ${}^5D_4$  et  ${}^5D_3$  mais le rapport de branchement vers ces niveaux est très défavorable (il est de l'ordre de 1/10000).

Ainsi afin de pouvoir effectuer une mesure de la densité d'atomes au sein de jet nous allons effectuer un balayage en fréquence centré sur la fréquence associée à la transition du niveau fondamental au niveau excité. Les atomes de chrome qui vont alors passer au travers du faisceau laser, vont absorber et réémettre des photons dans toutes les directions, ce qui va diminuer l'intensité du faisceau laser.

## 2.2 Description du four

La source atomique de l'expérience est un four à haute température ( $T_{max} = 2000^\circ C$ ). Il est composé de filaments en tungstène, d'un insert en zircone, d'un creuset en tungstène et toute la cellule est protégée par une paroi froide c'est à dire une pièce métallique dans laquelle circule de l'eau de refroidissement (figure 2).

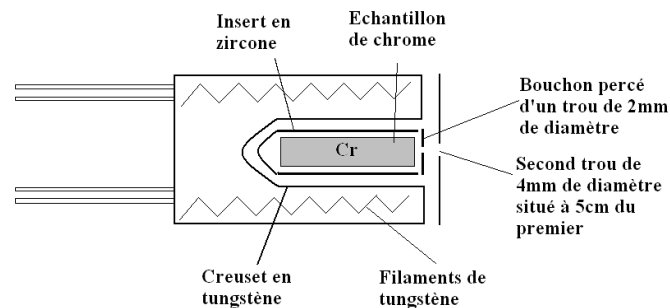


FIG. 2 – Schéma du four

Les filaments de tungstène sont chauffés par effet Joule ce qui permet par rayonnement d'élever la température de l'ensemble de la cellule. Une fois le chrome sous forme gazeuse, une ouverture circulaire de 2mm de diamètre permet à la phase gazeuse de s'échapper en formant un jet. Puis à 5cm de cette ouverture se trouve une seconde ouverture circulaire de 4mm de diamètre qui permet de définir la direction et la divergence du jet d'atomes.

Par ailleurs le four est placé de manière horizontale ce qui est rare car dans cette disposition les filaments de tungstène peuvent fléchir sous l'effet de la pesanteur et entrer en contact avec l'insert, ce qui cause des courts-circuits et pourrait provoquer la panne définitive du four.

Le four permet donc d'obtenir à partir d'un morceau de chrome solide un gaz d'atomes de chrome à la température  $T$  et à la pression de vapeur saturante  $P_{sat}$ . Cette pression dépend de la température selon la formule suivante<sup>1</sup> :

$$\log(P_{sat}) = 5.006 + 6.8 - \frac{20733}{T} + 0.2 * \log(T) - \frac{0.4094}{T^3} \quad (1)$$

Ainsi pour une température de  $1500^\circ C$ , la pression de vapeur saturante est de 5.78Pa. Nous pouvons par ailleurs remonter à la densité d'atomes de chrome dans le four par la

<sup>1</sup>d'après le Handbook de physique de l'année 2000

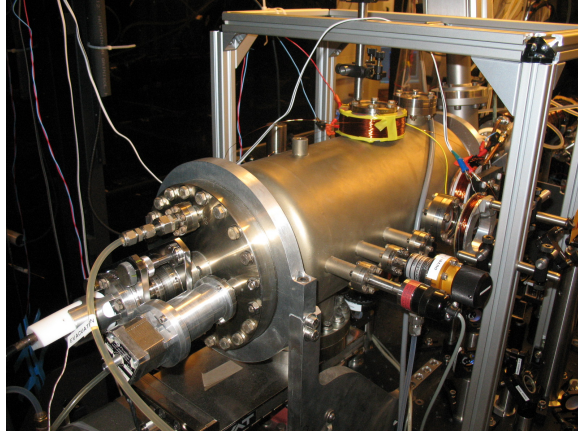


FIG. 3 – Photo de la source atomique

relation :

$$n_0(T) = \frac{P_{sat}(T)}{k_b T} \quad (2)$$

avec  $k_b$  la constante de Boltzmann.

La densité dépend donc fortement de la température à la fois par l'intermédiaire de la pression de vapeur saturante et par le terme en  $1/T$ . Ainsi à  $1500^\circ\text{C}$  la densité au sein du four est de  $2.4 * 10^{20}$  atomes. $m^{-3}$  et à  $1300^\circ\text{C}$  de  $8.5 * 10^{18}$  atomes. $m^{-3}$ . On perd donc deux ordres de grandeurs en seulement  $200^\circ\text{C}$ .

### 2.3 Le jet effusif

Nous venons donc de voir que les atomes de chrome sortent du four sous forme gazeuse par un orifice circulaire de 2mm de diamètre. Le jet sera dans le régime effusif si le libre parcours moyen des particules est grand devant la dimension de l'orifice. Or le libre parcours moyen est de la forme :

$$l = \frac{k_b T}{\sqrt{2} P \sigma} \quad (3)$$

avec  $\sigma = \pi d^2$  la section efficace de collision élastique de l'atome et  $d$  le diamètre de l'atome.

Ainsi pour une température de  $1500^\circ\text{C}$  le libre parcours moyen du chrome est de l'ordre de 12mm. Nous pouvons donc considérer que le jet est effusif puisque  $l \gg r$ . Il n'y a donc pas de collisions entre les atomes pendant le temps de traversée du trou. Dans le four la probabilité qu'un atome de chrome se déplace à la vitesse  $v$  est de la forme :

$$p(v, T) = A v^2 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m v^2}{k_b T}\right) \quad (4)$$

où  $A = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{2\pi k_b T}\right)^{\frac{3}{2}}$  est une constante de normalisation.

