



# Instabilités dynamiques dans un nuage d'atomes froids

Mathieu Renaudat

avril-août 2003

<sup>1</sup>Stage de troisième année à l'Ecole Supérieure d'Optique. Le stage s'est déroulé au Laboratoire Ondes et Désordre(LOD) sous la tutelle de Guillaume Labeyrie. Je remercie David Wilkowski, Robin Kayser et Thierry Chanelière pour leur soutien et leur dynamisme.

# Table of Contents

<b>I</b>	<b>Cadre : expérience de diffusion multiple de la lumière dans un nuage d'atomes froids</b>	<b>4</b>
1	atomes froids: un milieu modèle	6
2	la diffusion multiple	7
3	Interaction laser-atome	8
4	quelques exemples de manifestation de la diffusion multiple dans les atomes froids	10
<b>II</b>	<b>laser à cavité étendue</b>	<b>12</b>
1	Une exigence spectrale	14
2	Principe du laser et limite de Schawlow-Townes	15
3	Montage du laser	18
3.1	Principe de la diode sur réseau . . . . .	18
3.2	La diode en fonctionnement libre . . . . .	19
3.3	Le montage mécanique . . . . .	19
3.4	L'injection du laser . . . . .	21
4	Asservissement en longueur d'onde	23
4.1	asservissement en température . . . . .	23
4.2	asservissement sur une transition atomique . . . . .	26
5	Résultats et montage définitif	34
5.1	intégration du montage dans l'expérience . . . . .	34
5.2	performances de l'asservissement . . . . .	35
5.3	deux méthodes de diagnostic de la largeur spectrale . . . . .	37
5.3.1	Analyse du signal d'erreur . . . . .	37
5.3.2	La méthode physique atomique . . . . .	40

5.4	exemples d'utilisation du laser . . . . .	46
<b>III</b>	<b>instabilités dynamiques dans un nuage d'atomes froids</b>	<b>49</b>
<b>1</b>	<b>Les instabilités</b>	<b>51</b>
<b>2</b>	<b>Le modèle physique</b>	<b>52</b>
2.1	La force de pression de radiation . . . . .	52
2.2	La force répulsive . . . . .	54
2.3	La compression . . . . .	56
<b>3</b>	<b>La simulation numérique</b>	<b>57</b>
3.1	Le principe de la simulation . . . . .	57
3.2	validation du programme sans interaction ni écrantage . . . . .	59
3.3	validation du programme avec interaction mais sans écrantage . . . . .	64
3.4	Perspectives: ajout de l'écrantage dans la simulation . . . . .	68
<b>4</b>	<b>Les expériences sur les instabilités</b>	<b>69</b>
4.1	la mesure de la friction et du rappel . . . . .	69
4.1.1	Oscillations forcées . . . . .	70
4.1.2	La méthode du lâché de nuage . . . . .	76
4.2	Quel paramètre pertinent pour les instabilités dynamiques? . . . . .	85
4.2.1	Résultats . . . . .	87
<b>IV</b>	<b>Conclusion</b>	<b>90</b>

Le laboratoire Ondes et Désordre (LOD) fait partie de l'Institut Non linéaire de Nice (INLN). La thématique principale du LOD est l'étude de la diffusion multiple de la lumière dans un milieu aléatoire constitué par un nuage d'atomes froids. Ici, on s'attache à comprendre les phénomènes fondamentaux de diffusion de la lumière dans un milieu aléatoire "mésoscopique". Le point de vue microscopique est assez bien compris: pour étudier la diffusion par un dipôle (nombre d'atomes  $N=1$ ), il suffit de calculer le rayonnement du dipôle après avoir été excité par une onde incidente. Quand il s'agit d'étudier la diffusion dans un milieu macroscopique ( $N \approx 10^{23}$ ) les concepts sont différents, on parle alors d'indice du milieu, de gain ou d'absorption. La mission de la physique mésoscopique ( $N \approx 10^6$ ) est d'assurer la liaison entre ces deux champs de la physique dont les concepts sont a priori différents. Au LOD, il y a deux expériences d'atomes froids, l'une sur l'atome de Strontium, l'autre sur l'atome de Rubidium. C'est sur cette dernière que j'ai effectué mon stage.

Mon stage comporte deux parties distinctes:

- le montage et la caractérisation d'une diode sur réseau destinée aux expériences de diffusion multiple.
- l'étude théorique et expérimentale des instabilités dynamiques observées dans un nuage d'atomes froids. L'étude théorique prend appui sur une simulation numérique permettant de guider les recherches vers une compréhension de ces instabilités. Réciproquement les expériences ont guidé le choix de l'implémentation de la simulation numérique (choix des paramètres et manière de programmer)

## Part I

**Cadre : expérience de diffusion  
multiple de la lumière dans un  
nuage d'atomes froids**

J'introduirai Lorsqu'un photon entre dans un nuage d'atomes froids celui-ci "rebondit" sur les atomes qui constituent le nuage. Si les photons sont diffusés plusieurs fois avant de ressortir du nuage alors on parle de diffusion multiple. Ce genre de situation est très générale, et intéresse de nombreux domaines de recherche (imagerie médicale, sismologie...) Je décrirai dans un premier temps l'intérêt présenté par ce milieu modèle qu'est un nuage d'atomes froids. J'introduirai ensuite quelques concepts utiles dans la diffusion multiple. J'effectuerai quelques rappels sur l'interaction atome-laser. Puis, je donnerai quelques exemples de manifestations de la diffusion multiple dans ce type de milieu.

# Chapter 1

## atomes froids: un milieu modèle

Pour obtenir un nuage d'atomes froids de Rubidium, la technique utilisée est le piège magnéto-optique. Le premier MOT date de 1987, il a donné le coup d'envoi à un nouveau type de physique. Les milieux ainsi obtenus sont exceptionnels pour étudier la diffusion de la lumière à plusieurs titres: ce milieu est un système modèle et il ouvre des champs de physique nouvelle.

Pourquoi un milieu modèle?

Tout d'abord, on maîtrise assez bien les caractéristiques de ce type de milieux, il suffit de changer le désaccord d'un laser, le champ magnétique, ou un paramètre extérieurs pour changer sa manière de diffuser la lumière (densité optique, ordre de diffusion...). Ensuite, ce milieu est pure: On connaît le comportement de chaque diffuseur qui sont tous identiquement des atomes. On peut dire, par ailleurs que l'absorption au sens macroscopique, n'existe pas dans un tel nuage, ce qui n'est pas diffusé passe au travers du nuage.

Pourquoi une physique nouvelle?

Par ailleurs, ce type de milieu ouvre la voie à une physique nouvelle. Il y a des propriétés atomique, mécanique, quantique que l'on peut observer alors qu'avec un diffuseur classique ces effets n'existent pas. Par exemple, les diffuseurs sont ponctuels résonnant, disposent d'une structure interne...

# Chapter 2

## la diffusion multiple

Dans ce chapitre, introduisons les concepts de bases sur la diffusion de la lumière. Soit un milieu diffusant et un laser tel que représenté sur la figure 2.1, les photons peuvent:

- soit être transmis sans être diffusés. Ces photons constituent la partie cohérente (ou spéculaire).
- soit être diffusé vers l'avant.
- soit être diffusé vers l'arrière ou rétro-diffusé.

On peut définir quelques paramètres pertinents qui dépendent du milieu du milieu.

La transmission cohérente  $T_{coh} = e^{-b}$  c'est la portion de photons qui sont transmis directement

$b$  est l'épaisseur optique  $b = \sigma n L = L/l$

Le libre parcours moyen vaut  $l = \frac{1}{\sigma n}$ .

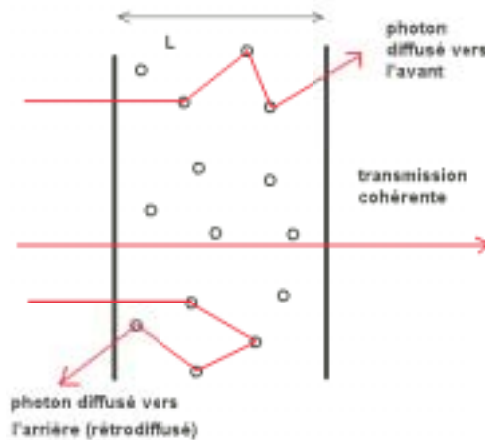


Figure 2.1: schémas explicatif sur la diffusion de la lumière dans un milieu quelconque  $L$  est la taille du milieu

# Chapter 3

## Interaction laser-atome

Dans ce chapitre, introduisons des concepts de physique atomique. Ces concepts nous seront utiles dans la suite ( pour le signal d'absorption saturée, la méthode de mesure de la largeur spectrale du laser ou encore la méthode pour le comptage du nombre d'atomes dans le nuage).

On considère un atome modélisé par un système à deux niveaux et un laser supposé monochromatique de pulsation  $\omega$  qui vient exciter l'atome. Un système à deux niveaux est représenté sur le schéma 3.1. La différence entre les niveaux d'énergie est de  $\hbar\omega_0$ . Il s'agit d'un système résonnant. Plus  $\omega$  est proche de  $\omega_0$ , plus l'atome interagit avec les photons produits par le laser. On définit le désaccord du laser par :

$$\delta = \omega - \omega_0 \quad (3.1)$$

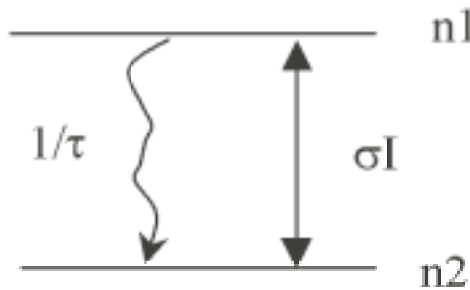


Figure 3.1: système à deux niveaux.  $1/\tau = \Gamma$

On peut alors définir le paramètre ' $s'$ ' qui correspond à la puissance du laser. Le paramètre de saturation est défini par :

$$s = \frac{s_0}{1 + 4\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (3.2)$$

avec  $s_0 = I/I_{sat}$  Et  $I_{sat}$  est l'intensité de saturation du système à deux niveaux.

L'atome sollicité par un éclaircissement  $I$  émet des "photons". La puissance ainsi diffusée se note  $P_{diff}$ . Le taux de photons diffusés pour une saturation  $s$  est :

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s + 1} \quad (3.3)$$

Lorsque 's' est petit devant un, on peut définir une section efficace de diffusion notée  $\sigma$  par:

$$\sigma = P_{diff}/I \quad (3.4)$$

Cette section efficace  $\sigma$  dépend du désaccord  $\delta$  et du paramètre de saturation noté  $s$  (qui lui même dépend du désaccord).

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{1 + 4\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (3.5)$$

Ordres de grandeur: Pour le Rubidium qui nous intéresse ici,  $I_{sat} = 1.6mW/cm^2$  et si  $s \ll 1$   $\Gamma' = 1.6 * 10^7 photons.s^{-1}$

On peut calculer la transmission cohérente  $T$  du nuage:

$$T = e^{-b} = e^{-\int \sigma(\delta)n(z)dz} \quad (3.6)$$

$$T = e^{-b} = e^{-b_0 \frac{1}{1 + 4\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2}} \quad (3.7)$$

Pour une répartition spatiale gaussienne des atomes:

$$b_0 = \sigma(0)\sqrt{2\pi}w_{1/e}n_0 \quad (3.8)$$

Enfin, la lumière a une action mécanique sur les atomes chaque photon absorbé induit un recul de l'atome. Par conservation de la quantité de mouvement, chaque photon absorbé induit une variation de sa quantité de mouvement de  $\hbar k$ . On peut ainsi créer des forces de pression de radiation sur les atomes. on définit la vitesse de recul:  $\hbar k/m = 6mm.s^{-1}$ . Ainsi, l'accélération maximale que l'on peut imposer à un atome, vaut :

$$a_{max} = 0.5\Gamma.v_{recul} = 10^5 g$$

# Chapter 4

## quelques exemples de manifestation de la diffusion multiple dans les atomes froids

La diffusion multiple peut s'observer dans différents types d'expériences. Le cône de rétrodiffusion cohérente (Coherent Back Scattering en anglais) est une des manifestations les plus spectaculaires de la diffusion multiple. Il s'agit d'un effet d'interférences entre ondes diffusées suivant un même chemin mais en sens inverse voir le figure 4.1. Si on image la lumière diffusée dans ce milieu on observe des tavelures ou speckle en anglais. Maintenant, si l'on moyenne ces tavelures, on obtient une image uniformément plate... sauf dans la direction contra-propagative du faisceau sonde. C'est ceci que l'on appelle le cône de rétrodiffusion cohérente.

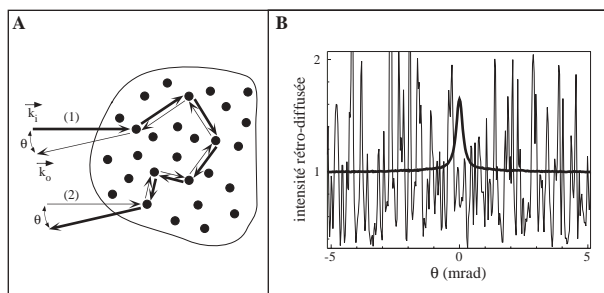


Figure 4.1: cône de rétrodiffusion cohérente

Pour mon stage c'est l'aspect mécanique qui m'a intéressé. En effet la diffusion multiple de la lumière donne lieu, au premier ordre, à une force supplémentaire qui est répulsive et coulombienne. Cette force a pour effet de faire grossir le nuage avec le nombre d'atomes. Plus il y a d'atomes plus le nuage est gros. Maintenant, il y a un deuxième effet qui contrebalance cette force. C'est l'effet de l'atténuation des faisceaux du piège au cours de leurs propagation dans le nuage. Ce sont ces deux effets que nous étudierons plus précisément dans la simulation numérique. En effet, on pense que c'est la combinaison de ces deux forces qui est à l'origine des instabilités dynamiques que l'on observe dans le nuage dont le schéma 4.2 est une illustration.

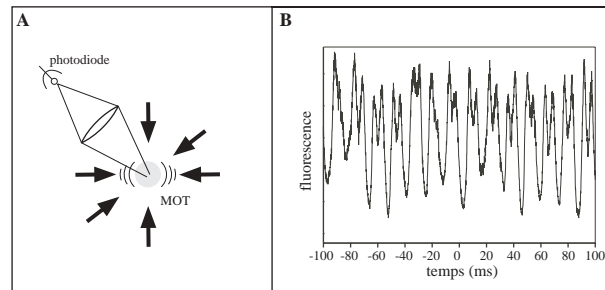


Figure 4.2: Observation expérimentale des instabilités dynamiques

# Part II

## laser à cavité étendue

La première partie de ce stage a consisté en la réalisation d'une diode laser montée en cavité étendue fermée par un réseau de diffraction.

Trois diodes devaient être montées pour trois applications différentes : deux d'entre elles étaient destinées à l'expérience sur les atomes froids de Strontium, et la dernière était destinée à réaliser un laser sonde pour l'expérience de Rubidium. C'est de cette dernière dont je me suis tout particulièrement occupé.

# Chapter 1

## Une exigence spectrale

Ce laser est utilisé pour sonder le nuage d'atomes froids. Ce type de laser a notamment pour contrainte d'être fin spectralement. Ce qui signifie que sa largeur spectrale ne doit pas excéder une fraction de  $\Gamma$  qui est la largeur de la transition atomique.  $\Gamma$  est de l'ordre de 6MHz ainsi, le laser devra avoir une largeur spectrale inférieure à 1 MHz. Pour cela, un dispositif d'asservissement doit être mis en place.

## Chapter 2

# Principe du laser et limite de Schawlow-Townes

Un laser à souvent une largeur spectrale limitée par des problèmes techniques. Essayons néanmoins d'identifier les facteurs ultimes limitant la pureté spectrale d'un laser. Le bruit en fréquence d'un laser est du à des processus d'émission spontanée. Ce sont les photons spontanés émis dans le mode du laser (qui n'ont pas de relation de phase avec le champ laser) qui sont à l'origine des fluctuations de phase du champ total émis. Dans la représentation de Fresnel (Cf figure 2.1, on peut voir cela comme une marche au hasard de la phase du champ due à l'émission spontanée dans le mode laser. Cette fluctuation de la phase induit un fluctuation de la fréquence.

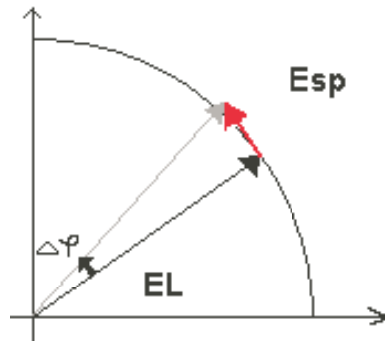


Figure 2.1: Champs électrique dans le laser en représentation de Fresnel. Des fluctuations sur la phase du champ induisent des variations de la fréquence du champs.

Le laser est constitué d'un diode laser et d'un réseau holographique qui permet de créer une cavité à l'extérieur de la diode. Ce type de cavité est dite étendue. En effet la diode laser seule, fonctionne avec sa propre cavité. Alors qu'ici on a

imposé au laser grâce à cette cavité étendue de fonctionner sur cette cavité et non sur celle de la diode laser comme représenté sur la figure 2.2. D'après le principe de Schawlow-Townes explicité plus loin, cette nouvelle cavité permet d'obtenir un largeur spectrale beaucoup plus fine que lorsque la diode laser fonctionne en libre. De plus, le miroir externe étant constitué d'un réseau, ce laser sera accordable sur la courbe de gain du matériau, via une vis permettant l'orientation de ce réseau. Il est à noter que d'autres paramètres permettent d'agir sur la fréquence d'émission, ceux-ci seront récapitulés plus loin dans ce compte rendu.

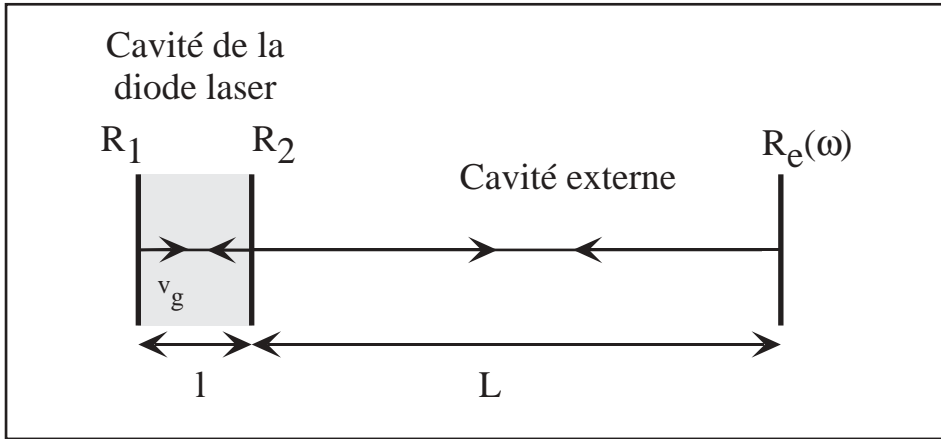


Figure 2.2: cavité étendue. On voit sur ce schémas les deux cavités qui sont en compétition. Le but est que la cavité externe prenne le dessus.  $v_g$  est la vitesse de groupe dans le matériau de la diode laser.

Après calculs qui sont détaillés dans[1], la largeur Schawlow-Townes est donnée par l'équation suivante:

$$\Delta\omega_{ST} = \pi \frac{N_b}{N_b - N_a} \frac{\hbar\omega}{\Phi_s} (\Delta\omega_{cav})^2$$

Application numérique sur la diode libre:

On suppose un laser libre de longueur  $l=1\text{mm}$  de finesse  $F=3$  ( $R_1=1$ ,  $R_2=1/4$ ,  $n=3$ ) et dont l'indice de réfraction  $n$  vaut 3 avec une inversion de population totale  $N_b \gg N_a$ .

$$\frac{\Delta\omega_{cav}}{2\pi} = \frac{c}{2.n.l.F} = 2.10^{10} \text{Hz}$$

D'où une largeur Schawlow-Townes qui vaut pour une diode émettant une puissance de l'ordre du mW:

$$\frac{\Delta\omega_{ST}}{2\pi} = 1.10^6 \text{Hz}$$

Cependant, les largeurs mesurées en pratique sur ce type de diodes laser sont plutôt de l'ordre de 10 à 30 MHz. Pourquoi?

La source de bruit qui limite la largeur du laser est l'émission spontanée. Cette émission spontanée provoque des fluctuations d'amplitudes et de phase du champ électrique du laser. Il existe une corrélation entre les bruits d'amplitude et de phase du laser due à une fluctuation d'indice par effet non linéaire qui se répercute sur la phase. Ce mécanisme augmente d'un facteur  $(1+\alpha^2)$  la valeur théorique prévue par Schallow-Townes.  $\alpha$  est le facteur de couplage phase amplitude et il varie selon les cas, de 2 à 9.[1]. C'est cela qui explique la largeur de 10 à 30 MHz effectivement mesurée.

Effectuons maintenant l'application numérique pour la diode montée sur réseau:

On suppose ici que la finesse est du même ordre de grandeur. La cavité mesure  $L=3\text{cm}$ .

$$\frac{\Delta\omega_{cav}}{2.\pi} = \frac{c}{2.L.F} = 2.10^9 Hz$$

D'où une largeur Schawlow-Townes qui vaut pour une diode qui sort une puissance de l'ordre du mW:

$$\frac{\Delta\omega_{ST}}{2.\pi} = 10kHz$$

De même, en tenant compte de ce facteur  $(1+\alpha^2)$  du au couplage phase amplitude, on peut extrapoler et dire qu'une largeur limite plausible de ce laser serait de l'ordre de 500 kHz. En définitive, c'est le rapport des longueurs optiques des cavités au carré qui donne le rapport entre les largeurs Schawlow-Townes.

