Table des matières

Partie I Évaporation d'un jet atomique guidé magnétiquement. Gain d'un facteur 10 en densité dans l'espace des phases.

Chapitre 1

Vue d'ensemble du dispositif expérimental, évaporation d'un jet atomique guidé magnétiquement

1.1	Piégeage dans un guide magnétique quadrupolaire				
	1.1.1	Configuration quadrupolaire de champ magnétique	5		
	1.1.2	Guidage magnétique d'un jet atomique ultra-froid	9		
1.2	De l'i	njection pulsée de paquets atomiques à l'obtention d'un jet continu	12		
	1.2.1	Pourquoi une injection pulsée?	12		
	1.2.2	Formation de paquets atomiques ultra-froids	12		
	1.2.3	Technique d'injection dans le guide magnétique	13		
1.3	Carac	térisation du jet atomique	16		
	1.3.1	Mesure de la densité linéique d'atomes et du flux dans le guide	16		
	1.3.2	Mesure de la température transverse du jet	17		
1.4	Évaporation par cycles discrets et gain d'un facteur 10 dans l'espace des phases				
	à une	particule	24		
	1.4.1	Rethermalisation du jet après une zone de filtrage radio-fréquence	24		
	1.4.2	Gain d'un facteur 10 dans l'espace des phases à une particule	27		
1.5	Concl	usion	30		
	1.5.1	Difficultés inhérentes à l'évaporation forcée d'un jet atomique guidé .	30		
	1.5.2	Nécessité de développer de nouveaux outils	30		

Chapitre 2						
Évaporation d'un jet atomique au contact d'une surface matérielle						
2.1	Mise e	en œuvre	34			
	2.1.1	Principe de la méthode	35			
	2.1.2	Adaptation de la technique à un jet magnétiquement guidé	36			
	2.1.3	Déviation du jet à l'aide d'une paire de bobines	38			
2.2	Résult	ats expérimentaux	39			
	2.2.1	Échauffement dû à la déviation du jet	39			
	2.2.2	Variation du flux atomique	40			
	2.2.3	Gain en densité dans l'espace des phases à une particule	41			
2.3	Dimen	sionnalité de l'évaporation	43			
2.4	Interp	rétation des résultats	44			
	2.4.1	Simulations numériques	44			
	2.4.2	Variation du flux atomique	45			
	2.4.3	Gain en densité dans l'espace des phases à une particule	46			
	2.4.4	Gain en taux de collisions élastiques	48			
2.5	Déviat	tion du jet à l'aide d'aimants permanents	49			
	2.5.1	Mise en œuvre	50			
	2.5.2	Mesure du champ magnétique produit par les aimants	51			
	2.5.3	Variation du flux atomique	51			
2.6	Conclu	ision	52			

Partie II Manipulation de paquets atomiques dilués

Chapitre 3 Réflexion d'un paquet atomique sur un miroir mobile						
3.1	Intro	luction	58			
3.2	.2 Limites liées à l'utilisation d'un potentiel indépendant du temps					
	3.2.1	Ralentir un jet avec une pente	59			
	3.2.2	Étude de la mise hors d'équilibre du jet atomique	60			
	3.2.3	Ralentir un paquet avec une pente	64			