Pour calculer le flux d'atomes sortant, on a besoin de connaître le nombre d'atomes qui vont sortir pendant une période  $dt$ . Il faut donc connaître le nombre d'atomes à la

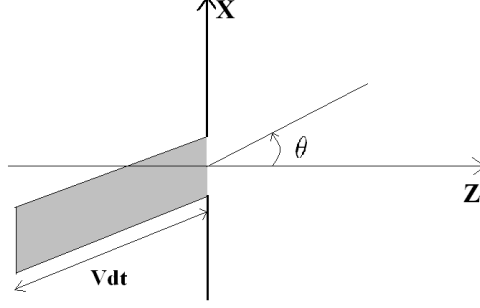


FIG. 4 – Notation

vitesse  $v$  présents dans le cylindre de génératrice l'axe formant un angle  $\theta$  avec l'axe  $z$  de longueur  $v dt$  et de surface  $S_1 * \cos(\theta)$  (figure 4). Finalement pour obtenir le flux d'atomes émergeant dans cette direction il ne suffit alors plus que de multiplier par l'angle solide  $d\Omega = \frac{\sin(\theta)d\theta d\phi}{4\pi}$ . Nous obtenons alors :

$$\frac{dN}{dt}(v, T) = n_0(T)p(v, T)d\Omega v S_1 \cos(\theta) \quad (5)$$

Le flux total est alors :

$$\frac{dN}{dt}_{total}(v, T) = \frac{n_0(T)p(v, T)v S_1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta \quad (6)$$

$$= \frac{n_0(T)p(v, T)v S_1}{4} \quad (7)$$

## 2.4 L'absorption

L'évolution de l'intensité d'un faisceau lumineux traversant un gaz ou un liquide est décrite par la loi de Beer-Lambert :

$$\frac{dI}{dx} = n(x)\sigma I \quad (8)$$

avec  $n(x)$  la densité d'atome dans le jet et  $\sigma$  la section efficace de l'élément absorbant.

Ainsi par séparation des variables puis intégration nous obtenons que :

$$I = I_0 \exp\left(\int n(x)\sigma dx\right) \quad (9)$$

L'absorption d'un faisceau lumineux par un atome est donc caractérisée par la section efficace de ce dernier. Pour un atome à deux niveaux cette section efficace a pour formule<sup>2</sup> :

$$\sigma(\delta) = \frac{\sigma_0}{1 + 4\frac{\Delta^2}{\Gamma^2} + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (10)$$

<sup>2</sup>Une démonstration de cette formule se trouve dans le tome 2 de Physique atomique de B.Cagnac et J.-C.Pebay-Peyroula aux éditions Dunod

ou  $\Delta = \omega_{laser} - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$ ,  $\Gamma = 2\pi * 5MHz$  la largeur naturelle d'absorption et  $I_{sat}$  l'intensité de saturation du chrome qui vaut  $8 mW.cm^{-2}$  et  $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ .

On observe alors l'importance de l'effet Doppler à travers le terme  $\vec{k} \cdot \vec{v}$ . On en conclut donc que plus la composante de vitesse perpendiculaire au faisceau lumineux est grande et plus le désaccord entre le laser et la fréquence propre du chrome doit être grand pour que la probabilité que l'atome absorbe le photon soit maximale. Le signe moins devant ce terme provient du fait que lorsque l'atome se déplace dans le sens opposé à la propagation du faisceau lumineux l'atome "voit" une fréquence plus élevée.

Par ailleurs le terme de saturation qui est en  $\frac{I}{I_{sat}}$  met en évidence l'importance de la valeur de l'intensité du faisceau entrant. Ainsi si l'intensité est de l'ordre de  $I_{sat}$  l'absorption est diminuée. Ce terme traduit le fait que les atomes ont une certaine probabilité d'absorber et de réémettre un photon et il leur faut un certain temps pour effectuer ces échanges.

A partir d'un certain niveau d'intensité les atomes sont en constante excitation et désexcitation. Or si on augmente l'intensité, on augmente le nombre de photons, mais comme les atomes réagissent déjà au maximum de leur efficacité ils ne peuvent interagir avec ces nouveaux photons. Il y a ainsi plus de photons qui passent au travers du jet sans être absorbés ce qui fait diminuer le rapport photon absorbés sur photons émis et donc l'absorption. Il faut donc avoir une valeur de l'intensité permettant de négliger ce terme de saturation si l'on veut avoir une absorption maximale.

## 2.5 Le dispositif expérimental

Avant mon stage l'équipe avait essayé de mesurer l'absorption en opérant avec un seul passage dans le jet d'atome. Mais aucune mesure n'avait été possible en raison du bruit en intensité laser. Nous avons alors décidé de faire un montage permettant au faisceau laser de passer deux fois au travers du jet d'atome et de multiplier ainsi l'absorption totale par deux. De plus le système de mesure repose sur une photodiode A-B. Elle est constituée de deux photodiodes identiques qui vont fournir un courant électrique en fonction de l'intensité de la lumière mais également en fonction de la longueur d'onde de la lumière (Elles sont en effet plus sensible dans le rouge qu'à 425 nm comm nous pouvons l'observer sur la figure 5).