# Chapter 3

## Montage du laser

### 3.1 Principe de la diode sur réseau

Le laser qui a été mis en place est une diode laser montée sur réseau. Son élément actif est une diode laser Sanyo centrée autour de 782 nm et dont la courbe de gain est large d'une vingtaine de nanomètres. On peut accorder en fréquence le laser en créant une cavité externe dans laquelle un élément sera sélectif en longueur d'onde. C'est le cas d'un réseau holographique. Le principe d'une diode sur réseau est représenté sur la figure 3.1. On distingue, sur le schéma 3.2, l'ordre 0 qui sort de la diode et l'ordre -1 qui revient vers le laser.

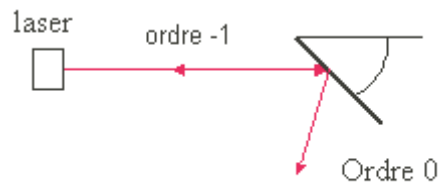


Figure 3.1: schémas synthétique représentant le principe d'un diode sur réseau: l'ordre -1 du réseau revient dans la diode et la puissance sort par l'ordre 0.

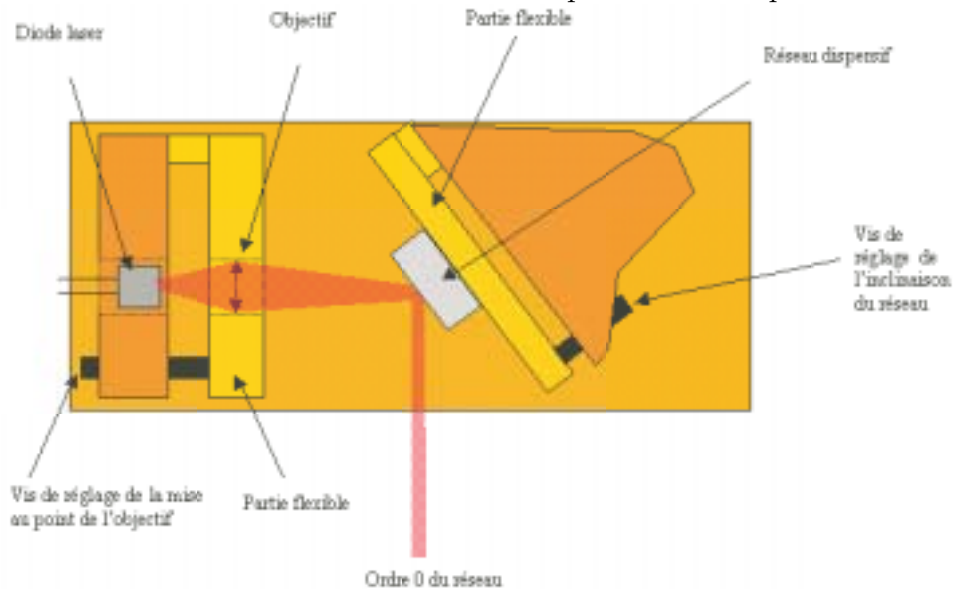


Figure 3.2: schémas du laser: l'ordre 0 sort de la diode et l'ordre -1 revient vers le laser.

### 3.2 La diode en fonctionnement libre

Le courant de seuil de la diode en fonctionnement libre est de 30 mA; ce que l'on a vérifié expérimentalement. La longueur d'onde du centre de la courbe de gain est 782nm ainsi il faudra refroidir la diode pour atteindre la longueur d'onde de 780 nm. Le faisceau est elliptique, et sa puissance nominale est de 70mW pour un courant de 80mA.

### 3.3 Le montage mécanique

Le montage mécanique nécessite un choix de composants ainsi qu'un design qui assure une certaine robustesse.

Avant tout, le laser doit être stable mécaniquement. Toute variation de la température induit une variation de longueur des composants mécaniques peut se répercuter sur la longueur de la cavité ou l'alignement et donc sur la stabilité du laser. Les composants sont massifs et un boîtier métallique entoure le laser et réduit ainsi les perturbations extérieures qui peuvent être d'origine thermiques, acoustiques, mécaniques ...

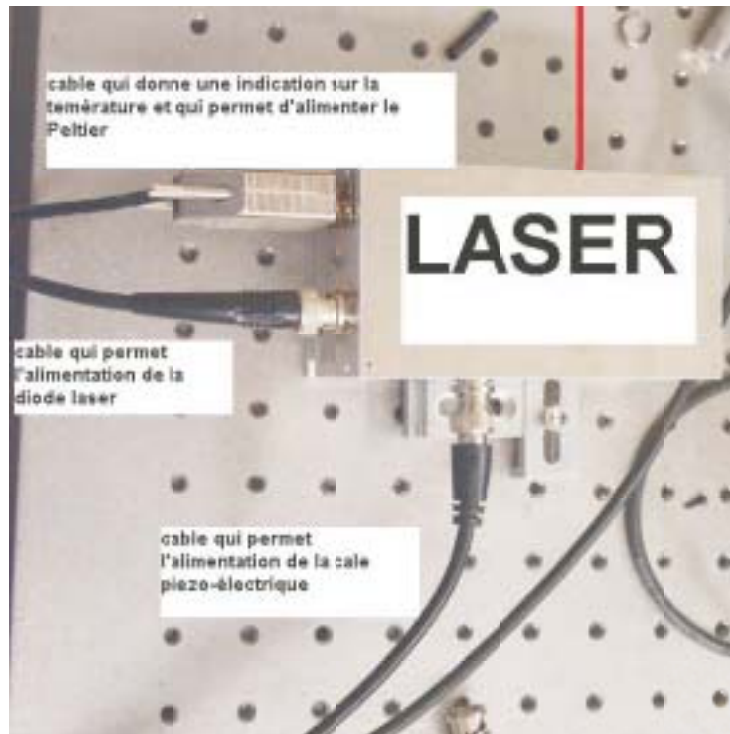


Figure 3.3: photo du boîtier et de la connectique nécessaire pour l'asservissement en température et en fréquence

Les matériaux utilisés sont choisis suivant plusieurs critères: leur coefficient de dilatation ou leur conductivité thermique. De l'aluminium est utilisé pour la base du laser. Pour les parties flexibles permettant des réglages de l'alignement et de la longueur d'onde, il a été utilisé du Cuivre Béryllium. Il faut pour faire les réglages que le montage mécanique soit bien pensé. Le montage et les réglages optiques ont été, de ce fait, facilités.

Sur la figure 3.2, on distingue les réglages possibles sur le laser pour l'alignement et le réglage de la longueur d'onde: l'orientation du réseau et la focalisation de l'objectif. On voit qu'il y a un objectif à l'intérieur même de la cavité qui permet de positionner le waist sur le réseau pour que la cavité soit stable.

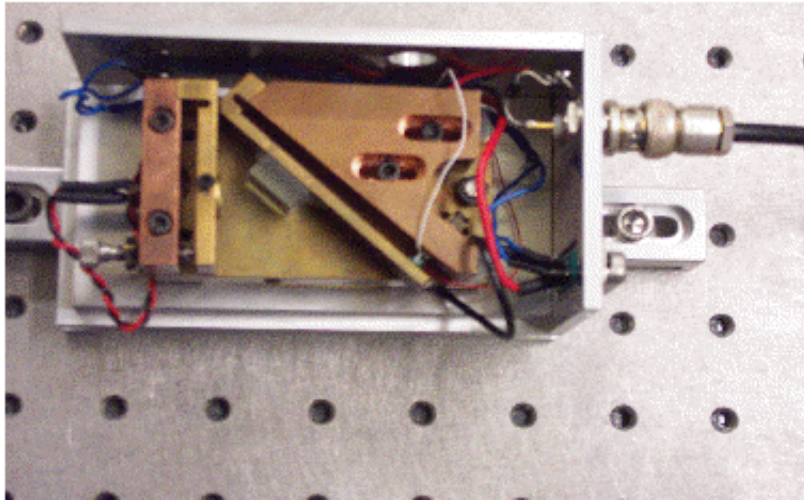


Figure 3.4: photo du laser

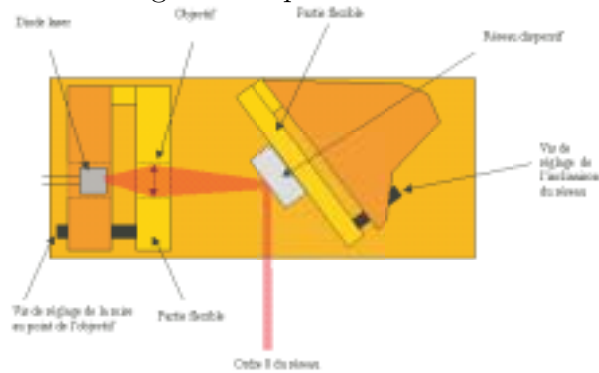


Figure 3.5: On voit aussi sur ce schémas les différentes possibilités de réglages: l'orientation du réseau et la focalisation de l'objectif. De plus entre la vis d'orientation du réseau et le réseau se trouve une cale piézo-électrique qui peut nous servir à balayer finement la fréquence.

### 3.4 L'injection du laser

Le but de l'injection est d'aligner correctement le laser de manière à ce que les pertes suivant le mode que l'on souhaite avoir soit diminuées au maximum. Cela revient à abaisser le niveau de courant qu'il faut envoyer dans la diode de manière à la faire laser. Sur la base de ce critère, il suffit alors de régler le courant moyen de la diode au voisinage du courant de seuil et de moduler ce courant légèrement. Le laser passe ainsi d'un état où il lase à un état où il ne lase pas. On peut observer à l'oscilloscope la puissance émanant du laser en fonction de ce courant de modulation comme sur le schémas 3.6. On obtient ainsi un coude. Il s'agit de diminuer le courant de seuil en alignant au mieux le laser. Le laser non injecté

a une courant de seuil de l'ordre de 30mA, alors que lorsqu'il est injecté, son courant de seuil est de 24mA.

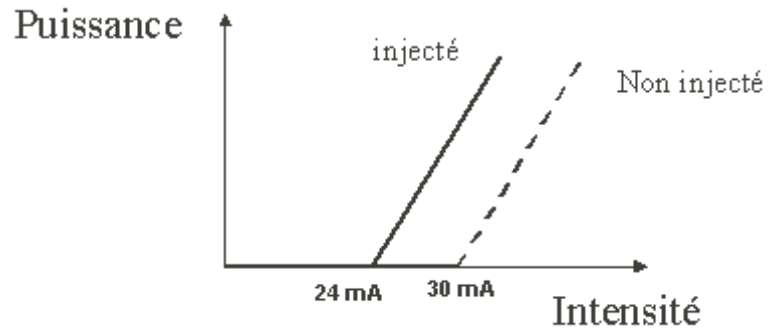


Figure 3.6: figure type que l'on peut visualiser à l'oscilloscope. Le but est de diminuer le niveau de courant de seuil, ce qui revient à optimiser l'alignement de la cavité étendue.

# Chapter 4

## Asservissement en longueur d'onde

Le but est de fixer la longueur d'onde du laser à la valeur de la longueur d'onde d'une transition atomique du Rubidium.

Nous avons à notre disposition des paramètres ajustables qui nous permettent de nous rapprocher de la longueur d'onde désirée:

- le courant
- l'orientation du réseau
- la longueur de la cavité
- la température

Il existe un certain nombre de bruits thermiques, mécaniques, sonores dont il faut s'affranchir. Les deux paramètres choisis pour l'asservissement en longueur d'onde sont:

-la température et la longueur de la cavité.

### 4.1 asservissement en température

La température de la diode a un effet sur sa courbe de gain et donc sur la longueur d'onde d'émission du laser. Il faut donc stabiliser la température pour que le laser soit stable. Une thermistance, placée proche de la diode laser, permet d'évaluer la température et le Peltier permet de refroidir la diode laser. Celui ci est situé entre deux plaques métalliques sous le laser comme présenté sur la figure 4.1.

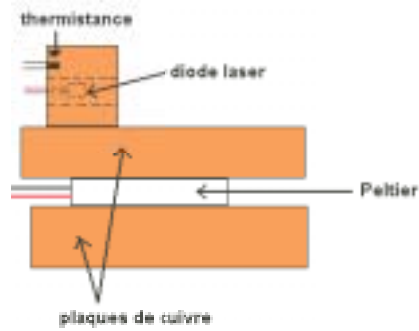


Figure 4.1: Situation du Peltier et de la thermistance dans le laser. La plaque en cuivre du bas constitue un réservoir.

Expliquons maintenant le principe de la boucle de rétroaction. Le principe de cet asservissement est l'équilibrage d'un pont de Wheasthon représenté sur le schémas 4.2. On impose une consigne de température via à un rhéostat. L'équilibre du pont qui est obtenu si  $V_A = V_B$  est rétabli si la résistance de la thermistance vaut exactement la même valeur que celle du rhéostat. La résistance de la thermistance à température ambiante était de  $10\text{ k}\Omega$ . Ce type de résistance est composé d'oxydes semi conducteurs qui ont une résistivité qui varie assez fortement avec la température. Plus  $T$  est grand plus  $R$  est petit.

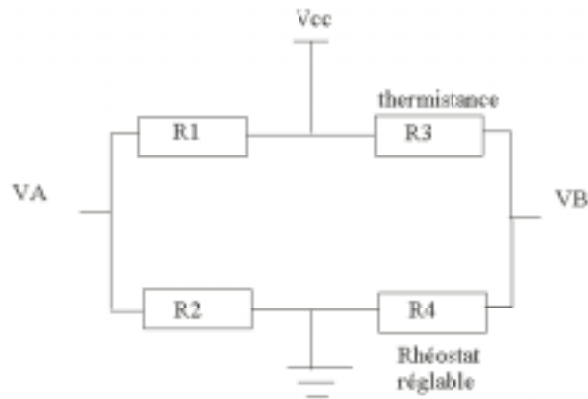


Figure 4.2: Pont de Wheaston: le pont est équilibré si la relation  $R_1 * R_4 = R_2 * R_3$  est vérifiée

Le pont est équilibré si  $V_A = V_B$  c'est à dire si  $R_1 * R_4 = R_2 * R_3$ .  
Ainsi en imposant une valeur de  $R_4$ , on impose une valeur de  $R_3$  qui est la thermistance et on impose une valeur de la température de la diode.

La boucle d'asservissement est un PID (proportionnel, intégral et dérivateur). Il s'agit maintenant de déterminer les constantes de temps de ces différents éléments électronique pour que l'asservissement soit aussi bon que possible, c'est à dire assez robuste et rapide. Ces constantes de temps et les différents gains dépendent notamment de la constantes de temps intrinsèque du système "laser-Peltier-thermistance" que l'on considère ici comme une boîte noire. La méthode que j'ai utilisée pour fixer ces différentes constantes est la méthode dite de Ziegler Nichols. Cette méthode empirique est optimisée pour donner une réponse "pic à pic" de 1/4 (c'est à dire que l'amplitude diminue d'un quart après chaque pseudo-oscillation). Ceci a été vérifié expérimentalement. La méthode est la suivante:

On règle le gain de la boucle pour que le système commence à osciller (sans l'intégrateur et le dérivateur). On relève ce gain noté  $K$ . On relève la période d'oscillation que l'on note  $T_0$ .

On peut alors régler les constantes  $T_i$  (constante de temps de l'intégrateur),  $T_d$  (constante de temps du dérivateur) et  $K_c$  le gain de la boucle ouverte de la manière suivante:

-	$K_c$	$T_i$	$T_d$
PID	$0.6K$	$0.5T_0$	$0.125T_0$

En pratique, changer les constantes de temps de l'intégrateur et du dérivateur revient à changer des résistances, dans le boîtier d'asservissement en température.

## 4.2 asservissement sur une transition atomique

Pour pouvoir être utilisé dans les expériences mentionnées plus haut, le laser doit être asservi sur une référence atomique. Pour cela on utilise un signal d'absorption saturée. Nous définirons dans un premier temps ce qu'est un signal d'absorption saturée puis comment on se sert de ce signal pour asservir la longueur d'onde du laser sur la transition atomique souhaitée. La rétro-action se fera sur la cale piézo-électrique .

Avant tout, décrivons la transmission simple d'un faisceau laser à travers un gaz d'atomes comme représenté sur la figure 4.3.

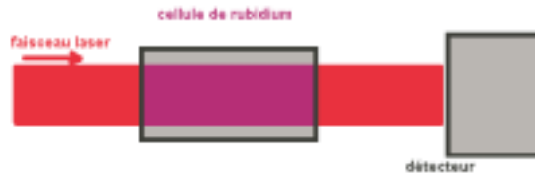


Figure 4.3: Absorption simple. Dans ce premier schéma pédagogique, on fait l'expérience imaginaire que l'on mesure la transmission d'un faisceau dans un nuage où les atomes sont fixes. Il n'y a alors pas d'effet Doppler

Un système à deux niveaux comme celui de la figure 4.4, permet de décrire la saturation des atomes:

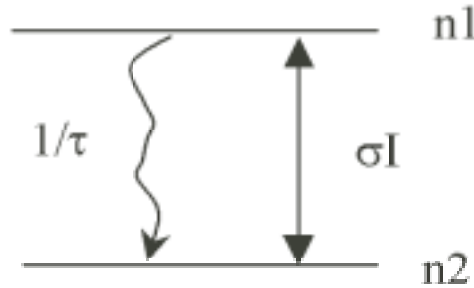


Figure 4.4: système à deux niveaux

On définit les populations des niveaux 1 et 2 :  $n_1$  et  $n_2$ . Voici leurs équations d'évolution temporelle.

$$\begin{aligned}\frac{dn_1}{dt} &= \sigma(n_2 - n_1)I - \frac{n_1}{\tau} \\ \frac{dn_2}{dt} &= \sigma(n_1 - n_2)I + \frac{n_1}{\tau} \\ n_t &= n_1 + n_2\end{aligned}$$

En régime stationnaire, pour une absorption simple:

$$\Delta n = n_2 - n_1 = \frac{-n_t}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}$$

$$I_{sat} = \frac{1}{\sigma\tau}$$

$$\frac{dI}{dz} = \sigma I \Delta n$$

$$I \ll I_{sat} \implies I(L) = I(0)e^{-\sigma n_t L}$$

$$I \gg I_{sat} \implies I(L) = I(0) - \sigma n_t L I_{sat} = I(0)$$

En conclusion, lorsque l'on éclaire un nuage d'atomes avec une intensité supérieure à l'intensité de saturation de l'atome alors le nuage devient transparent pour un autre faisceau par exemple contra-propagatif.

Maintenant, considérons le cas où il existe deux faisceaux contra-propagatif de même fréquence  $\nu_{laser}$ . Pour obtenir cela, il suffit de placer une lame semi-réfléchissante entre la cellule et le détecteur comme sur la figure 4.5.

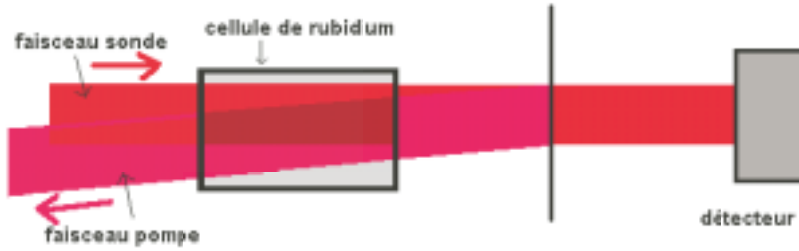


Figure 4.5: Le schéma montre une manière simple d'obtenir un signal d'absorption saturée. On a un faisceau sonde et le faisceau pompe qui sont contra-propagatif. NB: habituellement le faisceau pompe est d'intensité supérieur au faisceau sonde, ce qui n'est pas le cas ici.

Ici, nous prendrons en compte l'effet Doppler. Le premier faisceau que nous appellerons faisceau pompe a une intensité suffisante pour saturer l'absorption de la transition considérée. Le deuxième est appelé sonde et c'est ce faisceau que l'on détecte sur le détecteur.

Il n'y a pas de saturation de l'absorption que pour une classe de vitesse  $v_z$  fixée telle que si :

$$\nu_0 = \nu_{laser}(1 - v_z/c) , \text{ avec } \nu_0 \text{ la fréquence de résonance en question.}$$

-si  $\nu_{laser} \neq \nu_0$ , chacun des deux faisceaux interagit avec des atomes différents dont la vitesse longitudinale est différente et l'absorption conserve le profil Doppler.

-si  $\nu_{laser} = \nu_0$ , les deux faisceaux interagissent avec les mêmes atomes dont la vitesse longitudinale est nulle. La classe de vitesse  $v=0$  est saturée par le faisceau pompe, ainsi ces atomes deviennent transparents pour le faisceau sonde et la transmission augmente. Ceci correspond à la situation où la classe de vitesse  $v_z$  est en résonance avec les 2 faisceaux simultanément. L'absorption étant saturée pour ces atomes par le faisceau pompe, le faisceau sonde est mieux transmis : Un pic apparaît sur le profil d'absorption à la fréquence  $\nu_0$ . La transition correspondante est ainsi repérée avec une précision bien meilleure que celle imposée par l'effet Doppler. La largeur du pic d'absorption est d'environ  $\Gamma$ .

Pour visualiser les signaux d'absorption saturée, on peut balayer la fréquence de part et d'autre de la fréquence de la transition, grâce à la cale piézo-électrique placée derrière le réseau de diffraction du laser. Ces pics observés sur la figure 4.6 correspondent, à différentes transitions atomiques.