Cette photodiode permet de soustraire les deux signaux qui lui sont envoyés. Nous pouvons alors comparer un faisceau de référence, qui n'est pas absorbé, au faisceau qui traverse le jet d'atomes. Par ailleurs ce fonctionnement A-B permet de diminuer considérablement le bruit en intensité et d'améliorer ainsi le rapport signal sur bruit  $S/B$  (nous avons ainsi pu obtenir jusqu'à  $S/B = 35$ ).

Le montage est constitué d'une première lame  $\lambda/2$  et d'un cube polariseur qui permet de contrôler la puissance du faisceau envoyé dans le dispositif. Ensuite il y a un second ensemble lame  $\lambda/2$  et cube qui permet de séparer le faisceau en deux : La première partie d'intensité  $I_0/2$  est immédiatement envoyée sur la photodiode, et la seconde partie est envoyée vers le four pour traverser le jet d'atomes et ensuite revenir sur la photodiode.

On peut remarquer sur le schéma (figure 6) la présence d'une lame  $\lambda/4$  et d'une bobine sur le trajet du second rayon. La lame a pour but de polariser circulairement le faisceau pour une meilleure interaction avec les atomes de chrome. De plus le double passage



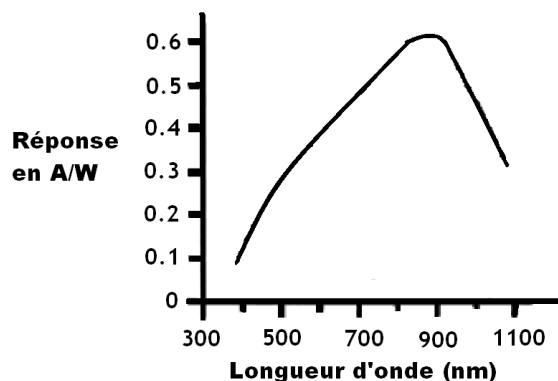


FIG. 5 – réponse de la photodiode en fonction de la longueur d'onde

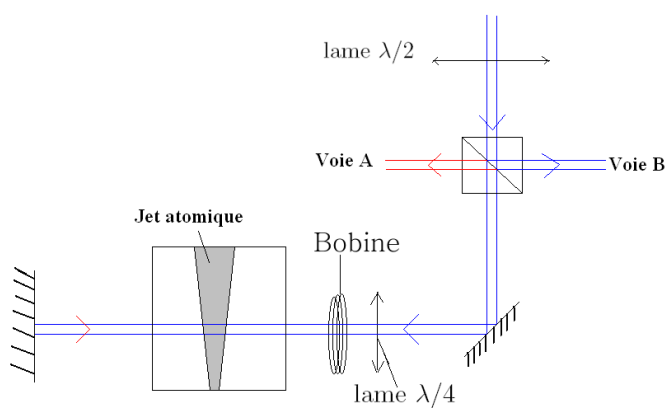


FIG. 6 – Schéma du montage

dans cette lame permet au faisceau d'être totalement réfléchi par le cube polariseur et nous pouvons alors récupérer le faisceau par des jeux de miroirs. Par ailleurs la bobine permet de par son champ magnétique de définir un axe de quantification selon lequel la polarisation est définie. Le champ magnétique créé permet également une meilleure interaction avec les atomes de chrome.

### 3 Etude théorique de l'absorption

#### 3.1 Première approche

Dans un premier temps nous allons supposer que tous les atomes possèdent la même vitesse. On suppose que cette vitesse correspond à la vitesse moyenne calculée à partir de la distribution de vitesse que nous avons vue au cours du chapitre précédent. Cette vitesse moyenne est de  $850m.s^{-1}$  pour un gaz à la température de  $1500^{\circ}C$ . De plus nous pouvons supposer que le faisceau d'atomes sortant du trou ne diverge pas (le second trou

n'a alors aucun effet sur le jet). Avec toutes ces hypothèses, le flux total d'atomes sortant du four est :

$$\frac{dN}{dt}_{total}(v, T) = \frac{n_0(T)v_{moy}S_1}{4} \quad (11)$$

On suppose que tous les atomes sortant se déplacent selon l'axe  $\vec{e}_z$ . Le flux peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{dN}{dt}_{total}(v, T) = n(x)v_{moy}S_1 \quad (12)$$

On en déduit donc que :

$$n(x) = \frac{n_0}{4} \quad (13)$$

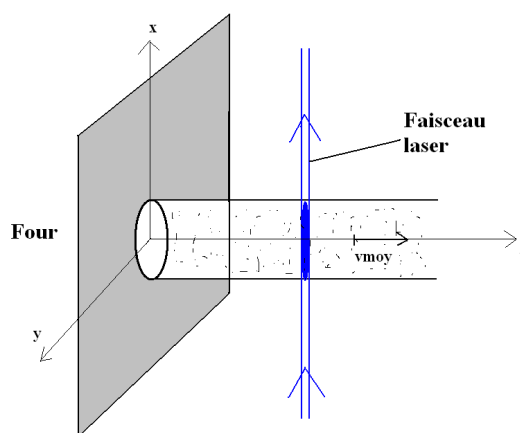


FIG. 7 – Faisceau d'atomes non divergent

De plus au niveau de la section efficace le terme dû à l'effet Doppler disparaît car tous les atomes se déplacent perpendiculairement au faisceau laser. Ainsi l'intensité varie selon la fonction :

$$\frac{I(\delta)}{I_0} = \exp \left[ -\frac{n_0}{4} * \frac{\sigma_0}{1 + 4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} * 2 * d_{jet} \right] \quad (14)$$

où  $2 * d_{jet}$  est la distance parcouru par le laser lors de la traversée du jet d'atomes (deux fois le diamètre du jet car le faisceau est rétroréfléchi comme nous l'avons vu au cours de la partie précédente) et  $\delta = \omega_{laser} - \omega_0$ .