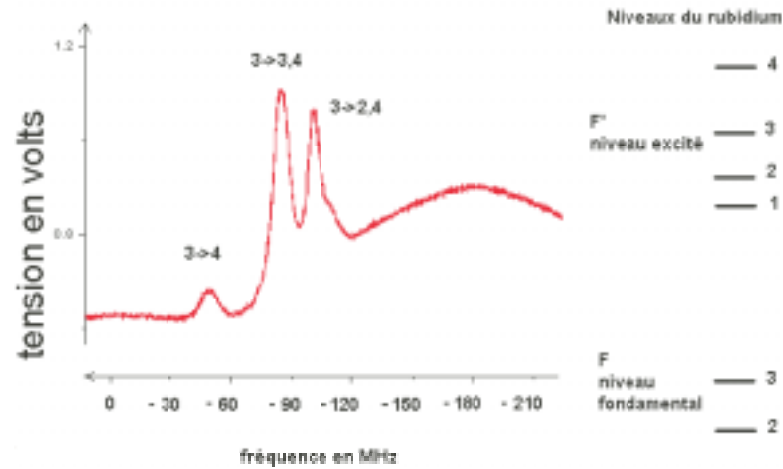


Figure 4.6: Exemple de signal d'absorption saturée. Les pics d'absorption saturée ont une largeur d'environ  $\Gamma$ .

Le montage pratique qui permet d'obtenir un tel signal est représenté sur la figure 4.7.

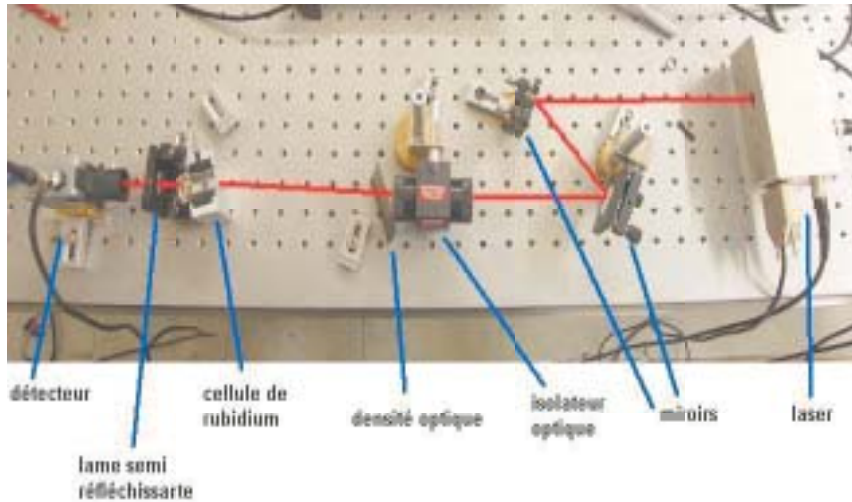


Figure 4.7: montage d'absorption saturée avant sa mise en place sur l'expérience d'atomes froids. On voit ici le laser, deux miroirs, un isolateur optique, une densité optique, une cellule de Rubidium à température ambiante, une lame séparatrice et enfin un détecteur. Les deux miroirs permettent de recentrer le faisceau à travers l'isolateur optique chaque fois que l'on change l'orientation du réseau et donc la longueur d'onde. L'isolateur optique permet d'éviter qu'une réflexion du faisceau sur une lame ne revienne dans le laser et ne le perturbe. La cellule de Rubidium contient une vapeur de rubidium qui va nous permettre de visualiser le signal d'absorption saturée.

### Qu'est ce qu'un signal d'erreur?

Maintenant que l'on dispose d'un signal d'absorption saturée, il s'agit de créer un autre signal: le signal d'erreur qui nous permettra de rétrograder sur la cale piézo. Le signal d'erreur est construit pour qu'il soit de forme dispersive en fonction de la fréquence.

Pour se figurer l'intérêt de disposer d'un signal de type dispersif (signal d'erreur), voici quelques explications qualitatives:

Supposons que l'on se trouve à proximité de  $\nu_{laser} = \nu_0$ ,

-si on s'éloigne par valeurs supérieures à  $\nu_0$  alors la cale piézo a pour effet de faire revenir la fréquence vers  $\nu_0$ .

-Et si maintenant on s'éloigne par valeur inférieures à  $\nu_0$  alors la cale piézo a pour effet de faire revenir la fréquence vers  $\nu_0$  de manière symétrique.

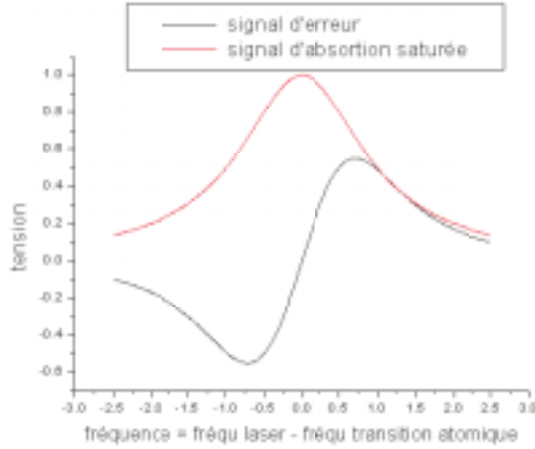


Figure 4.8: graphique représentant un signal d'absorption saturée et le signal d'erreur construit à partir de ce signal

### Comment créer un signal d'erreur à partir du signal d'absorption saturée?

Pour obtenir un signal d'erreur, on utilise la méthode bien connue de la détection synchrone:

On module faiblement et rapidement la fréquence du laser (grâce à une modulation du courant) puis on multiplie le signal d'absorption saturée par le signal de référence (celui qui nous a permis de moduler la fréquence). Et enfin on effectue un filtrage Passe-Bas sur le signal ainsi obtenu.

Considérons  $A(\nu)$  le signal d'absorption saturée telle que celui représenté sur la figure 4.8 . On imagine bien que la dérivée d'un tel signal va donner un signal dispersif qui serait idéal pour rétroagir sur le laser. Notre but est donc de créer un signal dispersif dont le zéro correspond au zéro de la dérivée du signal absorbé dans la cellule. Cette valeur de la fréquence correspond au maximum du pic qui est précisément la fréquence de la transition.

Le calcul du signal de sortie de la détection synchrone donne:

$$A(\nu_0 + \delta\nu \cos(\omega t)) = A(\nu_0) + \delta\nu \cos(\omega t) \cdot \frac{dA}{d\nu}$$

$$\cos(\omega t + \phi) A(\nu_0 + \delta\nu \cos(\omega t)) = A(\nu_0) \cos(\omega t + \phi) + \delta\nu \cos(\omega t) \cdot \frac{dA}{d\nu} \cos(\omega t + \phi)$$

Le filtrage passe-bas revient à effectuer une moyenne temporelle du signal:

$$\langle A(\nu_0 + \delta\nu \cos(\omega t)) \rangle = 0 + \delta\nu \frac{\cos(\phi)}{2} \cdot \frac{dA}{d\nu}$$

En définitive, on obtient un signal proportionnel à la dérivée de  $A(\nu)$  par rapport. On peut alors injecter ce signal aux bornes de la cale piézo-électrique montée sur le réseau.

Pour que le signal soit maximum et que l'asservissement se fasse de façon optimale, il faut régler un certains nombre de paramètres tels que l'amplitude de la modulation qui doit être faible devant  $\Gamma$ , la phase, la constante de temps du Passe-Bas de sortie... Sur la figure 4.9, on voit le type de boîtier "fait maison" qui était utilisés pour ce type d'asservissement.



Figure 4.9: Boîtier de détection synchrone. Le boîtier de détection synchrone génère une modulation que l'on envoie sur le courant. Le signal d'absorption saturée est injecté en entre u boîtier, où il est démodulé et filtré. Le signal d'erreur obtenu peut être soit visualisé soit envoyé sur la cale piézo après passage par un intégrateur

Ce type d'asservissement permet théoriquement de s'affranchir du bruit inférieur à la fréquence de modulation 20 kHz divisée par 10 environ, soit 2kHz. Cela devrait suffire pour que le laser soit stable en fréquence à une fraction de  $\Gamma$ .

Le schémas 4.10 résume tous les asservissements mis en place: en température et en fréquence.

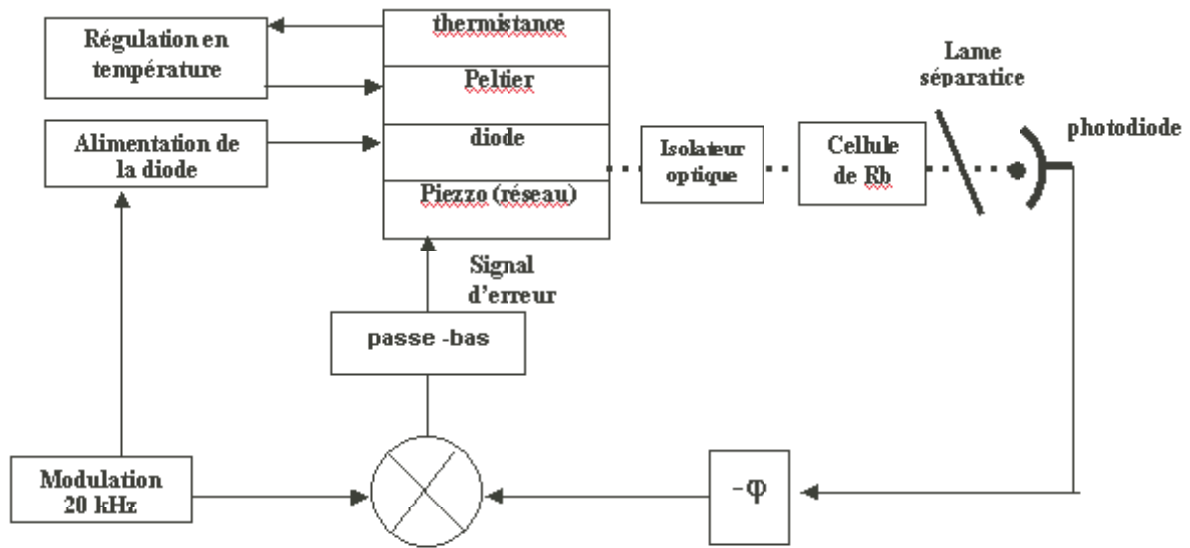


Figure 4.10: récapitulatif des différents asservissement mis en place: pour l'asservissement en fréquence on monte un montage d'absorption saturée et on rétro-agit sur la cale piézo-électrique. Pour la température, on mesure par une thermistance et on rétro-agit via un Peltier pour refroidir ou réchauffer

# Chapter 5

## Résultats et montage définitif

### 5.1 intégration du montage dans l'expérience

Il a fallu intégrer le laser ainsi que le montage d'absorption saturée sur la table de l'expérience d'atomes froids. De plus, on souhaite pouvoir balayer continûment la fréquence du laser (asservi) autour de résonance. Pour cela, il a fallu insérer un modulateur acousto optique dans le faisceau laser comme sur la figure 5.1. Le problème qui se pose est qu'un changement de fréquence du modulateur acousto-optique induit une déviation du faisceau. Pour résoudre ce problème, on utilise un montage "oeil de chat" qui permet de changer la fréquence du faisceau sans pour autant tout désaligner.

La lame  $\lambda/2$  nous permet de régler l'intensité relative entre le faisceau qui part vers l'expérience (vers la gauche). C'est elle qui sert à l'absorption saturée et donc à la fabrication du signal d'erreur permettant l'asservissement de la fréquence sur la transition atomique désirée. La lame  $\lambda/4$  subi un double passage. Bien orientée, elle est équivalente à une  $\lambda/2$  qui permet au faisceau de passer dans le bras "absorption saturée" une fois qu'il a été accordé par le modulateur acousto-optique. L'isolateur optique est ici fondamental, il évite tout feed-back dans le laser qui le déstabiliserait. En effet, un retour du faisceau dans l'axe du laser crée une compétition entre la cavité étendue de notre montage et la cavité créée involontairement par une réflexion sur une lame semi-réfléchissante par exemple. Par ailleurs, il faut noter que le désaccord induit par le modulateur acousto-optique en double passage est le double de la fréquence de modulation de l'acousto-optique. Par contre le faisceau laser qui part vers l'expérience est à la fréquence initiale du laser. Elle est ensuite décalée par un deuxième acousto-optique (modulateur interrupteur) dont la fréquence de modulation est environ le double de la fréquence du modulateur (montage oeil de chat) qui sert à désaccorder.

Une des difficultés principales a été de trouver la place sur une table déjà surchargée pour mettre ce dispositif.

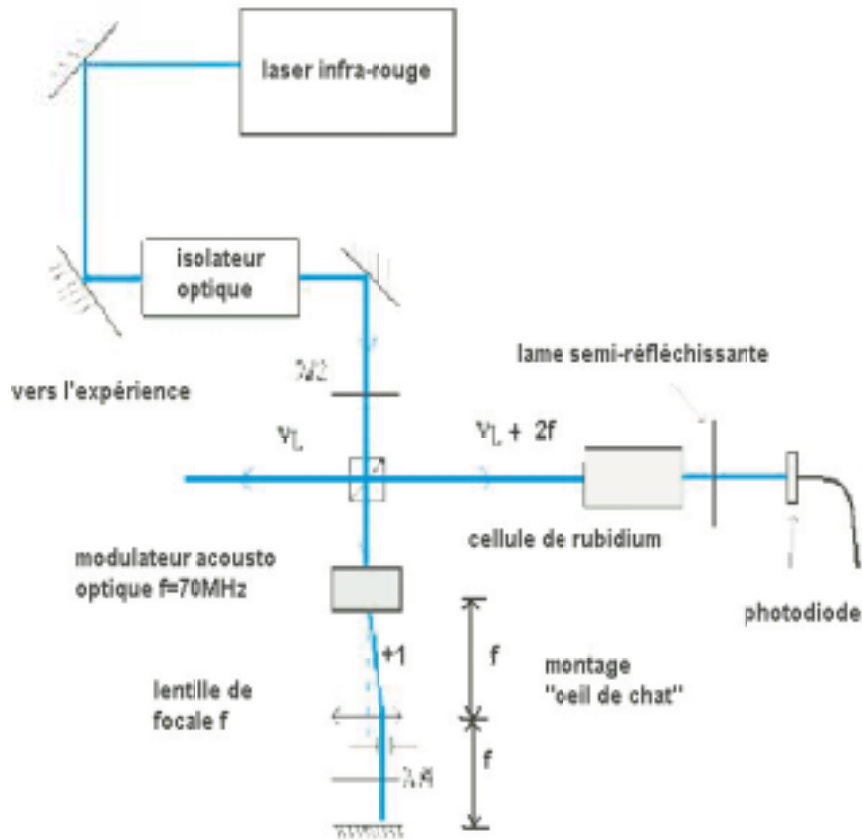


Figure 5.1: Montage définitif mis en place sur la table de l'expérience. On voit ici le montage d'absorption saturée à droite et le montage "oeil de chat", en bas.

## 5.2 performances de l'asservissement

Comme nous l'avons déjà dit, le laser est stabilisé en température pour minimiser les dérives lentes de la fréquence. Il est aussi asservi sur une transition atomique par une cale piézo-électrique pour les dérives rapides (grâce au montage par absorption saturée).

Le but de cette partie est de mesurer les performances de l'asservissement en fréquence réalisé. On déterminera donc les propriétés spectrales du laser lorsqu'il est asservi. Une méthode permettant de connaître les performances spectrales de l'asservissement est d'analyser le bruit sur le signal d'erreur.

Lorsqu'on branche la boucle de rétroaction, on voit une nette diminution du bruit sur le signal d'erreur. La mesure de la densité spectrale de puissance de ce bruit n'a pas été effectuée avec un analyseur de spectre car il ne peut pas mesurer des densités spectrales de puissance en dessous de 10 kHz.

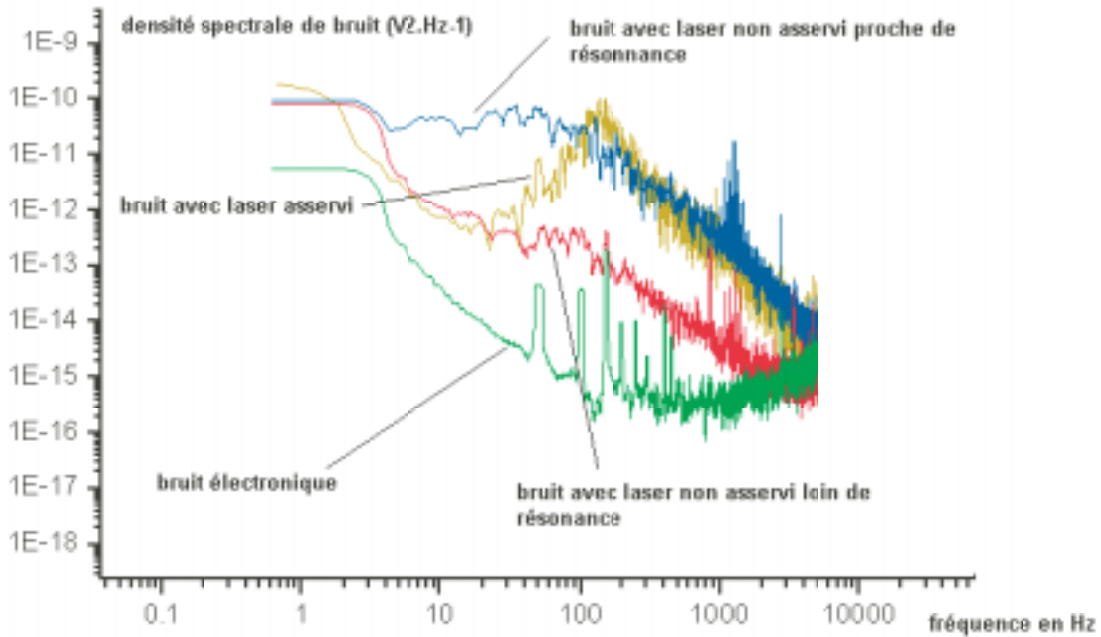


Figure 5.2: densité spectrale de bruit mesurée sur le signal d'erreur

Pour obtenir la densité spectrale de puissance, on enregistre le bruit sur le signal d'erreur sur un oscilloscope numérique. On effectue ensuite une transformée de Fourier numérique (FFT) du signal afin d'obtenir la densité spectrale de puissance du signal d'erreur. L'oscilloscope utilisé comporte 10 000 points. Sur la figure 5.2, on a reporté la densité spectrale de puissance du bruit sur le signal d'erreur dans quatre conditions :

- Laser asservi.
- Laser non asservi à résonance.
- Laser non asservi hors résonance. Ici le bruit sur le signal d'erreur provient du bruit en intensité du laser et du bruit de l'électronique.
- Pas de laser. Seul le bruit de l'électronique est présent.

La comparaison entre les densités spectrales de puissance prises dans les conditions asservi et non asservi (sur résonance), nous donne les corrections du bruit en fréquence effectuées par l'asservissement. On peut voir que le bruit en fréquence est corrigé jusqu'à 150Hz. Cette limite correspond à la bande passante de l'asservissement. Au delà de cette fréquence, on arrive sur la fréquence de résonance de la cale piézo. Le bruit à la fréquence de résonance de la cale piézo est alors amplifié.

La comparaison des densités spectrales de puissance dans les conditions "laser asservi" et "non asservi hors résonance", "bruit électronique" nous permet de dire que le bruit sur le signal d'erreur qui ne code pas le bruit en fréquence est négligeable devant le bruit en fréquence du laser asservi sauf pour les basses fréquences ou les bruits d'amplitudes semblent dominer (mais cette contribution est négligeable). La densité spectrale de puissance du laser asservi traduit donc bien essentiellement le bruit de fréquence du laser. Ce qui va nous permettre dans la partie suivante de faire un diagnostic sur la largeur du laser.

## 5.3 deux méthodes de diagnostic de la largeur spectrale

Pour nous faire une idée de la largeur spectrale du laser qui est le paramètre clef pour les expériences d'atomes froids, nous avons utilisé deux méthodes indépendantes pour mesurer la largeur du laser. La première, qui est la plus intuitive, consiste à regarder le signal d'erreur de l'asservissement. Grâce à ce signal, nous pouvons observer les différents bruits du laser comme nous l'avons vu dans la partie précédente (bruit électronique, bruit d'amplitude, bruit de fréquence...). La deuxième technique, moins intuitive consiste à se servir du nuage d'atomes comme d'un filtre dont la largeur spectrale est réglable. Ainsi, en analysant le signal transmis à travers ce filtre, et ceci pour différentes valeurs de la largeur du filtre, on pourra remonter à la largeur du laser.

### 5.3.1 Analyse du signal d'erreur

Avant d'obtenir des informations sur le signal d'erreur, il s'agit d'étalonner ce système. Il faut obtenir le coefficient en V.MHz<sup>-1</sup> qui dira de combien varie la fréquence du laser (en MHz) si l'on connaît la variation du signal d'erreur (en volts). J'appelle ce coefficient *cof*. Pour l'estimer, nous disposons d'un signal d'absorption saturée, comme celui représenté sur la figure 5.3, lorsque l'on balaie une plage de fréquence et nous connaissons la distance entre les deux grands pics: 31.7MHz. Puis il nous suffit de calculer la pente du signal d'erreur lorsque celui balaie une plage de fréquence en utilisant les signaux de la figure 5.3.