Nous obtenons alors la figure 8 qui représente la variation de l'intensité en fonction de  $\delta$  en MHz, c'est à dire en fonction du désaccord entre le laser et la fréquence de résonance de chrome.

On observe alors que la largeur à mi-hauteur de la courbe d'absorption est de 860 MHz pour une absorption de 100%. Ainsi cette modélisation n'est pas correcte car les premières observations sont loin de nous fournir une telle absorption et une telle largeur.

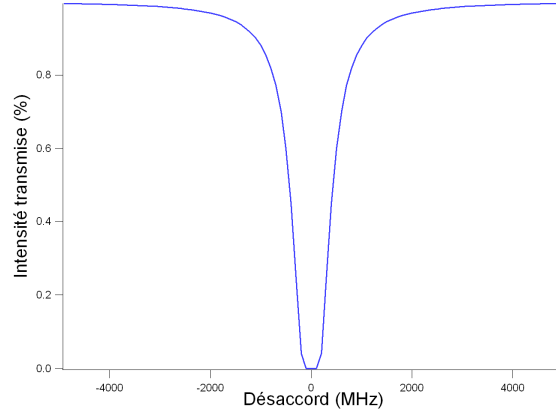


FIG. 8 – courbe d’absorption sans effet Doppler et avec un vitesse uniforme

### 3.2 Prise en compte de la divergence du faisceau

Dans un second temps nous prenons en compte la divergence du faisceau. Cette divergence entraîne une variation de la densité d’atomes au sein du jet. En effet la densité atomique du jet varie selon  $x$  du fait de l’éloignement par rapport au four mais également à cause du second trou qui, en quelque sorte, opère une sélection de direction au sein du jet ce qui diminue encore sa densité. Ce second orifice, placé à 5cm de la sortie du four, crée une zone de ”pénombre” dans laquelle la densité est différente.

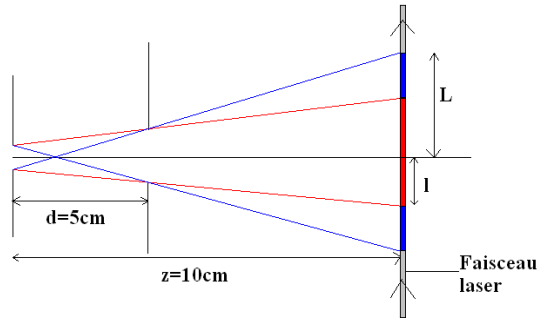


FIG. 9 – Influence du second orifice

Ainsi en reprenant les notations de la figure 9 nous avons

$$L = \frac{z}{d}(r_2 + r_1) - r_1 \quad (15)$$

$$l = \frac{z}{d}(r_2 - r_1) + r_1 \quad (16)$$

avec  $r_1$  le rayon du premier trou et  $r_2$  le rayon du second.

Dans la zone rouge du schéma la densité est maximale car c’est la zone où tous les atomes peuvent accéder et la zone bleue est la zone de ”pénombre” due à la présence du second trou. Le profil de densité a donc la forme suivante au niveau du faisceau laser :

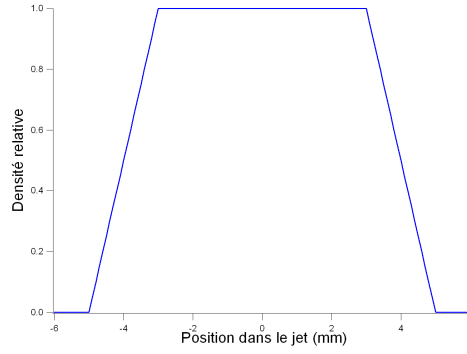


FIG. 10 – Profil de densité représenté par la fonction  $h(x)$

Entre  $-L$  et  $-l$  :

$$h(x) = \frac{x + L}{L - l} \quad (17)$$

Entre  $l$  et  $-l$  :

$$h(x) = 1 \quad (18)$$

Entre  $l$  et  $L$  :

$$h(x) = \frac{x - L}{l - L} \quad (19)$$

Par ailleurs nous avons vu au cours du chapitre précédent la formule du flux d'atomes à la sortie du four pour une direction donnée. Or le flux correspond au produit de la densité de courant et de la surface traversée d'où :

$$\frac{dN}{dt}(v, T) = n(x)v_{moy}S_{traversee} \quad (20)$$

Au niveau du laser la surface traversée est égale à  $4\pi z^2 d\Omega$ . Et finalement par conservation du flux nous obtenons que la densité au sein du jet est de la forme :

$$n(x) = \frac{n_0 S_1}{4\pi z^2} * \cos(\theta) \quad (21)$$

Par ailleurs on suppose que la divergence reste faible ainsi  $\theta \ll 1$  et  $x \ll z$ . On en déduit alors au premier ordre que  $\cos(\theta) = 1$  dans la densité et que  $\sin(\theta) = \frac{x}{z}$  dans le terme de l'effet doppler de la section efficace. Nous obtenons finalement que

$$\frac{dI}{dx} = \frac{n_0 S_1}{4\pi z^2} * h(x) * \frac{\sigma_0}{1 + 4 \frac{(\delta - kv_{moy} \frac{x}{z})^2}{\Gamma^2}} * I \quad (22)$$

avec  $\delta = \omega_{laser} - \omega_0$

Nous obtenons alors la figure 11. On remarque une transmission minimale de 68% ce qui équivaut à une absorption maximale de 32%.

Par ailleurs la largeur du pic d'absorption à mi-hauteur est de 160MHz alors que la largeur naturelle d'absorption du chrome n'est que de 31MHz. L'effet Doppler joue donc un rôle très significatif sur l'allure de la courbe d'absorption.

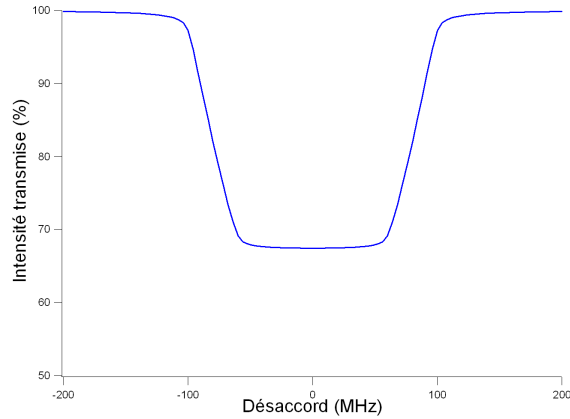


FIG. 11 – Prise en compte de la divergence du faisceau

### 3.3 Prise en compte de la répartition en vitesse

Enfin en troisième modélisation nous allons prendre en compte l'effet de la répartition en vitesses. Nous avons vu au cours du chapitre précédent l'expression du flux d'atomes en tenant compte de la répartition en vitesse. Nous pouvons alors en déduire simplement que la densité d'atomes du jet à une position  $z$  de l'ouverture est de la forme (avec  $z > L$ ) :

$$n(x) = \frac{n_0 S_1}{4\pi z^2} * h(x) * Av^2 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{mv^2}{k_b T}\right) \quad (23)$$

avec  $h(x)$  le profil que nous avons vu au paragraphe précédent conséquence de la présence du second trou.

La prise en compte de cette répartition dans les calculs d'absorption nous permet d'aboutir à une absorption maximale de 39% et une largeur de la bande d'absorption de 130Mhz pour une température du gaz d'atomes de 1500°C (figure 19).

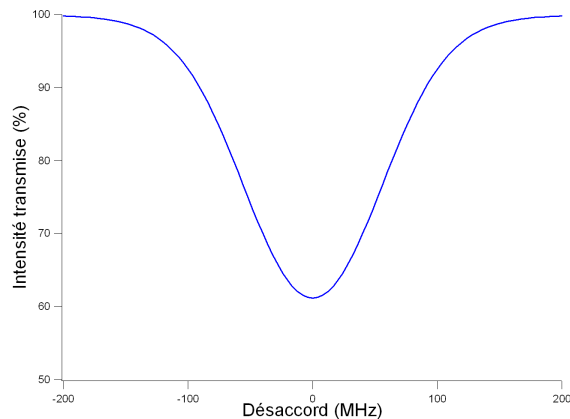


FIG. 12 – influence du second trou

On peut remarquer la grande influence de la température sur le maximum d'absorption. En effet la température joue un rôle important au niveau de la répartition de vitesse des

atomes de chrome mais également sur la densité d'atomes dans le four et ainsi par effet direct sur la densité du jet d'atome. On observe alors que plus la température est basse et plus l'absorption est faible. De même on peut observer la dépendance de la largeur de la bande d'absorption en fonction de la température. Ainsi plus la température est faible et moins le pic est large (figure 13).

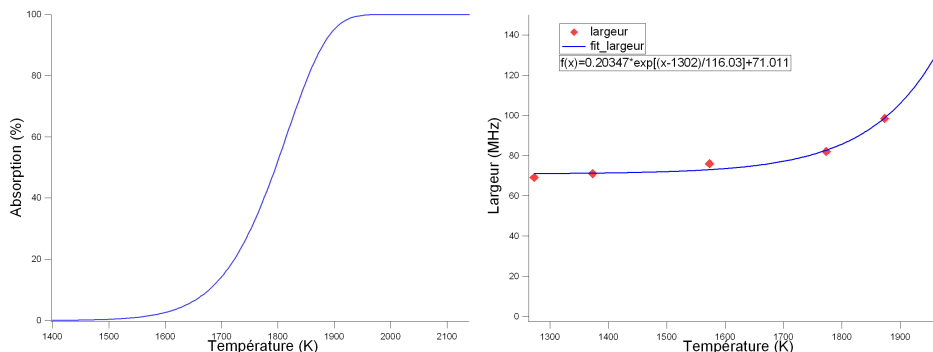


FIG. 13 – Influence de la température sur le maximum d'absorption et sur la largeur

On notera que dans cette modélisation nous avons encore supposer que  $\cos(\theta) \simeq 1$ , mais si l'on pousse à l'ordre 2, c'est à dire que l'on suppose que  $\cos(\theta) = 1 - \frac{1}{2}(\frac{x}{z})^2$  et que l'on remplace dans la densité, alors nous obtenons les mêmes absorptions et largeurs que précédemment. Nous pouvons donc supposer que cette modélisation est proche de ce que nous devons obtenir expérimentalement.