Ainsi nous remontons au coefficient: La pente du signal d'erreur est de  $\text{cof1}=848 \text{ V.s}^{-1}$   
et la distance entre les deux pics fournit le rapport temps fréquence du balayage:  $\text{cof2}=4.3 \cdot 10^{-11} \text{ s.Hz}^{-1}$   
On en déduit la valeur du coefficient qui nous intéresse:  $\text{cof}=\text{cof1}.\text{cof2}=3.6 \cdot 10^{-8} \text{ V.Hz}^{-1}$ .

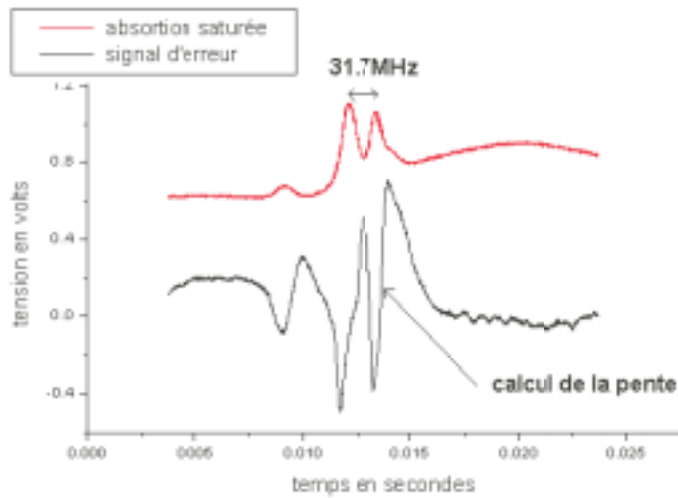


Figure 5.3: signal d'absorption saturée et signal d'erreur. On peut calibrer le rapport temps fréquence car on sait que les deux grands pics sont séparés de 31.7 MHz

Maintenant, nous pouvons déduire de la fluctuation en tension du signal d'erreur une fluctuation en fréquence.

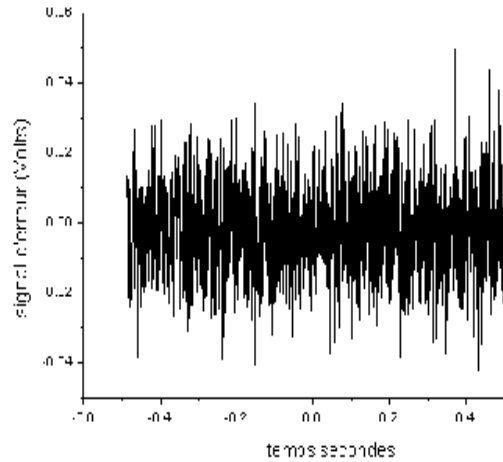


Figure 5.4: Signal d'erreur obtenu lorsque le système est asservi. Le signal d'erreur centré autour de zéro code essentiellement un bruit en fréquence.

La figure 5.4 montre un exemple de signal d'erreur lorsque le laser est asservi. Celui-ci a été enregistré sur une durée de 1 seconde. Le signal d'erreur prend des valeurs entre -0.03 et +0.03 volts. Ceci fournit une idée de l'excursion en fréquence du laser lorsqu'il est asservi. Sur la figure 5.5 on a tracé l'histogramme des fréquences du laser. On observe que la distribution obtenue est gaussienne. Et la largeur à  $1/e^2$  vaut 0.025 soit une largeur spectrale totale  $0.05/cof=1.3$  MHz .

#### Discussion

Le signal d'erreur est modifié par les diverses filtres que constituent les éléments physique de ce système (capteur ,passe bas pour la démodulation dans la détection synchrone, puis passe bas supplémentaire pour l'adaptation du gain).Et surtout, le signal est filtré par l'oscilloscope. Une signature de ce filtrage basse fréquence est la forme gaussienne de l'histogramme du signal d'erreur qui devrait être Lorentzien si il n'y avait pas eu de troncature des hautes fréquences.

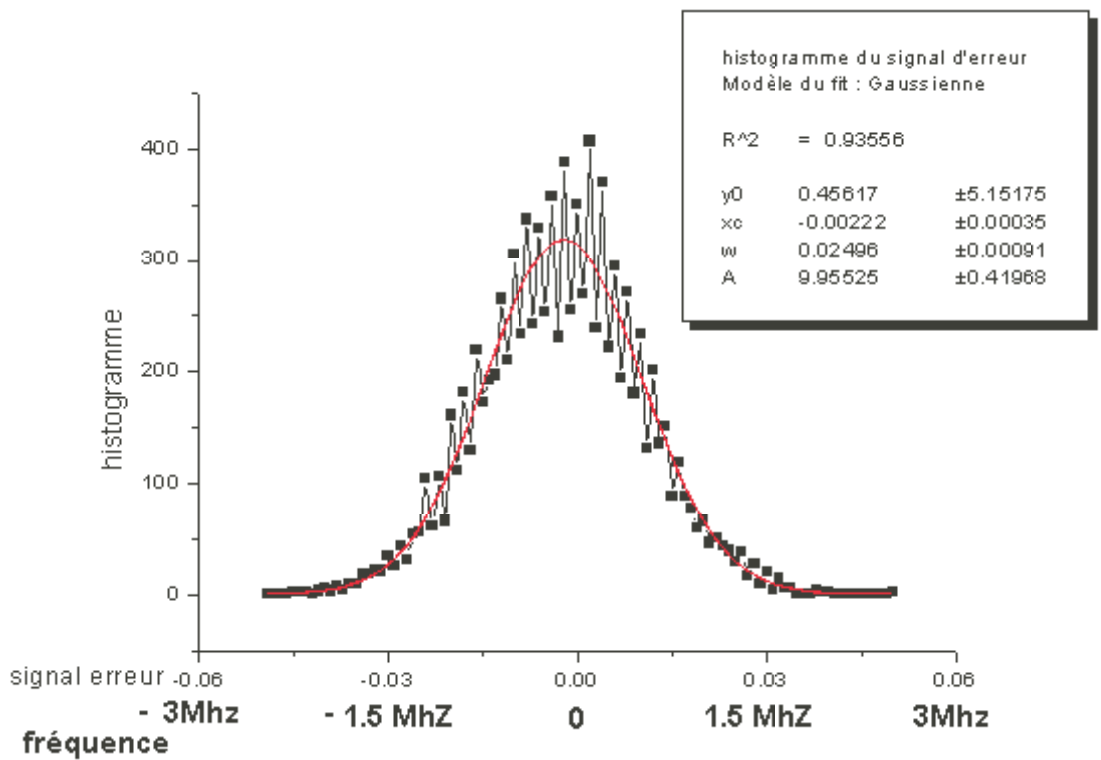


Figure 5.5: Histogramme des valeurs prises par le signal d'erreur au cours du temps.

### 5.3.2 La méthode physique atomique

La deuxième technique est plus originale et elle a le mérite de mettre à profit le nuage d'atomes froids de forte densité optique qui est à notre disposition. En effet, il s'agit d'utiliser le nuage comme un filtre fréquentiel avec ceci de particulier que la largeur de ce filtre est adaptable. En faisant varier le nombre d'atomes (grâce au repompeur), on change dans le même temps l'épaisseur du nuage, or comme nous allons le voir maintenant, la largeur spectrale du filtre varie grossièrement comme la racine carré de la épaisseur optique. Avant tout, nous allons définir quelques grandeurs qui nous seront utiles pour le formalisme de notre méthode de diagnostique.

L'expérience consiste à mesurer la transmission à résonance et la largeur à mi-hauteur de la puissance transmise lorsque l'on fait varier le désaccord du laser comme représenté sur la figure 5.6. Chaque valeur de l'épaisseur optique du nuage correspond à une largeur fréquentielle du filtre constitué par le nuage.

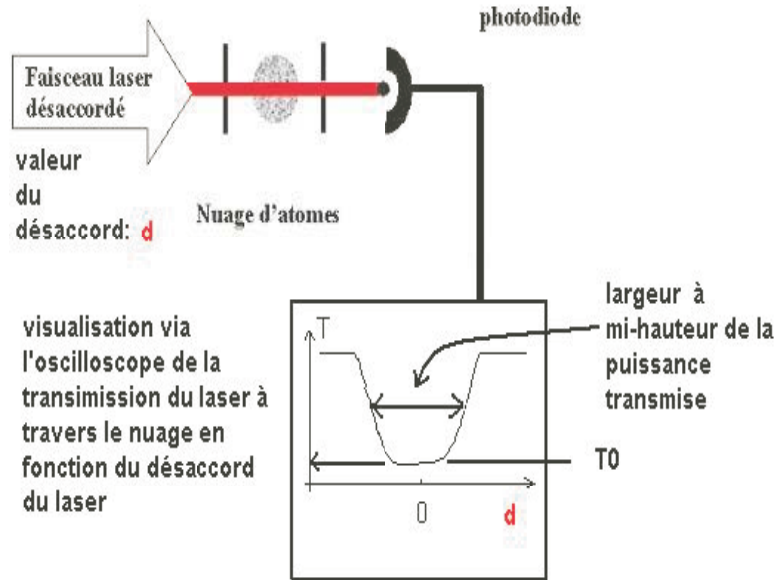


Figure 5.6: Schéma de la mesure de la largeur du laser par la méthode physique atomique. On mesure  $\delta_+ - \delta_-$  qui est la largeur totale à mi hauteur de la courbe de transmission  $T(\delta)$  et  $T_0$  est la valeur à résonance.

Rappelons que la transmission du nuage en fonction du désaccord vaut:

$$T = e^{-b} = e^{-b_o \frac{1}{1+4(\frac{\delta}{\Gamma})^2}}$$

Notons qu'au vu de cette formule, la largeur à mi hauteur de la transmission du nuage est proportionnel à la racine carré de l'épaisseur optique. On dispose donc d'un filtre dont on peut faire varier la largeur en même temps que  $b$ .

$$\Delta\nu_T = \Gamma \sqrt{\frac{b}{\ln(2)} - 1}$$

Voyons maintenant deux cas particuliers: le cas du laser très fin et très large:

Si le laser a un spectre beaucoup plus fin que la largeur de la courbe de transmission (cas monochromatique), alors la puissance transmise recopie la forme de cette courbe. Notons par exemple que, dans ce cas idéal, la transmission pour un désaccord du laser nul vaut exactement  $T_0$  (la transmission du filtre à résonance) comme représenté sur la figure 5.7.

Par contre, lorsque le laser est plus large spectralement, alors la transmission n'est plus égale à  $T_0$ . En effet, on voit sur la figure 5.8 que lorsque le laser est

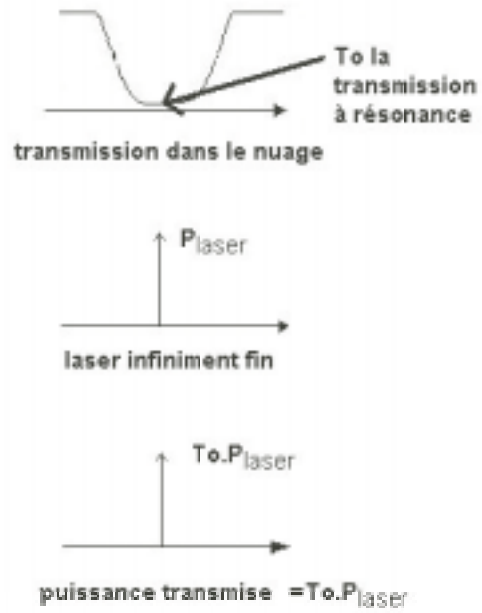


Figure 5.7: Transmission d'un laser fin dans un nuage. La transmission à résonance est recopiée.

large les contributions à la puissance transmise qui sont dues aux ailes du laser deviennent prépondérante.

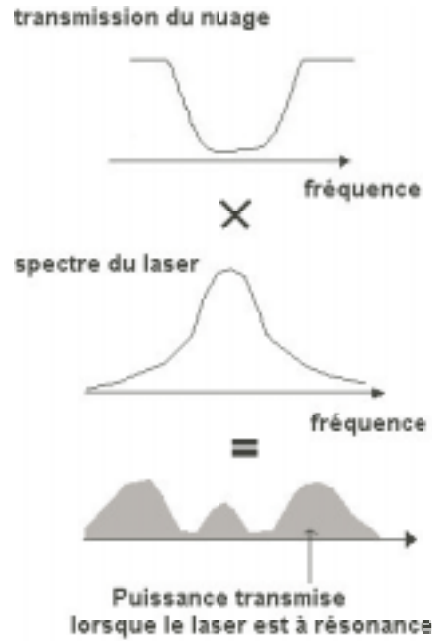


Figure 5.8: Transmission d'un laser large dans un nuage. La puissance transmise est l'aire de la partie grise.

L'effet majeur de la largeur spectrale du laser est donc de "saturer" la transmission à résonance, qui décroît plus lentement lorsque  $b_0$  augmente (au lieu d'une décroissance en  $e^{-b_0}$  comme cela aurait été le cas avec un laser strictement monochromatique).

Ecrivons que la transmission est la convolution du spectre avec la transmission spectrale. On suppose le spectre Lorentzien.

$$P_{transmise}(\delta) = \int S(\delta' - \delta)T(\delta')d\delta' = \int \frac{I_o}{\pi\Delta\nu(1 + (\frac{\delta' - \delta}{\Delta\nu})^2)} \cdot T(\delta') \cdot \delta' \quad (5.1)$$

où  $\delta$  est le désaccord du laser. On peut mesurer la valeur de  $\delta$  pour laquelle la puissance transmise est la moitié de la puissance maximale et ceci pour différentes valeurs de la densité optique du nuage. Nous avons mesuré la largeur à mi hauteur de la transmission ainsi que la valeur de la puissance transmise à résonance, c'est à dire pour  $\delta = 0$ . A partir de l'expression 5.1, on peut calculer numériquement la largeur à mi-hauteur  $\Delta\nu_T$  de la courbe de transmission à résonance. Les courbes obtenues en fonction de  $b_0$ , pour différentes valeurs de  $\Delta\nu_{laser}$  sont représentées sur la figure 5.9.

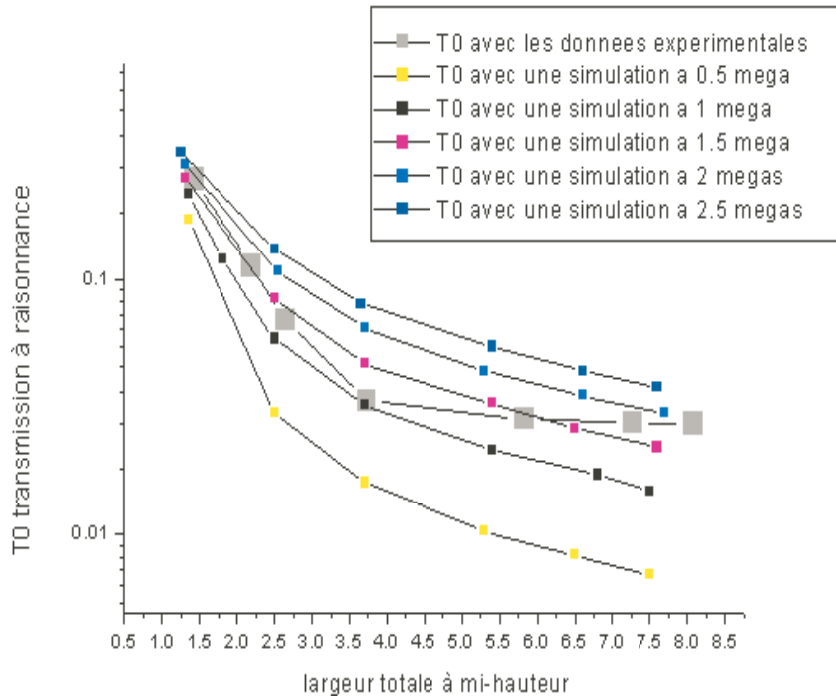


Figure 5.9: courbes simulées représentant la transmission à résonance en fonction de la largeur totale à mi-hauteur. On suppose une forme Lorentzienne pour le spectre optique et on a pris différentes valeurs de la largeur pour le laser. Au milieu de ces courbes simulées, on a placé la courbe obtenu expérimentalement. L'abscisse est en  $\Delta\nu_T/\Gamma$

La figure 5.9 montre les données expérimentales obtenues ainsi que les courbes théoriques correspondant à différentes largeurs du spectre du laser (supposé Lorentzien). La première constatation que l'on peut faire est que les courbes simulées n'ont pas exactement la même allure que nos données expérimentales. En particulier, celles-ci semblent "saturer", la transmission à résonance étant quasiment constante à grande épaisseur optique. Ce qui nous indique que le modèle choisi ne reflète pas exactement la réalité.

Je tenterai quelques explications par la suite. En se basant sur les valeurs mesurées à relativement faible épaisseur optique ( $T_0$  petit devant 0.05 environ) où le comportement observé est proche de la théorie. On peut cependant estimer la largeur du laser à 1.5 MHz.

Voici des explications possibles à l'écart des courbes mesurées de celles simulées. Tout d'abord, pour faire cette expérience, il a fallu injecter une diode esclave (Seeding) afin d'obtenir suffisamment de puissance. Or nous avons balayé par une acousto la fréquence injecté dans ce laser esclave. Or, on a pu constater qu'il est difficile de maintenir injectée une diode en balayant la fréquence du faisceau

injecteur. L'injection n'est correcte que sur un certain domaine spectral au delà duquel, le laser esclave se met à laser sur ses propres modes et non plus sur le mode imposé par le laser maître. Ceci rajouterait un fond d'émission spontanée qui permettrait d'expliquer pourquoi la courbe n'a pas la même allure que les courbes simulées et qu'elle devient plate pour  $b_0$  grand et donc pour une largeur totale à mi-hauteur élevée. Cependant, il semble que cette explication soit peu probable, car nous avons vérifié à chaque mesure que le laser restait bien injecté grâce à un Fabry-Perot.

Ensuite, le modèle que nous avons considéré, pour le profil spectral du laser seul est Lorentzien. Or, ce profil n'est peut être pas exactement Lorentzien. La tendance observée impliquerait des ailes du spectre du laser décroissant plus lentement qu'une Lorentzienne.

NB: Notons que ce modèle ne dépend pas de la configuration spatiale des atomes, ainsi le modèle gaussien était simplement une indication, mais ne sert à rien dans le traitement des données.

Discussion:

Nous avons donc utilisé deux méthodes pour caractériser la pureté spectrale de la diode sur réseau. La première méthode qui utilise l'histogramme du signal d'erreur nous donne une largeur de l'ordre de 1.3MHz.

La méthode "physique atomique" nous donne une largeur de l'ordre de 1 à 2MHz, mettons 1.5MHz.

Ces deux méthodes semblent converger vers une largeur du laser qui serait de l'ordre de 1.5MHz. Or, la limite fondamentale de Schawlow-Townes corrigé par le terme  $(1+\alpha^2)$  (où  $\alpha$  est le coefficient du rapport bruit d'amplitude/bruit de phase) nous donnait de l'ordre de 500 kHz. On sait par ailleurs qu'un diode sur réseau donne une largeur typique qui est de l'ordre de 300kHz. Donc notre diode sur réseau semble en dessous de ces performances optimales.

A cela, il existe une solution qui devrait éliminer une grande partie du bruit. Cette solution est d'améliorer l'asservissement pour qu'il n'agisse pas seulement à basse fréquence, comme c'était le cas jusqu'à présent mais qu'il puisse être efficace à haute fréquence également. Pour cela on, peut imaginer de rétroagir sur le courant en plus de la rétroaction sur la cale piézo-électrique.

## 5.4 exemples d'utilisation du laser

Dans cette partie, je présenterai quelques exemples d'utilisation d'un laser comme celui-ci avec les atomes froids. On peut par exemple compter le nombre d'atomes qu'un nuage contient. Ceci peut se faire soit par une méthode destructive, soit par une méthode non destructive. Les méthodes non destructives peuvent, par exemple, utiliser l'indice du à la présence du nuage vu par un laser loin de la résonance atomique. Puisqu'il est loin de la résonance, le laser ainsi accordé ne risque pas de faire changer d'état les atomes. Nous avons utilisé une méthode destructive pour le comptage d'atomes. On peut par exemple éclairer le nuage d'atomes un court instant avec un laser sonde puis regarder la fluorescence que le nuage émet. On peut aussi mesurer la transmission du faisceau laser dans le nuage et en déduire le nombre d'atomes qu'il contient si l'on connaît sa répartition spatiale ,par exemple, comme nous l'avons vu plus haut, par un modèle gaussien. Ainsi on connaît l'épaisseur optique, la taille et donc le nombre d'atomes)

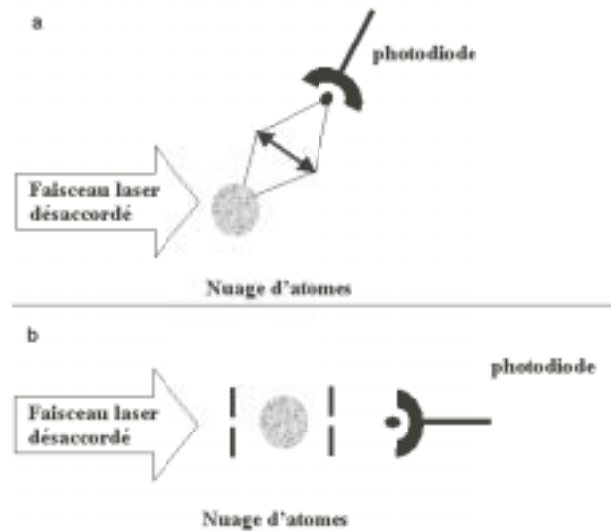


Figure 5.10: La figure (a) montre le principe d'une mesure de fluorescence et la figure (b) montre une mesure de la transmission. Il faut des gros faisceaux dont le laser dont la fréquence est désaccordée pour éclairer tous les atomes uniformément.

De manière à compter les atomes, on coupe le piège magnéto-optique pendant quelques millisecondes. Puis on prend une "photo" du nuage pendant un temps court devant cette coupure. Le principe de cette détection est décrit par le schémas 5.11:

Les constantes de temps sont choisies suivant des critères bien précis .Le nuage

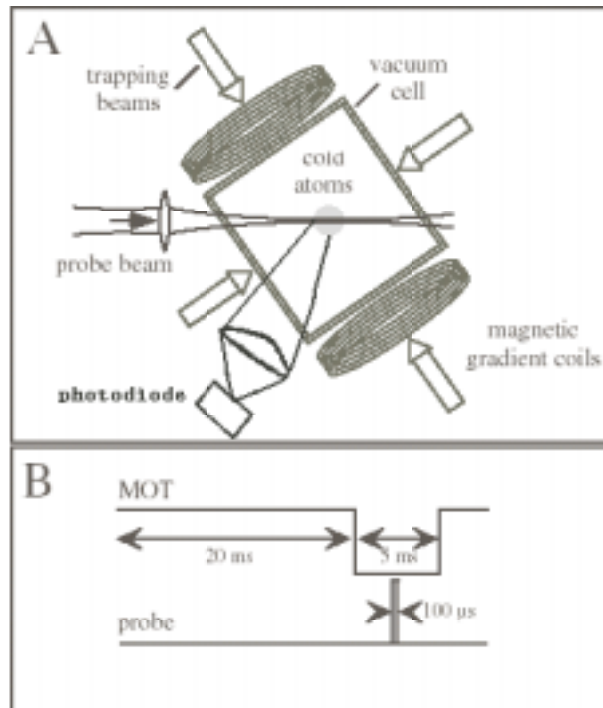


Figure 5.11: le chronogramme montre une phase de piègeage puis pendant un court instant le piège ( le champs magnétique et les faisceaux ) est coupé et on envoie la sonde pour compter le nombre d'atomes

se disloque en quelques dizaine de milliseconde du fait de sa température non nulle et de la gravité. Il faut donc que l'arrêt du MOT se fasse pendant un temps petit devant la seconde. Ici l'arrêt du MOT est de 5 ms. L'arrêt du MOT consiste en la coupure des faisceaux du piège, du repompeur, et du gradient de champs magnétique. La durée de l'impulsion de la sonde doit être inférieure à cette durée de 5 ms. Le comptage du nombre d'atomes est un exercice difficile et souvent imprécis, à cause de phénomènes parasites. On mesure par exemple la fluorescence des atomes chauds en même temps que celle des atomes froids. Il convient de soustraire la partie de la fluorescence en retirant la contribution due aux atomes chauds. Pour cela, il s'agit de mesurer la fluorescence mesurée sans aucun atome froid. On peut faire cela en coupant le repompeur, c'est avec ce laser que l'on fixe notre nombre d'atomes. Lorsque celui-ci est coupé, il n'y a plus d'atomes froids mais toutes les autres paramètres sont laissés inchangés (gradient champs magnétique, faisceau piège). En l'absence de repompeur les atomes passent dans des niveaux où le laser piège est quasiment invisible, c'est à dire que pour eux la force effective du MOT est nulle. Par ailleurs il faut se placer dans un cas où l'épaisseur optique est suffisamment faible pour que l'on puisse considérer que l'ensemble des atomes est éclairé avec la même puissance optique, et environ le

même paramètre de saturation  $s$ .

## Part III

# instabilités dynamiques dans un nuage d'atomes froids

Cette deuxième partie de mon travail de stage a porté sur les instabilités dynamiques dans un nuage d'atomes froids. Dans un premier temps, je décrirai ce que sont ces instabilités, comment elles se manifestent, comment on les détecte. Puis, je proposerai un modèle physique vers une meilleure compréhension des instabilités. Il existe plusieurs approches théoriques, j'ai choisi l'approche microscopique, qui peut donner lieu à une simulation numérique. Je décrirai donc le principe de cette simulation numérique, et surtout, je la validerai en présentant quelques courbes d'observables, qui peuvent être comparés aux expériences d'atomes froids. Et enfin, je décrirai les résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Ceux-ci guident les simulations numériques vers une compréhension de ce phénomène encore inexpliqué.

# Chapter 1

## Les instabilités



L'instabilité dynamique se manifeste par un mouvement oscillant spontané et ample du MOT. Sur la figure 1, on a une séquence de photos prises pendant une oscillation du nuage à l'aide d'une caméra fonctionnant à 300Hz. On peut, en effet, 'voir' les atomes car ceux-ci émettent de la lumière, on appelle cela la fluorescence du nuage. Ces instabilités se manifestent pour une certaine gamme de paramètres du MOT. En particulier, elles n'apparaissent qu'à grand nombre d'atomes contenus dans le MOT. Ceci suggère que la diffusion multiple est à l'origine de ce phénomène.

# Chapter 2

## Le modèle physique

Le but de ce chapitre est de présenter les différentes forces présentes dans le nuage que l'on soupçonne d'être la cause des instabilités dynamiques dans un nuage d'atomes froids. Nous introduirons successivement la force de pression de radiation du MOT, la force de répulsion due à la diffusion multiple puis le phénomène d'écrantage de la force du MOT. Il est important de noter que ce modèle est certainement incomplet car on ne tient pas compte de l'alignement des faisceaux lasers du piège, alors que ceux-ci ont une nette influence sur le comportement du nuage en général.

### 2.1 La force de pression de radiation

Grâce aux effets Doppler et Zeeman, le piège magnéto optique permet de générer une force qui permet de "stocker" des atomes. A faible valeur de  $s$ , la force de pression de radiation créé grâce au piège magnéto-optique vaut:

$$\vec{F} = \frac{\Gamma}{2} \hbar k s \frac{1}{1 + 4 \frac{(\delta_L - k v_z - \mu \nabla B z)^2}{(\Gamma)^2}} - \frac{1}{1 + 4 \frac{(\delta_L + k v_z + \mu \nabla B z)^2}{(\Gamma)^2}} \vec{u}_z$$

Avec  $\mu = 1.4 MHz.G^{-1}$  et  $\nabla B$  de l'ordre de  $10 G.cm^{-1}$ .

Cette force a été fabriqué pour que des atomes restent prisonnier de ce MOT (Magneto-Optical-Trap). En effet, lorsqu'on linéarise cette expression, on obtient une force qui dépend de manière linéaire de la vitesse (force de friction) et de la position, écart au zéro du champs magnétique, c'est la force de rappel. On peut en effet tracer ces deux forces comme sur les schémas 2.1 et 2.2.

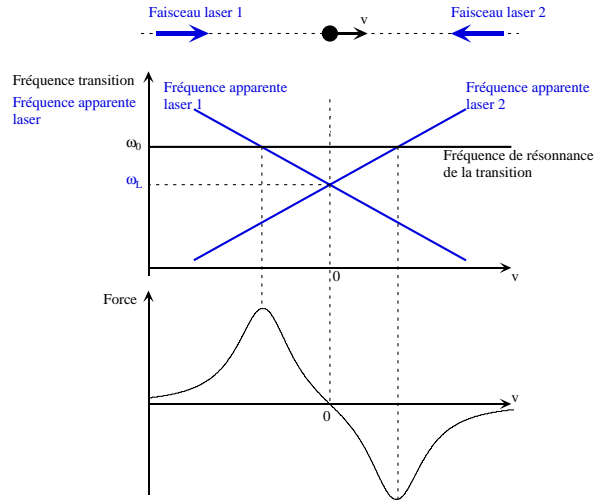


Figure 2.1: La force fonction de la vitesse de la particule est une force de friction dans la zone où elle peut être linéarisée

Dans la zone de linéarité:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\kappa \vec{z} - \gamma \vec{v}_z$$

On peut évaluer ces coefficients suivants les modèles de refroidissement:

- dans le cas du modèle Doppler [3]

$$\gamma = -8v_{recul} k \frac{|\delta_L|}{\Gamma} \frac{s_0}{(1 + (2\delta_L/\Gamma)^2)^2}$$

$$\kappa = -8v_{recul} \frac{|\delta_L|}{\Gamma} \mu \frac{dB}{dx} \frac{s_0}{(1 + (2\delta_L/\Gamma)^2)^2}$$

- dans le cas du refroidissement Sisyphé, la friction est modifiée et elle deviendrait selon [2] :

$$\gamma = -3\hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma}$$

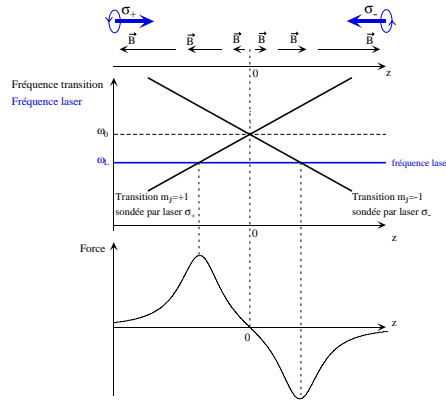


Figure 2.2: La force fonction de l'écart au zéro du champ magnétique est une force de rappel dans la zone où elle peut être linéarisée

## 2.2 La force répulsive

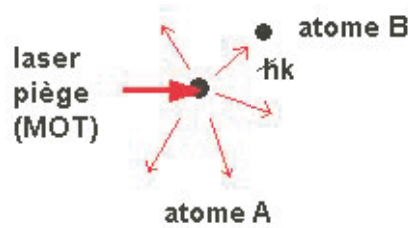


Figure 2.3: schéma explicatif de la force répulsive due à la diffusion multiple. L'atome A applique sur l'atome B une force inversement proportionnelle à leur distance au carré.

A cette force de pression de radiation du MOT vient se rajouter une force supplémentaire: la force répulsive qui a pour origine physique la diffusion de la lumière par les atomes. Au premier ordre, elle est l'analogie d'une force électro-statique où les atomes seraient des ions chargés de la même manière. Il s'agit donc d'une force Coulombienne, en  $\frac{1}{r^2}$  où  $r$  est la distance entre deux particules. Cette force s'exprime de la manière suivante [4]:

$$\vec{F}_i = \sum_j \frac{G}{r_{ji}^3} \vec{r}_{ji}$$

On considère uniquement le terme moyen de cette force et non ses fluctuations qui donneraient un terme de chauffage. C'est cette force qui a pour effet de faire "exploder" le nuage lorsque l'on ajoute des atomes. En effet, si on n'en tenait pas

compte, la taille du nuage ne dépendrait pas du nombre d'atomes mais uniquement des paramètres  $\gamma$  et  $\kappa$  qui sont imposés, si on suppose le modèle Doppler encore valide, par les différents paramètres du piège (intensité et désaccord du laser piège, gradient de champs magnétique). Or, il est bien connu depuis [4], que la taille d'un MOT augmente avec le nombre d'atomes qu'il contient. Dans la simulation numérique, on constate effectivement que la taille du nuage admet un seuil en nombre d'atomes au delà duquel la taille croît suivant une loi en  $N^{1/3}$ . L'expérience nous indique donc que pour coller au mieux à la réalité, il faudra que l'on tienne compte de cette force.

## 2.3 La compression

Enfin, il existe une troisième force dont il faudra tenir compte qui, elle, a pour effet de comprimer le nuage. C'est en réalité une correction de la force du MOT. Elle résulte du fait que les atomes ne voient pas un faisceau laser dont l'intensité est uniforme. Le faisceau subit une atténuation lors de sa propagation dans le nuage. Nous devons tenir compte de cette nouvelle force dès que l'épaisseur optique est assez grande. Chez nous, elle peut varier de 0 à 30 à résonance! suivant les paramètres choisis (0 correspond à aucun atome et 30 à beaucoup d'atomes). Pour se figurer l'effet d'une telle force considérons un atome excentré dans la direction d'un faisceau comme sur la figure 2.4.

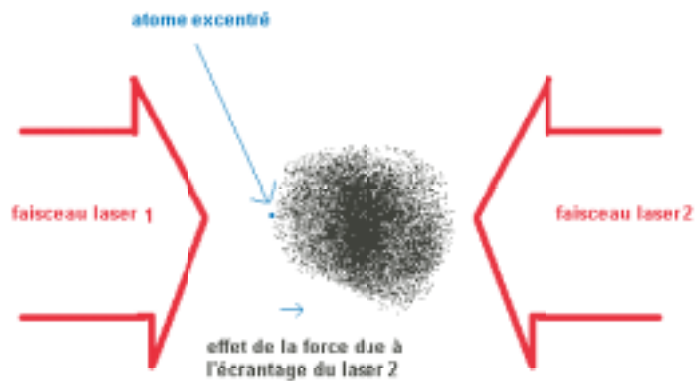


Figure 2.4: L'atome excentré subit une force de la part du laser 1 qui est plus importante que celle créée par le laser 2. Ainsi, il va avoir tendance à revenir vers le centre du nuage.

Nous comprenons bien que l'effet de ce phénomène d'écrantage va induire une compression par rapport à la force théorique où l'épaisseur optique est faible. En effet, sur la figure 2.4 nous voyons bien que l'atome excentré subit une force de la part du laser 1 pas atténué qui est plus importante que celle créée par le laser 2 atténué. Ainsi, il va avoir tendance à revenir vers le centre du nuage. C'est donc bien une force de compression.

# Chapter 3

## La simulation numérique

Nous avons proposé un modèle physique. Ce modèle physique est facilement implémentable en utilisant une approche microscopique. Or, une approche "fluide" est aussi tentée de manière parallèle, c'est à dire avec des équations type mécanique des fluides. Dans cette partie, nous présenterons comment on a validé, étape par étape, le programme vers une compréhension du comportement du nuage simulé grâce à l'ajout successif d'ingrédients physiques. Nous espérons que le modèle suffit à expliquer les instabilités. En effet, nous disposons:

- d'une force de répulsion
- de deux forces de compression (la force du MOT et la force du à l'écrantage)

Nous pensons que c'est la combinaison de ces deux effets antagonistes toutes les deux couplées à l'épaisseur optique du nuage qui provoquent les instabilités dynamiques.

### 3.1 Le principe de la simulation

Il s'agit d'une approche microscopique: On considère  $N$  particules quasi ponctuelles, (avec au départ une certaine répartition des positions et de vitesses initiales) que l'on fait évoluer par des forces qui leurs sont appliquées. Ces forces sont celles que l'on a décrites dans la partie précédente: force du MOT (linéarisée), force de répulsion (diffusion multiple) et force de compression (écrantage des faisceaux lasers). Sur cette base, nous disposons d'un certain nombre d'observables qu'il nous appartient de définir et d'extraire de la simulation. Par exemple, on peut s'intéresser à la taille du nuage ou bien à la répartition de position ou de vitesse ou encore aux constantes de temps d'amortissement des vitesses et des positions.

Cela dit la simulation numérique ne peut pas se faire avec  $10^9$  particules comme

c'est le cas en réalité. Nous sommes limités par le temps de calcul qui croit comme le carré du nombre de particules. Ainsi, pour avoir un temps de calcul raisonnable le nombre de particules doit se limiter à 1000.

De plus, il est à noter que nous devons ajouter un bruit blanc sur la vitesse de manière à simuler la température finie du nuage. Sans ce bruit, le nuage s'effondrerait sur lui même. Le bruit induit une distribution de vitesses qui dépend du pas de temps que l'on choisit. Ceci n'a aucun sens physique, il paraît alors astucieux de re-normaliser la variance du bruit pour que la distribution de vitesse reste inchangée lorsque l'on change le pas de temps. Ce pas de temps est un pur "artefact" de la simulation numérique qui n'a donc aucun sens physique. On peut vérifier en pratique que la re-normalisation a bien l'effet escompté.

## 3.2 validation du programme sans interaction ni écrantage

La force ici considérée est uniquement la force du MOT linéarisée.

$$F = -\gamma v - \kappa z$$

De plus comme on l'a expliqué on a ajouté un bruit sur la vitesse.

Pour valider le programme, on peut imaginer plusieurs démarches. Tout d'abord, vérifier que la méthode d'Euler nouvellement implémentée donne bien les mêmes résultats qu'avec la méthode de Runge Khutta qui préexistait. Dans cet partie, on proposera deux autres manières de valider le programme tout en comprenant mieux le comportement du nuage. D'abord, on lâchera le nuage d'une position hors équilibre pour vérifier que le barycentre de celui-ci s'amortit bien comme prévu par une résolution analytique de l'équation du mouvement. Puis on verra comment évoluent la taille et la température du nuage en fonction des différents paramètres.

Nous avons simulé une expérience qui été réalisée avec les atomes froids. Cette expérience que je décrirai plus en détail dans la partie suivante consistait à lâcher le nuage d'une position excentrée du centre du nuage et voir comment le barycentre évolue lorsqu'on le relâche. Des courbes  $Z(t)$  ainsi enregistrée nous avons pu remonter au valeur des coefficients de friction et de rappel. Les courbes obtenus avec la simulation numérique sont représentées sur les figures 3.2 et ???. Celles-ci se rapprochent fortement des courbes expérimentales. J'ai pu fiter sans problème et remonter aux valeurs de  $\gamma$  et  $\kappa$  que j'avais imposées. Les deux exemples de courbes sont fitées par la formule analytique de l'oscillateur amorti. La solution de l'équation différentielle linéaire du second ordre suivante:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\gamma v - \kappa z$$

$v(0) = 0$  et  $z(0) = 1$  On pose:

$$Q = \frac{\sqrt{\kappa}}{\gamma} \text{ et } p = \frac{\kappa}{\gamma} \text{ et } m = \frac{1}{2Q}$$

(NB: les constantes  $\kappa$  et  $\gamma$  sont divisés par la masse d'un atome de rubidium soit environ  $1.5 \cdot 10^{-25} kg$ )

On a deux cas:

- Le cas sur-amorti, le facteur de qualité  $Q$  est inférieur  $1/2$  La solution dans le cas où  $Q = \frac{\sqrt{\kappa}}{\gamma} < 1/2$  est :

$$z(t) = \frac{1 + \frac{m}{\sqrt{1-m^2}}}{2} \cdot e^{-2m^2pt+2m\sqrt{1-m^2}t} + \frac{1 - \frac{m}{\sqrt{1-m^2}}}{2} \cdot e^{-2m^2pt-2m\sqrt{1-m^2}t}$$

- Le cas sous-amorti le facteur de qualité  $Q$  est supérieur à  $1/2$

$$z(t) = \frac{\cos(2mp\sqrt{1-m^2}t + \phi)}{\cos(\phi)} \cdot e^{-2m^2pt}$$

où

$$\tan(\phi) = \frac{-m}{\sqrt{1-m^2}}$$

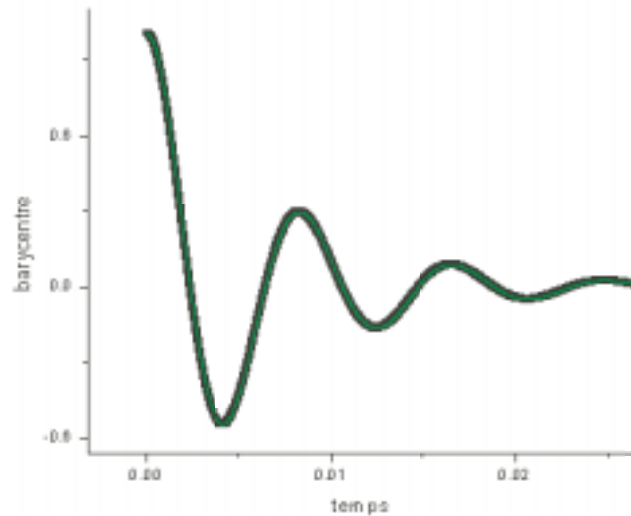


Figure 3.1: Cas sous-amorti: on distingue des rebonds du nuage avant son retour à l'état stationnaire. Le facteur de qualité est supérieur à  $1/2$

Notons que, comme pour les expériences, il est plus difficile d'extraire des informations des courbes où l'oscillateur est très amorti, alors que lorsque le facteur de qualité est élevé, il est plus facile de remonter aux paramètres. Cela se traduit par des barres d'erreur plus importantes sur les paramètres  $\gamma$  et  $\kappa$  issus du cas sur-amorti. Notons que dans le cas sous-amorti, il est possible de connaître séparément  $\gamma$  et  $\kappa$  avec une bonne précision. En revanche, la solution dans le cas fortement sur-amorti est proche d'une exponentielle de constante de temps:  $\frac{\gamma}{\kappa}$  on ne peut donc pas accéder indépendamment à  $\gamma$  et  $\kappa$  avec une bonne précision.

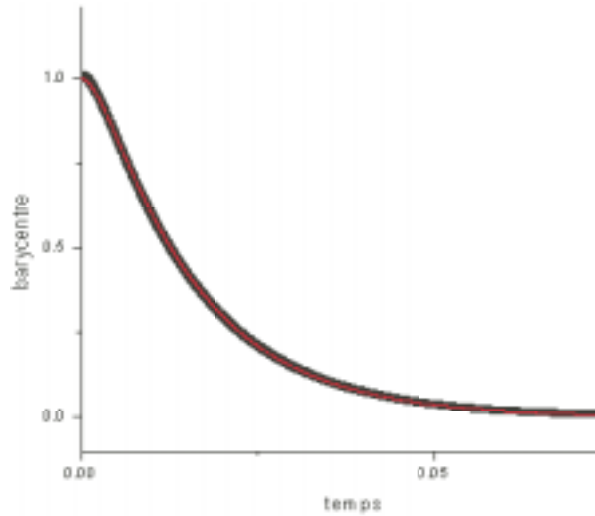


Figure 3.2: Cas sur-amorti : on ne distingue de rebond cette fois ci. Le facteur de qualité est inférieur à  $1/2$

Une autre manière de valider le code tout en vérifiant des prédictions théoriques est de regarder comment la taille et la température évoluent avec  $\gamma$  et  $\kappa$ .