## 4 Résultats expérimentaux

### 4.1 La démarche expérimentale

Pour obtenir de telles courbes d'absorption de manière expérimentale il faut réussir à créer une source laser dont la fréquence varie de manière contrôlée au cours de temps. Pour effectuer ce balayage en fréquence du laser nous utilisons un système basé sur un piezo qui lorsqu'il est soumis à une haute tension va déplacer les miroirs de la cavité Fabry-Perot sur laquelle le laser est réglé. En changeant la longueur de la cavité on change la fréquence de résonance et ainsi on fait varier la fréquence du laser. Il faut alors étalonner la relation entre la tension appliquée au piezo et la variation de fréquence. Pour ce faire on utilise le fait que la cavité Fabry-Perot a des pics de résonance tous les 600MHz pour le laser bleu ce qui nous permet alors d'aboutir à cet étalonnage (figure 14).

Nous obtenons alors qu'une variation de 1V correspond à une variation en fréquence d'environ 620Mhz.

Ensuite il suffit d'enregistrer en même temps la rampe de tension et le signal d'absorption pour connaître le balayage en fréquence et pour pouvoir tracer la courbe d'absorption en fonction du désaccord.

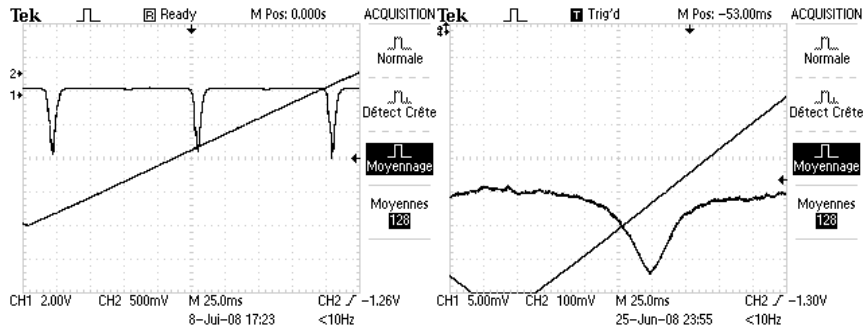


FIG. 14 – pics du Fabry-Perot et signal d'absorption

## 4.2 Les conditions expérimentales

Dans un premier temps nous avons cherché à nous placer dans les meilleures conditions afin d'observer un bon signal d'absorption. Nous avons donc en premier lieu étudié l'influence du champ magnétique sur l'absorption. Nous avons pu alors observer que l'augmentation de ce champ permettait une augmentation de l'absorption (voir figure 15). Ce champ magnétique est créé par une bobine de 360 spires placée au niveau d'un hublot de l'enceinte du four. Le maximum du champ magnétique utilisé est fixé par la puissance de l'alimentation disponible.

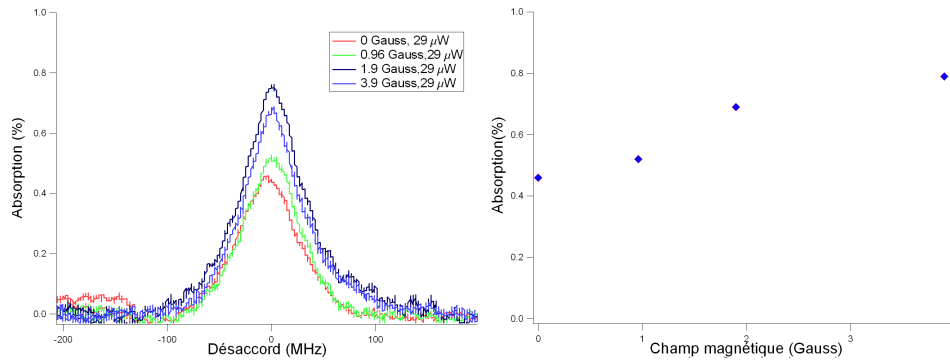


FIG. 15 – Influence du champ magnétique sur l'absorption à puissance lumineuse fixe

Par ailleurs nous avons également vu que si l'intensité lumineuse du faisceau est trop grande l'absorption diminue à cause du terme de saturation. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 16 l'absorption diminue rapidement si le terme de saturation est trop grand. On remarque ainsi que l'on perd 10% de l'absorption totale si le rapport  $\frac{I}{I_{sat}}$  est de l'ordre d'un tiers.

Nous avons donc cherché à déterminer l'intensité d'entrée pour laquelle l'absorption était la plus grande (figure 17). La photodiode fournit une tension proportionnelle à la puissance lumineuse qu'elle reçoit. La photodiode fournit une tension de 1.80V pour une puissance lumineuse de 29 μW. Nous observons donc que le signal est maximal pour l'intensité entrante la plus faible.