Le bruit de variance  $\sigma^2$  induit sur la vitesse un bruit de variance proportionnelle à  $\frac{\sigma^2}{\gamma}$

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}\kappa x^2$$

Le bruit se répartit de manière égale entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle de la force de rappel c'est la loi déqui-partition). D'abord, on vérifie que le bruit observé sur la vitesse (la température) a bien une variance inversement proportionnelle à  $\gamma$  et qu'il ne dépend pas de  $\kappa$ . Les simulations dont les résultats sont présentées sur les graphes 3.3 et 3.4 confirment cela.

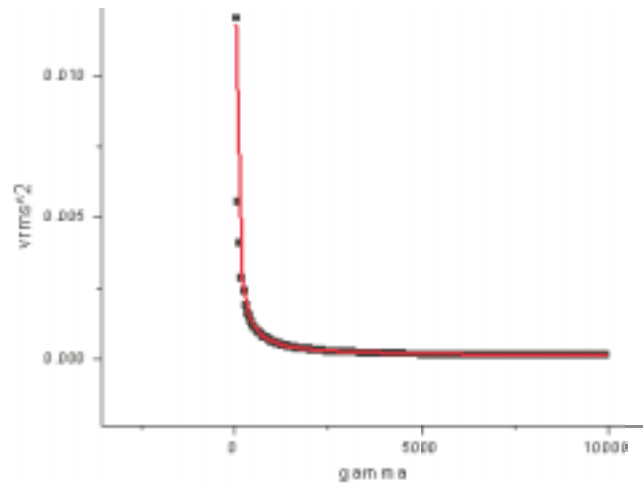


Figure 3.3: variance de la vitesse en fonction de  $\gamma$ . On effectue un fit et l'on constate que celle-ci varie comme l'inverse de  $\gamma$ .

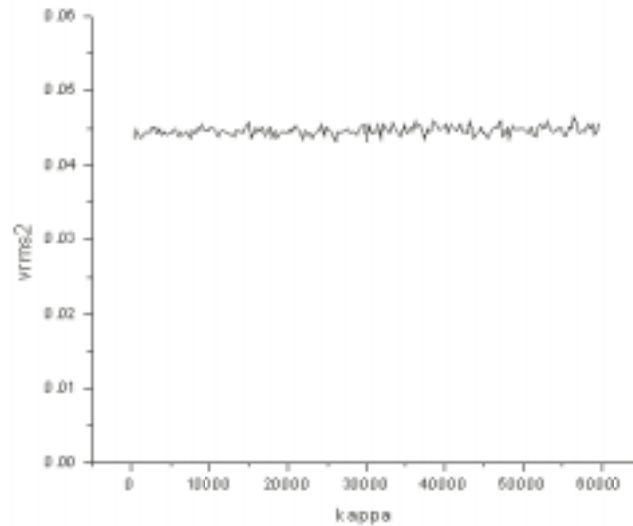


Figure 3.4: variance de la vitesse en fonction de  $\kappa$ . Celle-ci est indépendante de  $\kappa$

Ainsi on prévoit que la variance de la position (qui revient à la taille au carré) évoluera en  $\frac{1}{\gamma\kappa}$ . Ceci a été vérifié avec les simulations numériques dont les résultats sont présentés sur les figures 3.6 et 3.5.

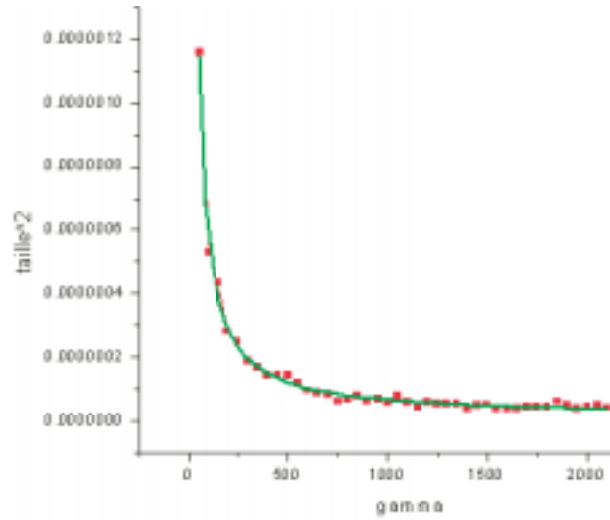


Figure 3.5: variance de la position en fonction de  $\gamma$ . C'est en fait la taille du nuage. Nous avons dit que la variance de la vitesse varie comme l'inverse de  $\gamma$ . On en déduit grâce au théorème d'équi-partition:  $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}\kappa x^2 \propto \frac{1}{\kappa \cdot \gamma}$  ce que l'on vérifie avec la simulation.

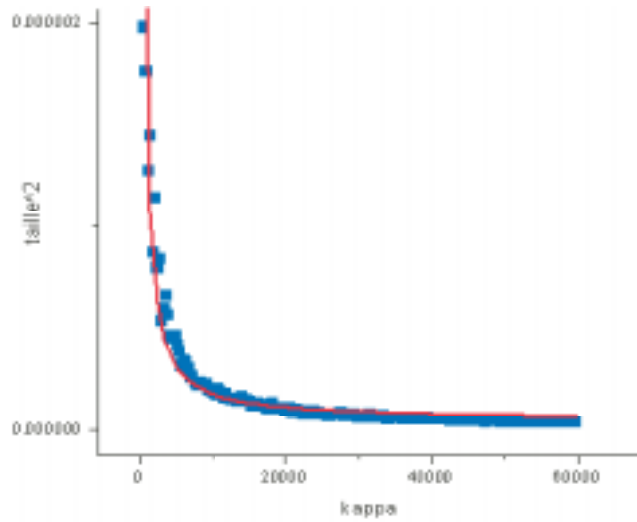


Figure 3.6: taille du nuage en fonction de  $\kappa$ . De même, on vérifie la concordance entre la théorie et la simulation lorsque l'on trace la taille en fonction de  $\kappa$  et  $x^2 \propto \frac{1}{\kappa \cdot \gamma}$

### 3.3 validation du programme avec interaction mais sans écrantage

La force qui agit désormais sur la particule n°i est :

$$\vec{F}_i = \sum_j \frac{G}{r_{ji}^3} r_{ji} - \alpha x_i - \kappa v_i$$

La première chose que j'ai constatée est que le mouvement du barycentre reste inchangé si on ajoute cette force. Ceci est parfaitement démontrable mathématiquement. Mais plutôt qu'une démonstration formelle, j'ai choisi de faire un dessin qui permet de se convaincre de cela. En effet, il suffit de montrer que la somme des forces agissant sur les particules est nulle: Nous avons une somme de forces:  $f_1+f_2+f_3+f_4+f_5+f_6$  qui agit sur le barycentre si elle est non nulle. Or elle est clairement nulle puisque  $f_1=-f_2$  et  $f_3=-f_4$  enfin  $f_5=-f_6$ . Conclusion la somme  $f_1+f_2+f_3+f_4+f_5+f_6=0$ . Ainsi le mouvement du barycentre n'est pas affecté par la force d'interaction pour  $N=3$ . Ce genre de raisonnement est valable pour tout  $N$ . En fait, les courbes et les "fits" présentées plus hauts ont été réalisées avec  $G \neq 0$ .

Nous pouvons maintenant nous intéresser aux autres observables que sont les variances des positions et des vitesses. Pour celles-ci, il n'est pas clair qu'elles soient indifférentes à l'interaction. La simulation numérique peut alors guider le raisonnement. On a tracé ces deux observables en fonction de  $G$ , la constante de l'interaction de diffusion multiple, sur les figures 3.8 et 3.10. Faire varier  $G$  dans la simulation est une manière de se placer dans un cas où la diffusion multiple est importante. On voit qu'à partir d'une certaine valeur de  $G$ , la taille du nuage croît en fonction de  $G$ . Dans les expériences la diffusion multiple apparaît lorsqu'il y a beaucoup d'atomes. Il est donc légitime de mettre en parallèle les deux graphes

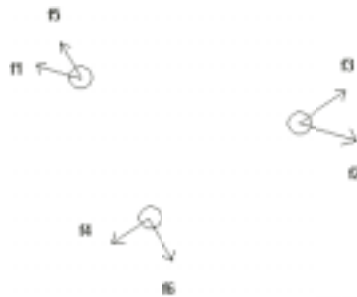


Figure 3.7: La somme des forces d'interaction au système constitué par les trois particules est nulle. En effet, elles s'opposent deux à deux.

3.8 et 3.9. On observe sur la courbe expérimentale que le nuage grossit lorsque la diffusion multiple apparaît, c'est à dire lorsque le nombre d'atomes dépasse un certain seuil. C'est cela qui nous indique qu'il est important de tenir compte de l'interaction.

Il semble, au vu de la courbe 3.8, qu'il y ait un seuil en fonction de  $G$  à partir du quel le nuage se met à grossir suivant la loi:

$$taille \propto G^{(1/3)}$$

Par contre, la vitesse rms est indépendante de  $G$ . J'ai tracé la même courbe en fonction de  $N$  (le nombre d'atomes) et la taille varie aussi de cette manière en fonction de  $N$ :

$$taille \propto N^{(1/3)}$$

Il est important de noter que la fluctuation de la force est uniquement due à l'émission spontanée. Elle ne tient pas compte de la diffusion multiple qui signifierait un bruit plus important lorsque le nuage grossit.

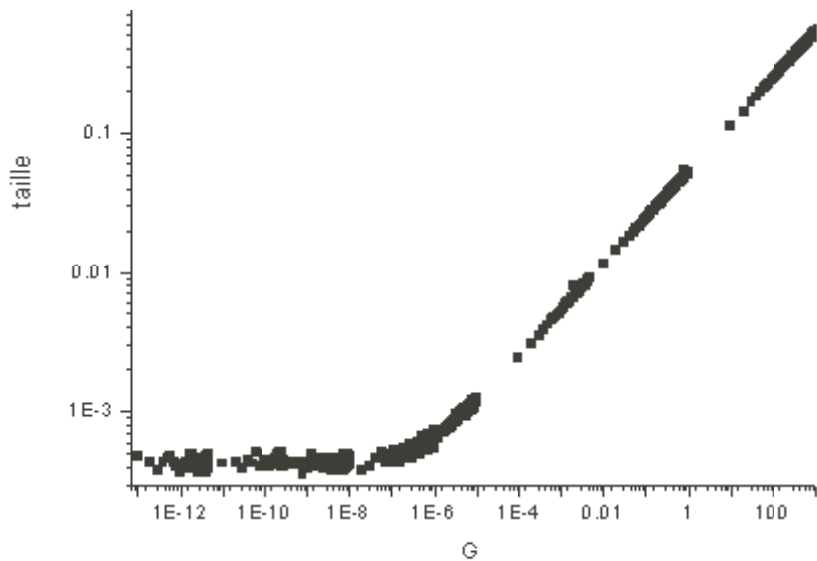


Figure 3.8: taille du nuage en fonction de  $G$  qui est la constante de l'interaction. Taille en log et  $G$  en log

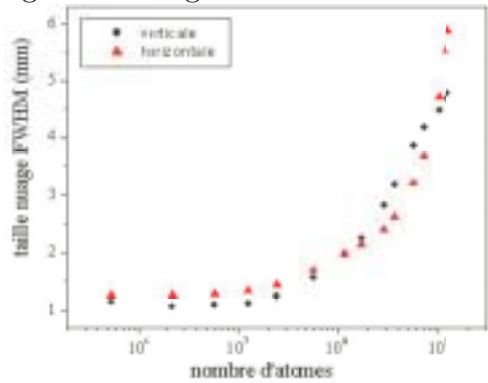


Figure 3.9: courbe expérimentale de la taille du nuage dans deux directions en fonction du nombre d'atomes. Taille en linéaire et nombre d'atomes en log.

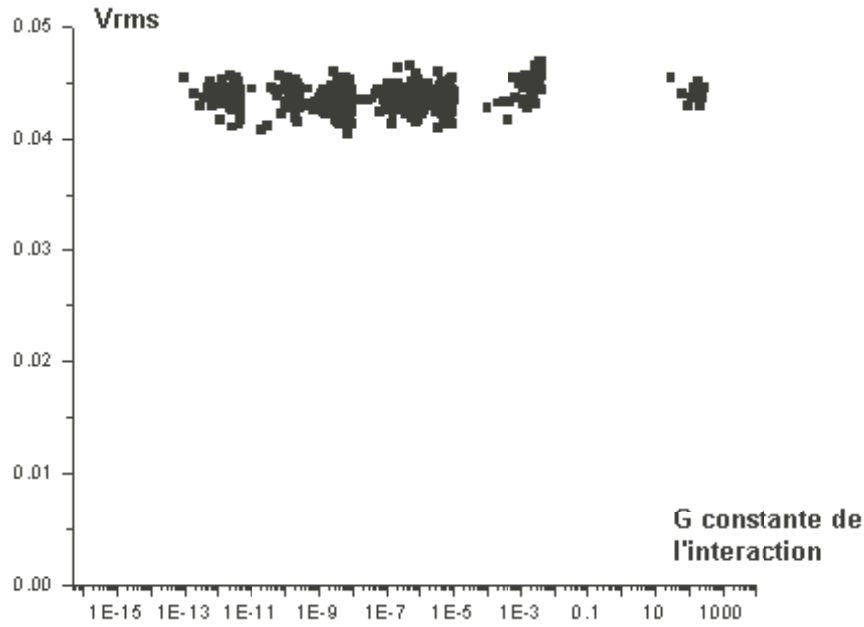


Figure 3.10: Variance de la vitesse des particules du nuage en fonction de  $G$ . On constate que celle-ci est indépendante de  $G$ .

#### Conclusion:

Nous voyons que la diffusion multiple devient prépondérante à partir d'un certain seuil.

- Avant ce seuil, elle est négligeable et la taille du nuage est imposée par l'ajout du bruit et les valeurs de  $\gamma\epsilon t\kappa$ . La taille varie de la manière suivante:

$$taille \propto \frac{\sigma^2}{\gamma\kappa}$$

Finalement c'est un couplage entre la friction et le rappel via un bruit qui impose la taille du nuage.

- Au dessus du seuil, la taille du nuage est donnée par une compétition entre la force de rappel et l'interaction répulsive due à la diffusion multiple. De manière grossière on peut écrire qu'il y a une répartition entre l'énergie potentiel de rappel et l'énergie d'interaction:

$$\frac{1}{2}\kappa x^2 \propto \frac{NG}{r_{moy}}$$

Soit en disant que  $r_{moy} \propto x$ :

$$x^3 \propto \frac{NG}{\kappa}$$

J'ai effectivement vérifié cette variation de la taille avec  $N, G$  et  $\kappa$ .

### 3.4 Perspectives: ajout de l'écrantage dans la simulation

Cette partie présente ce qui a été fait sur l'écrantage des faisceaux laser par le nuage lui même et ce qu'il reste à faire. Simuler une absorption pose des problèmes numériques auxquels on a du faire face:

Comment simuler l'absorption d'un faisceau laser dans un nuage de 1000 particules? Le choix qui a été fait consiste à choisir une section efficace d'absorption:  $S_{abs}$ . Pour mesurer l'absorption du faisceau venant de gauche (resp droite), il suffit de compter les particules qui se trouvent dans l'intersection du cylindre centré sur la particule considérée et dont l'aire de base vaut  $S_{abs}$  et du demi plan à gauche (resp droite) comme représenté sur la figure 3.11. Par exemple, ici l'atténuation du laser venant de droite va être de la forme  $A = e^{-coef.5}$  où coef est un coefficient à déterminer par l'utilisateur.

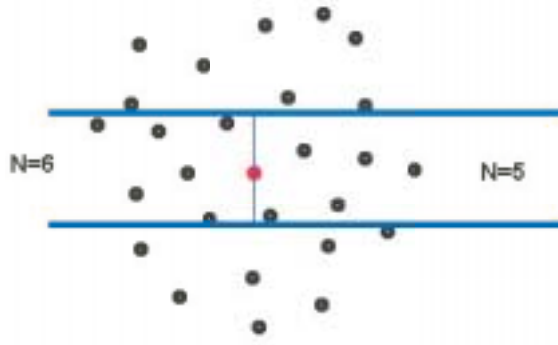


Figure 3.11: schéma de principe de l'absorption.

Ce qu'il faudrait faire pour vérifier la validité de ce programme est très semblable à ce qui a été fait pour l'interaction. C'est à dire, faire des tests et comparer les résultats obtenus aux prédictions de Wieman par exemple.[4]

Ce que l'on espère à terme, c'est d'observer les oscillations avec ce nouvel ingrédient physique. En effet, j'ai exploré une gamme de paramètres assez vaste avec la seule interaction en plus de la force du MOT. Et je n'ai jamais constaté d'oscillations radiales. On peut en conclure que les seuls ingrédients: force non-écrantée et répulsion ne donnent lieu à aucune instabilité dans la gamme de paramètres explorés.

# Chapter 4

## Les expériences sur les instabilités

Des expériences ont été faites afin de mieux comprendre l'origine physique des instabilités dans un nuage d'atomes froids. Il y a eu deux types d'expériences:

- les expériences sur les instabilités. On a établi une cartographie des zones stables et des zones instables dans un espace de trois paramètres (gradient du champs magnétique, désaccord du laser piège, nombre d'atomes)
- les expériences pour mesurer les valeurs des coefficients de friction et de la force de rappel. Le but est de voir comment évolue ces forces en fonction du nombre d'atomes.

### 4.1 la mesure de la friction et du rappel

Nous avons vu dans la simulation numérique que le mouvement du barycentre du nuage est inchangé lorsque l'on change la valeur de l'interaction. Si  $G$  est grand on tient compte de la diffusion multiple qui est présente s'il y a beaucoup d'atomes en pratique. En fait donner une valeur élevée à  $G$  revient à simuler beaucoup d'atomes tandis qu'une valeur faible de  $G$  signifie peu d'atomes. Or, nous allons voir dans cette partie que le mouvement expérimentalement mesuré du barycentre du nuage est modifié lorsque le nombre d'atomes croit. Nous avons mesurer des valeurs des coefficients de la force de rappel  $\kappa$  et de la force de friction  $\alpha$  différentes suivant le nombre d'atomes. C'est donc que la force d'interaction n'est pas la cause de cette modification du comportement. Tout l'intérêt de ces expériences est de mettre en valeur le fait que le modèle que l'on doit utiliser est plus complexe qu'une simple force de pression de radiation et une interaction.

Afin de mesurer friction et rappel, nous avons utilisé deux types de techniques qui utilisent un mode opératoire assez proche:

- La première technique consiste à mesurer la phase et l'amplitude de la position du barycentre du nuage lorsque celui-ci est soumis à une oscillations forcées ce qui revient à effectuer un diagramme de Bode du système supposé linéaire composé par les atomes froids.
- Dans la deuxième technique, le nuage est décalé de sa position d'équilibre puis lâché d'un seul coup. On regarde alors le mouvement du barycentre qui est un mouvement de retour à l'équilibre du nuage.

#### 4.1.1 Oscillations forcées

Cette expérience consiste à considérer le nuage comme une boîte noire avec en entrée une force d'oscillation forcée sinusoïdale et en sortie la position du barycentre du nuage. On mesure alors la phase et l'amplitude du mouvement d'oscillation forcée pour différentes valeurs de la fréquence de la force imposée au nuage exactement comme un diagramme de Bode en électronique.

Pour formaliser cela, écrivons quelques équations:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -\kappa x - \gamma v + a \cdot \cos(\omega t)$$

En passant aux complexes, on obtient:

$$-m\omega^2 X = -\kappa X - j\omega X + a$$

soit :

$$X(\omega) = \text{amp}(\omega) \cdot e^{j\phi}$$

où :

$$\text{amp}(\omega) = \frac{\kappa a}{\sqrt{(\kappa - m\omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}}$$

et

$$\text{tg}(\phi) = \frac{\alpha \omega}{\kappa - m\omega^2}$$

Le nuage oscille donc à la même fréquence que la fréquence imposée mais avec une phase et une amplitude qui dépendent de la fréquence d'excitation.

En pratique la force est appliquée via un champ magnétique extérieur. Ce qui revient exactement au même que l'équation de la force que nous avons écrite plus haut. En effet, le zéro du champ magnétique impose la position d'équilibre du piège. Ainsi, si on impose une position d'équilibre qui oscille cela revient à créer une excitation forcée sur la force:

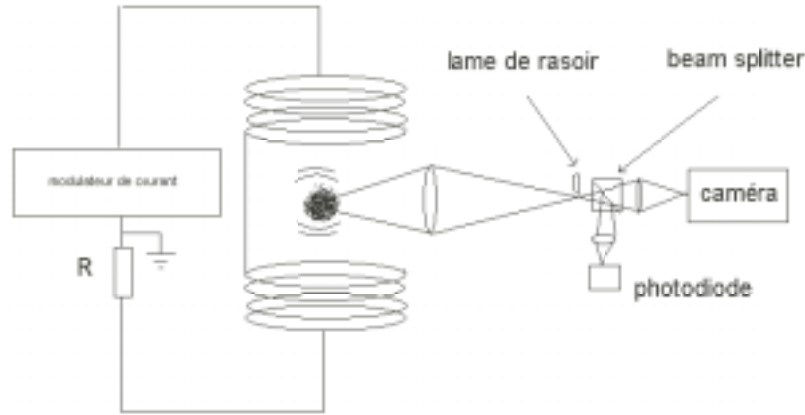


Figure 4.1: Le schéma expérimental présente la technique qui nous permet d'appliquer une force d'oscillation forcée au nuage. On voit aussi que la technique de visualisation du mouvement du barycentre est fait grâce à une lame placée dans un plan image intermédiaire au niveau du centre du centre du nuage.

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\kappa(x - \text{pos}(B)) - \gamma v$$

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\kappa x - \gamma v + a \cdot \cos(\omega t) + \kappa \text{pos}(B)$$

et si  $\kappa \text{pos}(B) = a * \cos(\omega t)$  alors:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\kappa x - \gamma v + a \cdot \cos(\omega t)$$

La figure 4.1 nous présente le schéma expérimental. On peut moduler le champs magnétique grâce à un générateur de courant. Il faut connaître précisément la phase relative entre  $\text{pos}(B)$  et le signal de la photodiode qui est proportionnel à la position du barycentre. Pour cela, on dispose d'un tesla-mètre qui donne la variation du champs magnétique. Ce signal constitue la référence la plus fiable. A partir de ces deux signaux enregistrés sur l'oscilloscope pris pour différentes valeurs de la fréquence, on remonte à  $\text{amp}(\omega)$  ainsi qu'à  $\text{phi}(\omega)$ . On effectue des fits des signaux qui nous donne les valeurs de la phase relative entre ces deux signaux et l'amplitudes du signal.

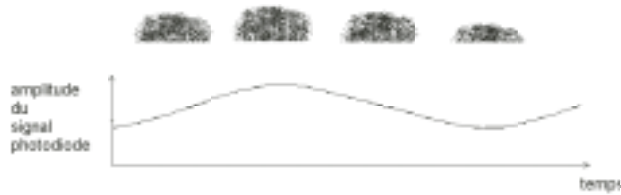


Figure 4.2: schéma explicatif de la méthode. Lorsque le barycentre du nuage est décalé vers le haut, le signal est élevé. Et lorsqu'il est décalé vers le bas, il est minimum. C'est donc bien le mouvement du nuage suivant un axe que l'on détecte.

Ainsi, s'il existe un mouvement du barycentre du nuage dans la direction normale à la lame, alors le signal issu de la photodiode oscillera comme représenté sur le schéma 4.2.

Ceci a été fait pour deux situations du nuage: la première avec beaucoup d'atomes et la deuxième avec peu d'atomes. On a tracé sur la figure 4.3 la phase pour les deux cas et sur la figure 4.4 l'amplitude. Sur les figures 4.6 et 4.5, on a tracé les données avec beaucoup d'atomes comparées à une courbe tracée avec le modèle d'une force linéaire:  $m \frac{d^2x}{dt^2} = -\kappa(x - pos(B)) - \gamma v$  avec des coefficients issus d'un fit. On voit bien qu'une tendance est vérifiée mais les fits ne donnent pas des résultats convaincants. Encore moins avec les données dans le cas où il y a peu d'atomes.

L'analyse de ces données n'est pas facile. En effet, il semble à première vue que nous avons un système du deuxième ordre sur-amorti pour un nuage avec peu d'atomes et que le nuage devient sous-amorti lorsque le nombre d'atomes augmente. Cependant lorsque nous tentons d'appliquer une formule pour décrire ces courbes, on se heurte à l'impossibilité de trouver des paramètres qui fit exactement avec les données expérimentales. A défaut, d'avoir des valeurs de  $\gamma$  et  $\kappa$ , tentons de dégager des tendances:

- On peut définir le coefficient  $\frac{\gamma}{\kappa}$ . De plus on peut facilement extraire ce coefficients des données, en effet  $\frac{\gamma}{\kappa}$  est la pente de la courbe de la phase en fonction de la pulsation pour les pulsations petites. En observant la courbe 4.3, on voit que  $\frac{\gamma}{\kappa}$  est petit lorsque le nombre d'atomes est grand (puisque la pente est même négative, ce qui est impossible si on utilisait ce modèle) alors que pour un petit nombre d'atomes, ce paramètre vaut environ  $10^{-2}$  SI.
- On peut aussi voir que les courbes de phase et d'amplitude ressemblent qualitativement à un système sous-amorti dans le cas d'un petit nombre d'atomes et d'un système sous-amorti pour un grand nombre d'atomes. On

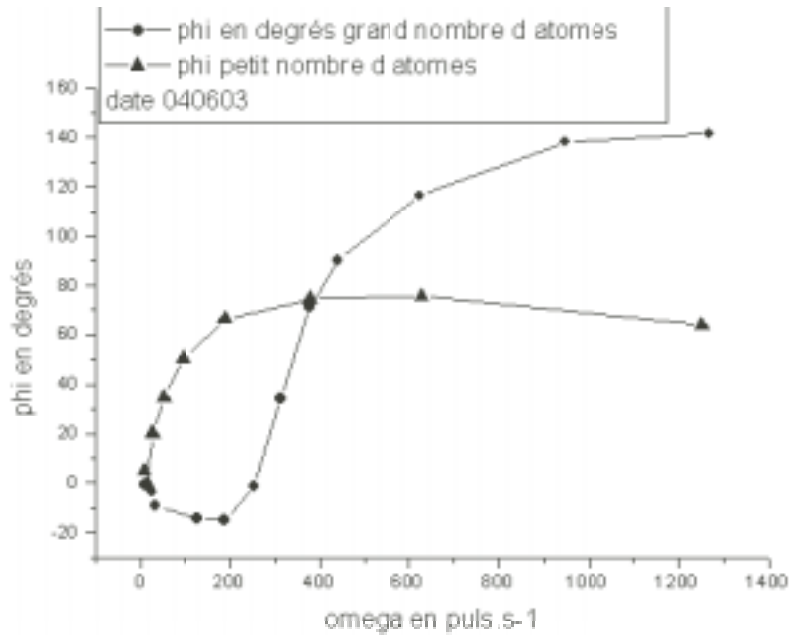


Figure 4.3: La phase est tracée en fonction de la pulsation de la force d'oscillation forcée. On distingue deux comportements bien distincts avec beaucoup d'atomes et peu d'atomes.

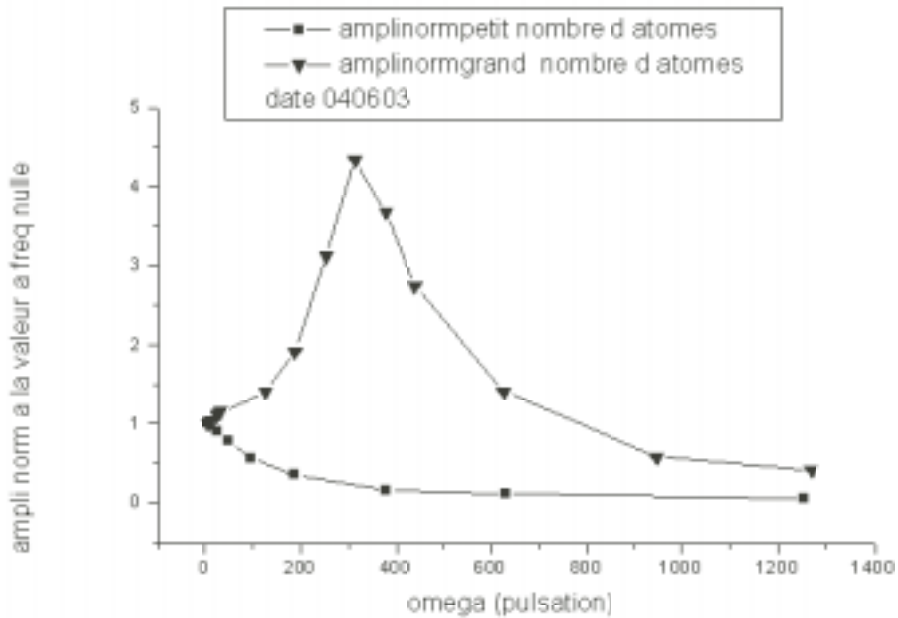


Figure 4.4: L'amplitude est tracée en fonction de la pulsation de la force d'oscillation forcée. On distingue encore pour l'amplitude deux comportements distincts.

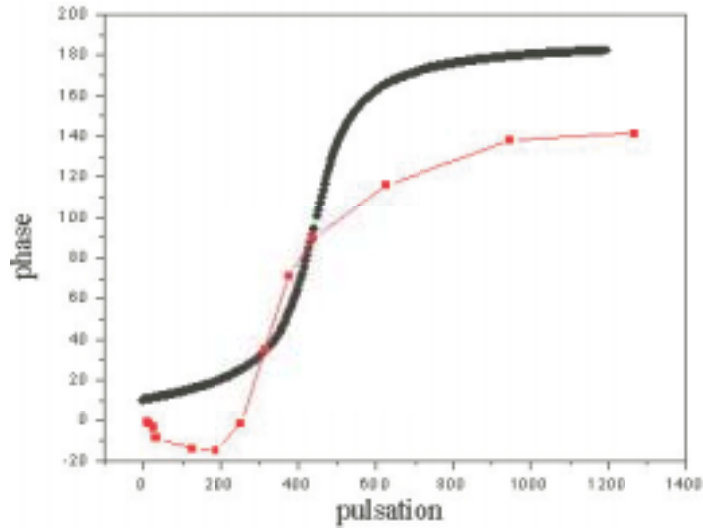


Figure 4.5: Phase en fonction de la pulsation pour les données expérimentales et un exemple de ce que donne le modèle utilisé

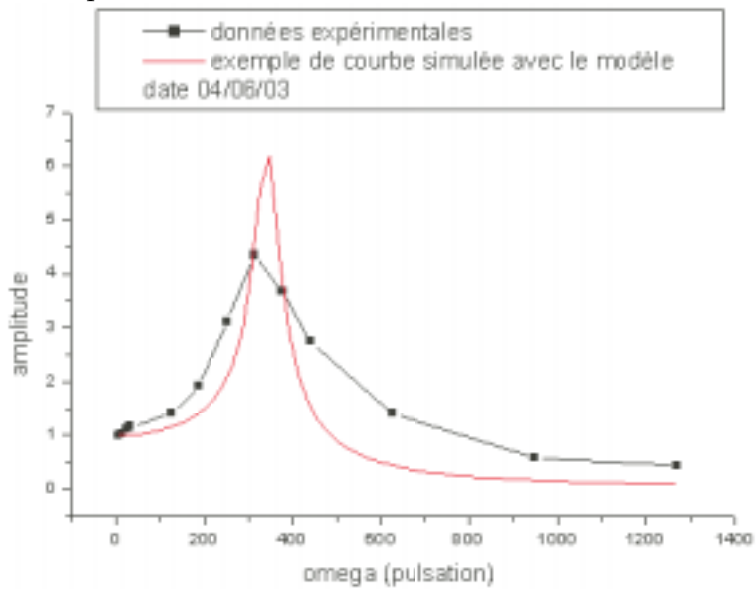


Figure 4.6: Phase en fonction de la pulsation pour les données expérimentales et un exemple de ce que donne le modèle utilisé

pourrait quantifier cela par un coefficient de qualité qui serait supérieur à  $1/2$  dans le cas sous-amorti et inférieur à  $1/2$  dans le cas sur-amorti.

### 4.1.2 La méthode du lâché de nuage

La deuxième méthode est proche de la précédente mais plus efficace. Il s'agit de remplacer les oscillations forcées sinusoïdales par un créneau de force. Cela revient à diagnostiquer toute les fréquences en même temps. Le nuage est décalé de sa position d'équilibre puis lâché d'un seul coup. On regarde alors le mouvement du barycentre qui est un mouvement de retour à l'équilibre du nuage. Le dispositif expérimentale est exactement le même que pour la méthode précédente 4.1. La figure 4.7 montre un réseau de courbes obtenues à gradient de champ magnétique et désaccord laser constants ( $\nabla B = 13.5 G.cm^{-1}$  et  $\delta_L = -2.5\Gamma$ ) où l'on fait varier  $N_{at}$  (via le repompeur ). On retrouve clairement le comportement observé précédemment avec un passage continu d'un régime sur-amorti ( $N_{at}$  petit) à un régime sous-amorti ( $N_{at}$  grand).

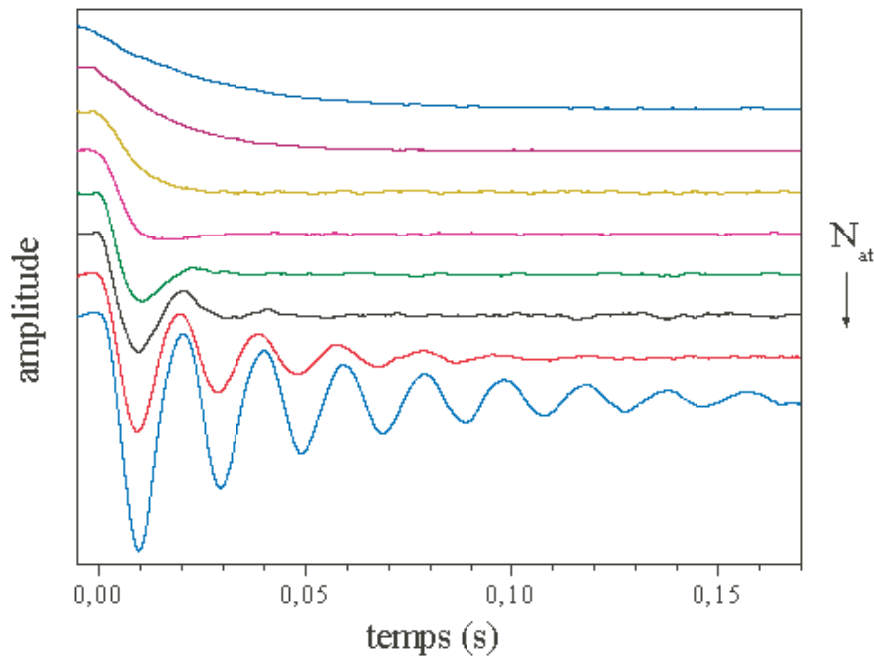


Figure 4.7: Courbes expérimentales représentant la position du barycentre du nuage en fonction du temps lorsque celui-ci est excentré puis lâché. Les courbes sont décalées les unes par rapport aux autres pour plus de lisibilité et re-normalisées à 1. A l'instant  $t=0$ , le nuage est lâché et revient en sa position d'équilibre.

En observant simplement ce graphe, on peut déjà deviner que le facteur de qualité croît avec le nombre d'atomes.

On peut dégager des valeurs assez précises des coefficients  $\gamma$  et  $\kappa$ . On fait cela en "fitant" les courbes expérimentales par les équations 3.2 de la partie simulation numérique.

Les résultats des fits sont représentés sur les figures 4.8,4.9,4.10,4.11,4.12

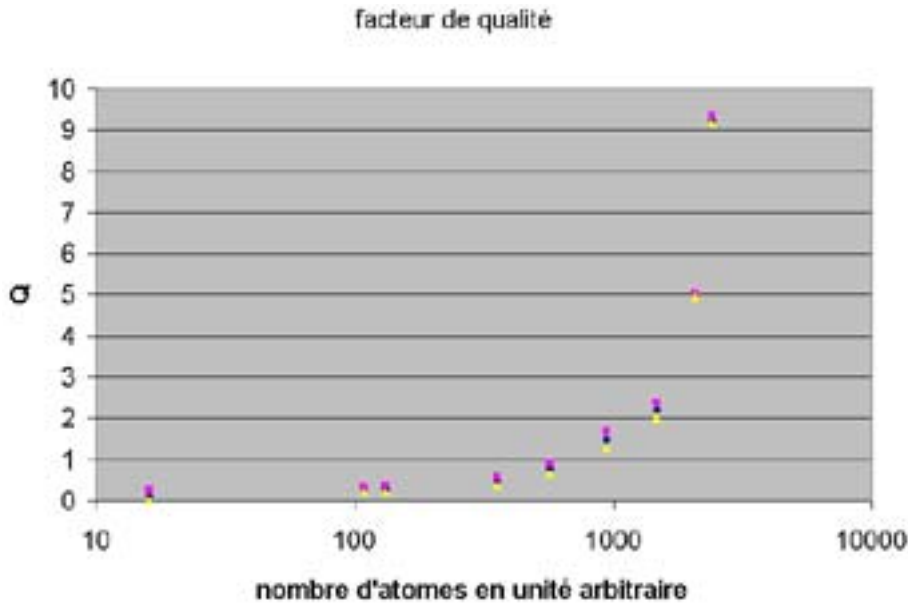


Figure 4.8: Mesures expérimentales du facteur de qualité en fonction du nombre d'atomes. Il est croissant avec le nombre d'atomes. On passe continuellement d'un système sur-amorti à à une système sous-amorti.

Examinons tout d'abord la figure 4.8, on constate que la valeur mesurée du facteur de qualité augmente avec le nombre d'atomes. Plus on ajoute d'atomes, moins le système est amorti. On voit par ailleurs sur la figure 4.9, que tout comme les fits effectués dans la partie simulation numérique, il est plus facile de dégager des valeurs précises des paramètres lorsque le système est sous-amorti ( $Q$  plus grand que  $1/2$ ) que lorsqu'il est sur-amorti ( $Q$  plus petit que  $1/2$ ). On a jugé plus judicieux de choisir les deux paramètres "Taux" (temps d'amortissement des positions) et le paramètre critique ( $m=1/2Q$ ) comme paramètres de fit. On a remarqué qu'il est plus facile d'obtenir une valeur précise de "Taux" que du paramètre critique et cela encore plus lorsque l'on se trouve dans la zone sur-amorti. On peut se rendre compte de cela avec la figure 4.9 qui présente "Taux" fonction de 'm' avec leurs barres d'erreur respectives.

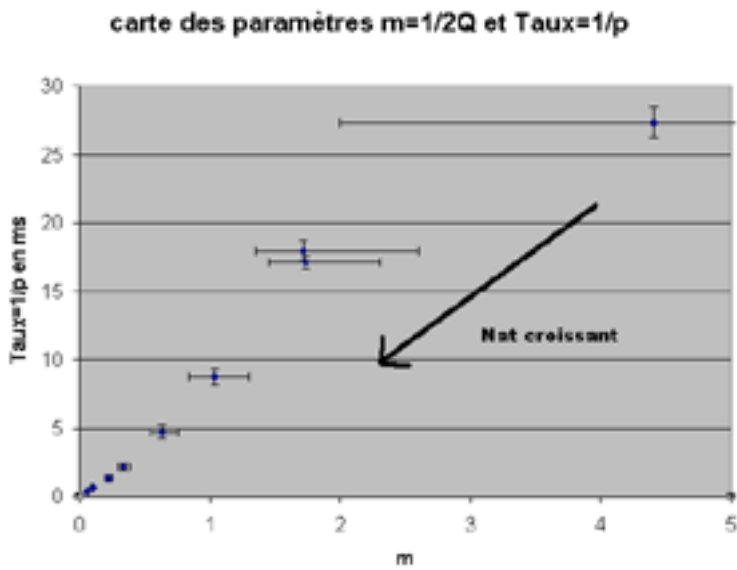


Figure 4.9: Mesures expérimentales de 'Taux' fonction de  $m$ . Taux est le temps d'amortissement des positions. Dans le cas sur amorti, la solution est presque une exponentielle décroissante de constante de temps Taux. le coefficient ' $m$ ' est le paramètre critique il est relié au facteur de qualité  $Q$  par la relation  $m = 1/2Q$ . Les barres d'erreur révèlent une difficulté à dégager la valeur de ' $m$ ' précisément dans le régime "sur-amorti".

Examinons maintenant les valeurs mesurées de  $\gamma$  la force de friction en fonction du nombre d'atomes figure 4.10. On constate tout d'abord qu'en utilisant le modèle Doppler, on calcule une valeur de la friction qui est de l'ordre de  $1500s^{-1}$  alors que les valeurs trouvées à faible nombre d'atomes sont de l'ordre du millier. On sait que dans ce régime il y a un refroidissement Sysiphe qui induit des coefficients de friction plus élevés, or cette mesure ne permet pas de trancher entre

Doppler et Sysiphe. Par contre on peut discuter de l'évolution des paramètres en fonction du nombre d'atomes. On constate que la valeur de  $\gamma$  décroît avec le nombre d'atomes. On peut expliquer cela par le modèle Doppler. En effet, le coefficient de la force de friction est proportionnel à  $s$  (c'est à dire à l'intensité du faisceau laser piège). Or lorsque le nombre d'atomes augmente, les faisceaux sont de plus en plus atténués. Donc la valeur de la friction au centre du nuage, que l'on peut assimiler au premier ordre à la valeur que l'on mesure est logiquement diminuée lorsque  $N_{at}$  augmente.

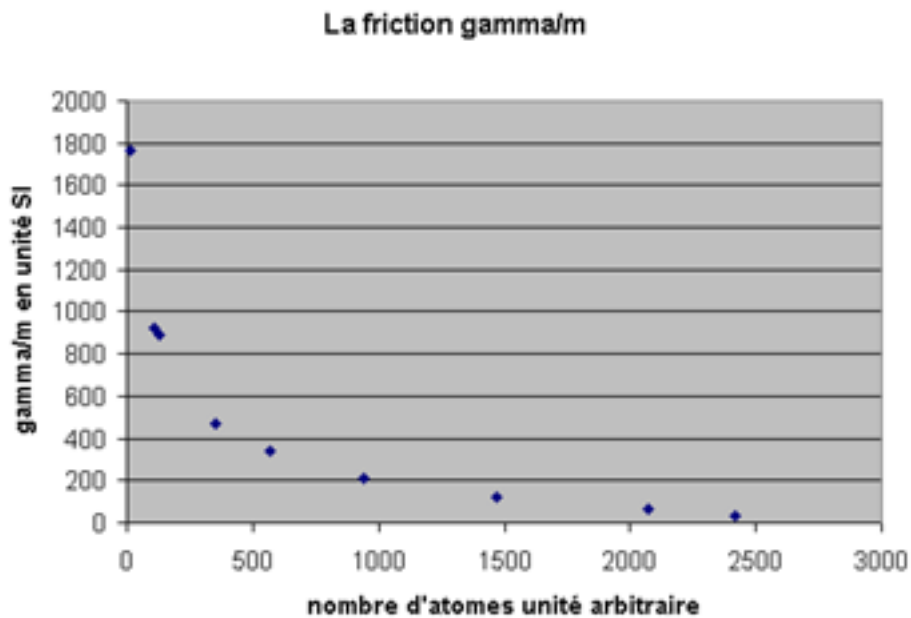


Figure 4.10: Mesures expérimentales du coefficient de la force de friction  $\gamma$  en fonction du nombre d'atomes. Il décroît avec le nombre d'atomes ce qui est cohérent avec le modèle Doppler dans lequel  $\gamma$  est proportionnel à l'intensité des lasers piège.