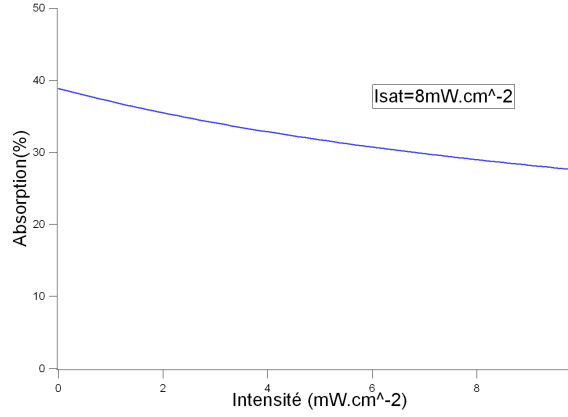


FIG. 16 – Influence théorique de l'intensité sur le maximum d'absorption

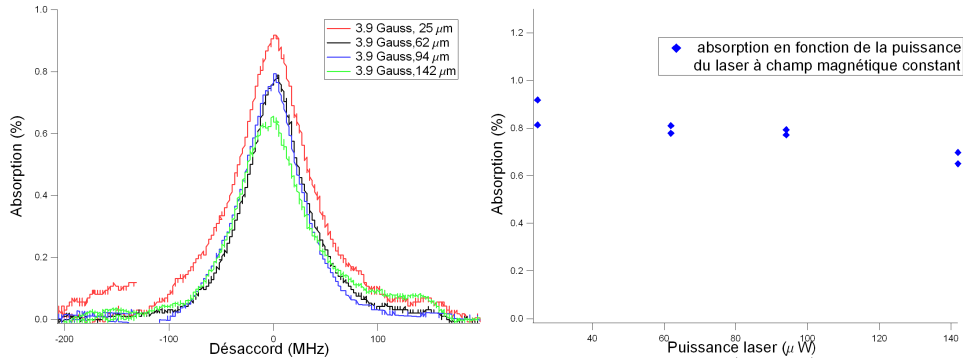


FIG. 17 – Influence de l'intensité sur l'absorption à champ magnétique constant

Enfin il reste à s'assurer que les atomes, qui traversent le faisceau laser, restent suffisamment longtemps en interaction avec les photons pour assurer la bonne transition. En effet les deux niveaux d'énergie mis en jeu sont dégénérés et grâce aux champ magnétique cette dégénérescence est levée (figure 18). La transition optimale étant celle de  $m_j = 3$  à  $m'_j = 4$  il faut amener tous les atomes dans l'état  $m_j = 3$ . C'est le pompage optique. Lorsque les atomes absorbent un photon ils passent aux niveaux d'énergie supérieur. Mais cette transition est contrôlée par la polarisation de la lumière. Ainsi si la lumière est polarisée de manière  $\sigma^+$  (ce qui est le cas dans notre expérience) la transition ne peut se faire qu'en augmentant la valeur du nombre quantique  $m$ . La désexcitation par contre n'est pas contrôlée par ce critère, l'atome peut donc retomber dans n'importe quel état d'énergie. Finalement il faut qu'un atome entre en interaction avec plusieurs photons afin de l'amener dans l'état  ${}^7P_3$  et  $m = +3$  et donc de pouvoir ensuite effectuer la bonne transition.

Par ailleurs on remarquera l'importance du champ magnétique. Sans celui ci la polarisation du faisceau laser n'est pas bien définie mais si le champ magnétique est trop intense l'effet Zeeman devient alors trop important, les niveaux d'énergie sont déplacés différemment ce qui risque de faire apparaître de nouveaux pics d'absorption et donc de



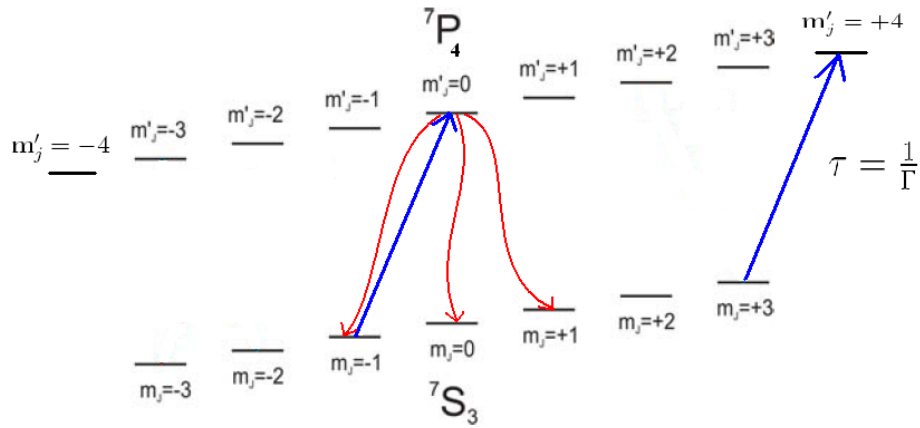


FIG. 18 – pompage optique

diminuer la qualité du signal. Nous n'avons pu observer cet effet car le générateur n'était pas assez puissant pour que le champ engendre un effet Zeeman décelable.

### 4.3 Les résultats expérimentaux

En nous plaçant dans les meilleures conditions expérimentales possibles (c'est à dire un champ magnétique qui permet de définir correctement une direction de quantification sans pour autant écarter les niveaux d'énergie par effet Zeeman, et une intensité lumineuse faible permettant ainsi de négliger le terme de saturation dans la formule de l'absorption), nous obtenons une absorption maximale d'environ 0.9% (figure 19).

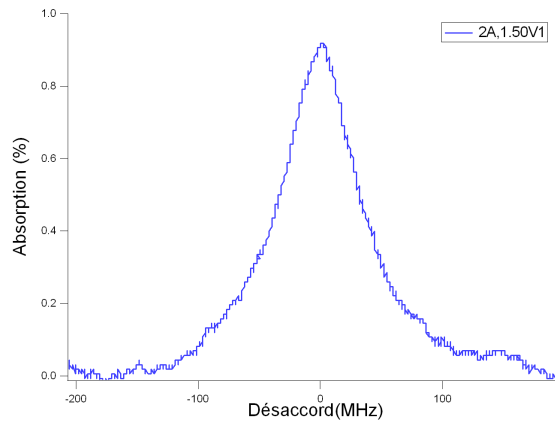


FIG. 19 – Absorption du jet d'atome

Dans toutes les mesures effectuées l'absorption maximale ne dépasse jamais les 1% avec une largeur de 74MHz, or lors de la théorie nous avons vu que l'absorption maximale attendue était de l'ordre de 20% avec une largeur à mi-hauteur de 130MHz.