Examinons maintenant les valeurs mesurées de  $\kappa$  en fonction du nombre d'atomes figure 4.11 On constate ici que le modèle Doppler convient puisque l'on a calculé un coefficient  $\kappa$  de l'ordre de  $10^5 s^{-2}$  ce qui est de l'ordre de celui qui est trouvé expérimentalement. Le refroidissement sisyphé n'agit que sur la friction donc il est normal de trouver le bon ordre de grandeur, cette fois ci, pour le rappel.

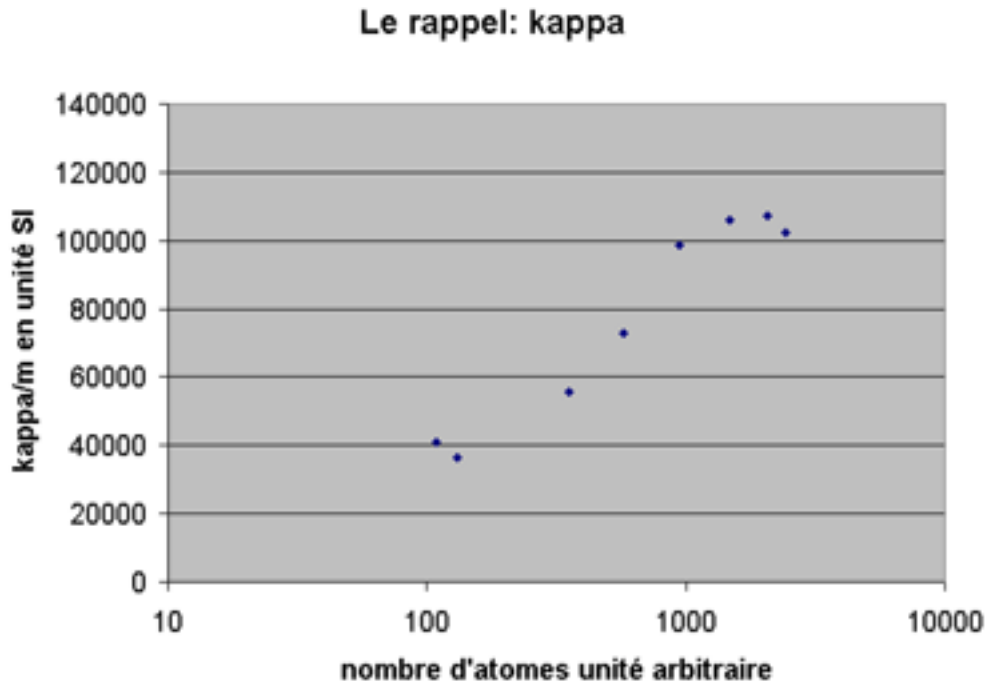


Figure 4.11: Mesures expérimentales du coefficient de la force de rappel  $\kappa$  en fonction du nombre d'atomes. Ici le résultat est peu intuitif, il faut faire un modèle pour dégager des tendances.

Nous avons fait un modèle simple toujours basé sur le modèle Doppler. On suppose, pour ce modèle, que le milieu est un cube de densité uniforme. On suppose aussi que la mesure donne la valeur de la force au centre du nuage.

$$\frac{d^2 z}{dt^2}(+-) = \frac{\Gamma \cdot v_{recul} \cdot s(+)}{1 + 4 \cdot (\delta/\Gamma)^2 \cdot (1 - z/L)^2}$$

où  $L = \frac{\delta}{(\mu \cdot \nabla B)}$

Or les faisceaux sont atténués de la manière suivante (dans un milieu de

densité uniforme), pour  $z$  petit devant  $l$  (libre parcours moyen).

$$s(+ -) = s_0 \cdot e^{-b/2} \cdot (1 + -z/l)$$

En ajoutant l'atténuation des faisceaux lasers, on obtient:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\kappa_0 \cdot e^{-b/2} \cdot \left(1 + \frac{L}{2l}\right) \cdot z$$

avec:

$$\kappa_0 = \frac{2 \cdot s_0 \cdot \Gamma \cdot v_{recul}}{L} \cdot \left(\frac{\Gamma}{(2 \cdot \delta)}\right)^2$$

De ce modèle, on peut dégager deux tendances qui dépendent de la loi de variation de la taille fonction du nombre d'atomes.

- cas où la taille du nuage est indépendante du nombre d'atomes (pas de diffusion multiple)
- cas où la densité est indépendante du nombre d'atomes (régime de diffusion multiple)

Nous avons donc besoin d'une loi de variation de la taille en fonction du nombre d'atomes. Nous avons choisi d'utiliser une mesure faite l'année dernière (été 2002) sur cette même manip avec des conditions expérimentales assez similaires. Cette courbe est représentée sur la figure 3.9. Puis nous avons intégré la formule de  $\kappa$  que nous avons écrite plus haut avec cette mesure de la taille. Les résultats sont représentés sur la figure 4.12. On observe deux tendances une augmentation puis une diminution.

Expliquons pourquoi on observe  $\kappa$  croit avec le nombre d'atomes pour  $Nat$  petit. On sait que pour  $Nat$  petit, la taille est constante. que  $b$  (l'épaisseur optique) est inversement proportionnel à  $l$  ( le libre parcours moyen). Ainsi l'expression peut aussi se mettre en fonction de  $b$  qui croit linéairement avec le nombre d'atomes.

$$b = 2R/l$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\kappa_0 \cdot e^{-b/2} \cdot \left(1 + \frac{bL}{4R}\right) \cdot z$$

où  $2R=b \cdot l$  est la taille du milieu. Si on fait un développement limité fonction de  $b$  (petit nombre d'atomes) cette formule devient:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -\kappa_0 \left(1 + (L/2 - R)/l\right) \cdot z = -\kappa_0 \left(1 + (L/2 - R) \frac{\sigma Nat}{(2R)^3}\right) \cdot z$$

donc le pente par rapport à  $Nat$  est proportionnel à :  $(L/2 - R)$  qui est positif car avec nos paramètres:  $L=8\text{mm}$  et  $R=0.5\text{mm}$ . On vérifie qu'une telle expression peut donner une augmentation pour les valeurs  $b$  suffisamment faibles. En

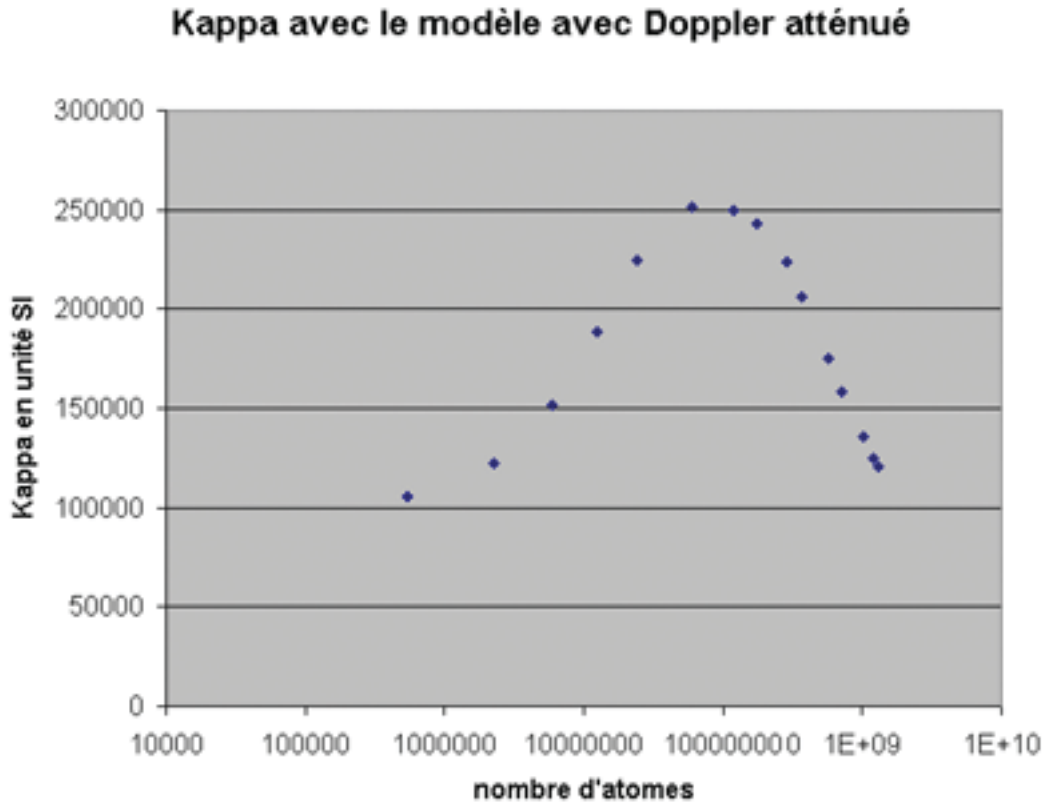


Figure 4.12: Coefficient de la force de rappel simulé sur la base du modèle Doppler dans un milieu de densité uniforme en fonction du nombre d'atomes.

conclusion, si l'on suppose que la taille est constante, hypothèse vérifiée lorsque la diffusion multiple est négligeable, la valeur de  $\kappa$  est donc croissante en fonction du nombre d'atomes.

Expliquons maintenant la diminution. A grand nombre d'atomes, on est en régime de diffusion multiple, on peut alors dire que la taille croît en fonction du nombre d'atomes. Pour fixer les idées, admettons que la densité est constante, ce qui est la loi que nous avons trouvée dans les simulations numériques). Si la densité est constante, alors le modèle donne une diminution de  $\kappa$  en fonction du nombre d'atomes. En effet, le libre parcours moyen est alors indépendant de  $N$ .

De plus:

$$b = \sigma n(2R)$$

et

$$\kappa_0 \cdot e^{-(\sigma n 2R)/2} \cdot \left(1 + \frac{L}{2.l}\right)$$

où  $n$  est la densité du nuage et elle est constante par hypothèse dans ce régime de diffusion multiple. Enfin  $R$  croît avec le nombre d'atomes.

$$R = \text{constante} \cdot N^{1/3}$$

$$\kappa = \kappa_0 \cdot e^{-\text{constante} \cdot N^{1/3}} \cdot \text{constante}$$

En conclusion  $\kappa$  décroît avec le nombre d'atomes  $N$ .

En conclusion, si l'on suppose que la densité est constante, hypothèse vérifiée lorsque la diffusion multiple est forte, la valeur de  $\kappa$  est alors décroissante en fonction du nombre d'atomes.

On retrouve bien ces deux tendances sur la figure 4.12. C'est à dire que pour  $N$  sous le seuil de diffusion multiple,  $\kappa$  croît puis il se met à décroître comme nous l'avons prévu. Maintenant, on peut mettre en parallèle les deux graphes: 4.12 et 4.11. On ne dispose pas du nombre d'atomes absolu pour la mesure de  $\kappa$ . On ne peut donc pas tracer les deux courbes sur la même figure. Cependant, on peut constater que l'allure est la même. La figure 4.11 montre une courbe qui commence par croître puis qui s'applatit de manière similaire à la courbe 4.12.

## 4.2 Quel paramètre pertinent pour les instabilités dynamiques?

On s'intéresse dans ce chapitre aux mesures expérimentales sur les instabilités dynamiques. Cette partie traite d'une série d'expériences qui ont eu pour but de tracer la "cartographie" des zones où le nuage est stable et des zones où il est instable. Cette définition de frontière se fait dans un espace de trois paramètres que sont:

- Le désaccord du laser
- Le gradient de champ magnétique
- Le nombre d'atomes (repompeur)

Insistons sur le fait que le nombre d'atomes dépend du désaccord et du champ magnétique. Dans un premier temps, on verra comment on peut détecter les instabilités puis nous établirons une cartographie des zones stables et instables et nous tenterons d'en tirer des conséquences sur l'origine des instabilités.

## Détection des instabilités

Ces instabilités se manifestent pour un certain jeu de paramètres que l'on peut ajuster: le gradient du champ magnétique, le nombre d'atomes et le désaccord du laser piège. Ces paramètres sont inter-dépendants: le nombre d'atomes dans le MOT dépend du couple ( $\delta_{MOT}, \nabla B$ ) Nous pouvons aussi ajuster  $N_{at}$  via le repompeur indépendamment du gradient de champ magnétique et du désaccord laser. Nous verrons plus loin dans cette partie que les paramètres à considérer sont peut être des combinaisons de ces trois paramètres (épaisseur optique  $\propto \frac{\text{Nombre d'atomes}}{1+4\frac{\delta^2}{\Gamma^2}} \dots$ ) L'une des caractéristiques les plus frappantes de ces instabilités est l'existence d'un seuil en nombre d'atomes, ce qui évoque un phénomène collectif. Expérimentalement, on observe que lorsque l'on fait croître le nombre d'atomes, ce qui est assez facile jusqu'à un certain point, puisqu'il suffit d'augmenter l'intensité du repompeur, la taille du nuage augmente, jusqu'à un certain seuil où le nuage se met à osciller et à devenir instable.

### 4.2.1 Résultats

Finalement, la méthode de détection utilisée pour cette expérience a été la caméra. Les expériences ont consisté en la détermination des seuils d'instabilités (frontières). Pour cela, l'expérience a consisté à fixer une valeur du champ magnétique puis à faire varier le désaccord pour trouver la position du seuil. Puis on a incrémenté la valeur du champ magnétique et on a recommencé. Deux expériences distinctes ont été réalisées:

- On varie le couple  $(\nabla B, \delta_L)$  pour déterminer le seuil comme décrit ci-dessus. Cela-faisant on modifie la plage de capture du piège, et donc Nat. dans cette mesure Nat varie!
- On suit la même procédure, mais pour chaque couple  $(\nabla B, \delta_L)$ , on réajuste Nat via le repompeur (procédure itérative). Dans cette expérience, Nat est constant!

Pour s'affranchir d'éventuelles non-linéarités (type phénomène d'hystérésis), on a fait varier chaque paramètre toujours dans le même sens: c'est à dire stable vers instable. Les résultats sont donnés sur les figures 4.14, 4.13, 4.15. La figure 4.14 présente la limite entre les deux zones stable et instable pour les paramètres  $\nabla B$  et  $\delta_L$  le désaccord du laser dans les deux situations: Nat constant et Nat libre. La figure 4.13 montre la variation du nombre d'atomes dans ces deux expériences (tracée ici en fonction du  $\nabla B$ ). Ce nombre d'atomes est mesuré en coupant le MOT et en détectant la fluorescence induite par une sonde désaccordée. On vérifie bien sur la figure 4.13, que dans la première expérience Nat varie (Nat augmente avec  $\nabla B$ ), tandis qu'il est à peu près constant dans la deuxième expérience.

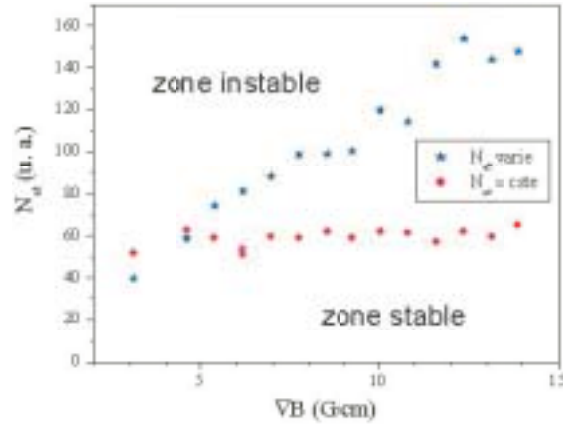


Figure 4.13: Variations du nombre d'atomes dans les deux expériences. Dans la première le nombre d'atomes croît avec le champ magnétique tandis que dans la deuxième expérience le nombre d'atomes a été maintenu constant grâce au repompeur.

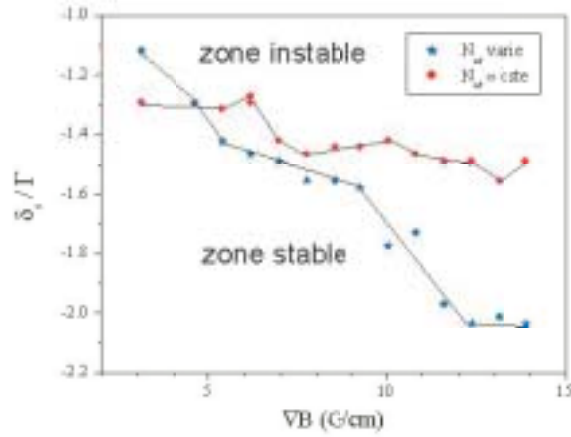


Figure 4.14: 2 limites entre zones stable et instable en fonction du champ magnétique et du désaccord dans les cas où il y a une compensation du nombre d'atomes et où il n'y en a pas.

Discutons maintenant la figure 4.14.  $N_a$  est laissé libre, la valeur du seuil dépend de  $\nabla B$  et  $\delta_L$ : le seuil est atteint pour  $\delta_L$  d'autant plus grand que  $\nabla B$  est grand. Par contre, dans le cas où  $N_a$  est constant, le désaccord seuil est pratiquement indépendant du gradient de champs magnétique. Ceci suggère que seule l'épaisseur optique du piège (vue par les faisceaux du MOT) détermine le seuil d'instabilité.

Pour vérifier cette hypothèse, on a tracé sur la figure 4.15 une quantité proportionnelle à l'épaisseur optique vue par les faisceaux du MOT. Cette épaisseur

optique au seuil est calculée à partir du nombre d'atomes (figure 4.14). et de  $\delta_L$ . On a supposé que la taille  $L$  qui n'a pas été mesurée est constante. La taille et le nombre d'atomes n'étant pas connus avec précision, l'épaisseur optique en valeur absolue n'est pas bien connue. On constate en revanche que c'est sa valeur qui détermine le seuil d'instabilité. L'épaisseur optique détermine à la fois l'importance relative de la diffusion multiple et l'écrantage de la force du MOT. Ces expériences confirment donc le rôle clé joué par ce paramètre dans le mécanisme des instabilités. Elle se permettent également d'affiner la gamme de paramètres dans laquelle faire fonctionner la simulation numérique.

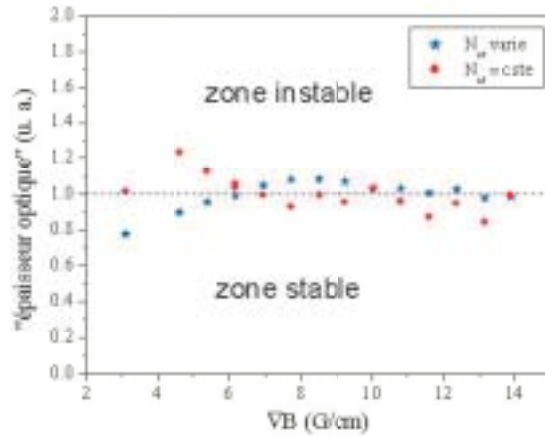


Figure 4.15: 2 limites entre zones stable et instable en fonction du champ magnétique et de l'épaisseur optique dans les cas où il y a une compensation du nombre d'atomes et où il n'y en a pas. Les deux courbes se rejoignent et définissent une frontière donnée par l'épaisseur optique constante. C'est donc l'épaisseur optique qui est le paramètre pertinent.

**Part IV**  
**Conclusion**

Ce stage est un premier pas vers une compréhension des mécanismes des instabilités dynamiques dans un nuage d'atomes froids. Pour parvenir à une explication, il faudra rajouter des ingrédients supplémentaires dans la simulation numérique: d'abord l'écrantage des faisceaux laser...

Pour ma part, j'ai beaucoup appris autant au niveau expérimental ( montage d'un laser, système d'asservissement et mesure de la largeur spectrale, expériences sur les atomes froids...) que théorique (discussions avec les chercheurs du LOD, simulations numériques...).

# Bibliography

- [1] Y. Bidel, thèse de doctorat, piégeage et refroidissement laser du strontium  
Etude de l'effet des interférences en diffusion multiple ,(2002).
- [2] J. Dalibard, Cohen Tannoudji, pages 2023-2045 ,Journal of the optical society  
of america B, vol. 6, No 11 (Nov.1989).
- [3] G. Labeyrie, thèse de doctorat, Deux outils pour l'optique atomique: Jet in-  
tense d'hélium métastable et miroir à onde évanescente exaltée (1998).
- [4] D. W. Sesko, T. G. Walker, and C. E. Wieman, Journal of the optical society  
of america B, vol.8, No 5, pages 946-958 (Mai 1991)
- [5] P. Kohns, P. Buch, W. Spuhtitz, C. Csmbal, W. ertmer, Europhys. Lett.,  
22(7), pages 517-522 (1996).