## 4.4 Analyse des résultats

Nous avons donc vu que l'absorption expérimentale n'est pas du tout celle prédite par l'approche théorique. Il faut donc trouver les facteurs qui peuvent influencer sur le maximum d'absorption et sur la largeur à mi-hauteur.

L'absorption maximale dépend très fortement de la température du four comme nous l'avons constaté au cours du premier chapitre. Ainsi d'un point de vue théorique une absorption de 0.9% correspond à une température pour le four de 1547 K (1274°C) c'est à dire une différence de 226°C par rapport à la température donnée par le capteur du four. Pour autant si l'on essaie de superposer la courbe théorique à 1547 K à la courbe obtenue expérimentalement (figure 20) on remarque que c'est deux courbes n'ont pas du tout la même largeur.

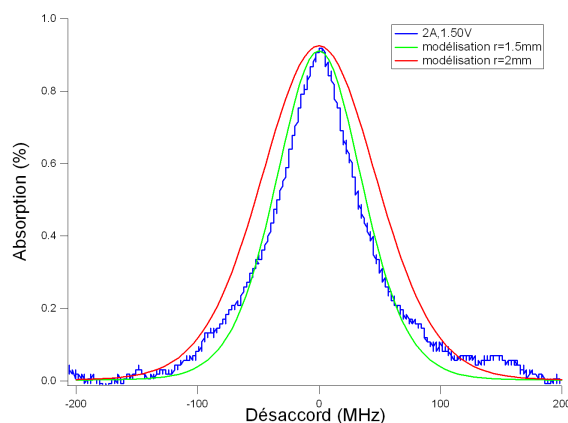


FIG. 20 – comparaison de l'expérience à la modélisation

Un second facteur entre donc en jeu : la taille du second trou. En effet la largeur à mi-hauteur dépend également de la largeur du second orifice. Plus le second trou est grand et plus le jet d'atome va être divergent et l'effet doppler n'en sera alors que plus important. Or la courbe expérimentale présente une largeur plus faible ce qui signifie donc que le second trou serait plus petit que la valeur mesurée au moment du montage du four. En faisant varier ce paramètre afin de superposer la courbe expérimentale à la modélisation nous obtenons que le second trou devrait avoir un rayon de 1.5mm au lieu d'un rayon de 2mm.

On pourrait expliquer cette variation de rayon par la formation d'un dépôt de chrome au niveau de l'orifice. En effet lorsque les atomes sortent du four, ils sont à une température très élevée et on peut supposer que le jet se refroidit au contact de la paroi entourant le second orifice ce qui crée alors un dépôt de chrome. Un événement similaire s'est déjà produit sur l'expérience. Le trou avait alors été totalement bouché par ce dépôt de chrome.

## Conclusion

En conclusion l'écart que nous avons observé entre l'expérience et ce que nous attendions avec nos différentes modélisations nous amène à réfléchir sur deux sujets. Soit

la modélisation faite n'est pas correcte : la répartition de vitesses au sein du gaz n'est peut être pas exactement celle utilisée au cours de ce rapport. Le changement de cette répartition modifie à la fois l'absorption maximale mais également la largeur d'absorption. Il se peut également que les calculs n'aient pas été poussés assez loin. On aurait pu par exemple considérer chaque point du trou de sortie comme une source atomique et ensuite intégrer pour obtenir le flux total.

Mais nous pouvons également penser que les données fournies par le thermomètre du four sont erronées. Cette hypothèse est fondée car il semblerait que la position du thermocouple puisse engendrer de telles erreurs. En effet ce dernier est situé à l'arrière du four ce qui fait que nous ne connaissons pas réellement la température au sein de l'insert et donc la température du gaz d'atomes de chrome formé.

Finalement ce stage a permis d'avoir un nouveau dispositif de mesure de la température du four et donc un moyen de mieux contrôler l'expérience de condensation. Cette mesure étant en désaccord avec celle du thermomètre il est fort probable que l'équipe de recherche cherche un troisième moyen de mesure dans le but d'avoir une réponse définitive et de pouvoir caractériser le four de manière plus précise.

Ce stage m'a en outre permis de porter un premier regard sur le monde de la recherche et sur son quotidien. Il m'a permis de comprendre la nécessité d'une démarche rigoureuse et réfléchie mais également d'apprendre à bobiner une bobine ou encore à tarauder.

## Références

- [1] Bernard CAGNAC. *Physique atomique : Tome 2, Applications de la mécanique quantique*. Dunod, 1982.
- [2] Norman F. RAMSEY. *Molecular Beams*. Oxford science publications, 1990.
- [3] Jacques VANIER et Claude AUDOIN. *The quantum physics of atomic frequency standards*. Adam Hilger, 1989.
- [4] Thèse de Radu CHICIREANU. *Studies of cold chromium atoms in magnetic and optical traps : steps towards Bose-Einstein Condensation*. Université Paris Nord, 2007
- [5] Thèse d'Arnaud POUDEROUS. *Refroidissement et piègeage d'atomes de chrome*. Université Paris Nord, 2007.