_

3.3	ion d'un paquet atomique sur un miroir mobile	64	
	3.3.1	Principe de la méthode	64
	3.3.2	Modélisation simple de la collision avec un miroir mobile	64
	3.3.3	Réflexion d'un paquet atomique	67
	3.3.4	Évolution de la densité atomique dans le guide magnétique	70
3.4	Mise e	en œuvre expérimentale	71
	3.4.1	Un miroir magnétique à aimant permanent	71
	3.4.2	Disposition des aimants autour du guide magnétique	72
	3.4.3	Potentiel <i>ressenti</i> par les atomes dans le guide magnétique	74
3.5	Mise e	en mouvement du miroir	75
	3.5.1	Le convoyeur	76
	3.5.2	Mesure de stabilité de la vitesse du tapis	77
	3.5.3	Synchronisation du mouvement avec le reste de l'expérience	77
3.6	Résult	tats obtenus	77
	3.6.1	Réflexion d'un paquet unique	78
	3.6.2	Réflexions de paquets atomiques successifs	79
	3.6.3	Paramètres pertinents à considérer pour la formation d'un jet continu	80
3.7	Miroin	mobile <i>démoniaque</i> , et théorème de Liouville	84
	3.7.1	Augmentation de la densité moyenne dans l'espace des phases à une	
		particule	85
	3.7.2	Le théorème de Liouville	87
	3.7.3	Miroir mobile démoniaque	88
Chapit	tre 4		
Transp	port de	e paquets atomiques dans un train de pièges magnétiques	
4.1	Trans	port de paquets atomiques ultra froids : introduction $\ldots \ldots \ldots \ldots$	92
	4.1.1	Enjeu général	92
	4.1.2	Logique de cette approche pour la formation d'un jet atomique ultra-	
		froid	93
4.2	Un tra	ain de pièges magnétiques à aimants permanents	94
	4.2.1	Obtention d'un train de pièges magnétiques quadrupolaires	94
	4.2.2	Résultats préliminaire : piégeage d'un paquet atomique dans le train	
		de pièges quadrupolaires	98
4.3	Obten	tion d'un train de pièges de Ioffe-Pritchard	100
			100

4.3.1	Dispositif	100
4.3.2	Caractéristiques des pièges de Ioffe-Pritchard	103
4.3.3	Choix des dimensions du solénoïde	104

4.4	Piégeage d'un paquet atomique dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard 10					
	4.4.1	Extension longitudinale du paquet atomique	106			
	4.4.2 Influence de la synchronisation					
	4.4.3 Influence de la vitesse d'injection					
	4.4.4	Simulations numériques	110			
4.5	5 Piégeage et refroidissement de paquets atomiques successifs					
	4.5.1	Injection répétée de paquets atomiques $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	110			
	4.5.2	Échauffement dû à la capture dans le train de piège $\ldots \ldots \ldots \ldots$	111			
	4.5.3	Refroidissement par évaporation forcée dans le train de pièges	113			
4.6	Conclu	usion	113			

Partie III Production, manipulation et caractérisation de nuages atomiques très denses

Chapitre 5					
Imager	Imagerie de nuages denses par absorption dans le régime de forte saturation				
5.1	Imagerie d'un ensemble atomique froid				
	5.1.1	Système optique			
	5.1.2	Signal fourni par le capteur CCD			
	5.1.3	Interaction atome-laser			
	5.1.4	Puissance absorbée et diffusée par le nuage atomique			
	5.1.5	Précautions à prendre pour produire une image fiable			
5.2	Techn	iques d'imagerie usuelles 127			
	5.2.1	Imagerie par fluorescence			
	5.2.2	Imagerie par absorption dans le régime de faible saturation 129			
5.3	Faire l	'image d'un nuage très dense			
	5.3.1	Imagerie par fluorescence dans un régime extrêmement saturant \dots 132			
	5.3.2	Limite de l'imagerie par absorption faiblement saturante 133			
	5.3.3	Absorption d'un faisceau laser désaccordé			
	5.3.4	Absorption sur une transition ouverte			
5.4	Image	rie par absorption dans le régime de forte saturation			

5.4.1	L'intensité de saturation <i>effective</i> et la section efficace <i>effective</i>	137
5.4.2	Réponse non-linéaire des atomes	139
5.4.3	Protocole de mesure et détermination du paramètre de correction	140
5.4.4	Avantages de l'imagerie par absorption fortement saturante	142

Annexe A

Modélisation des aimants

Annexes

Annexe B

Conception du nouveau programme informatique de l'expérience

Bibliographie

149

Table des matières

Première partie

Évaporation d'un jet atomique guidé magnétiquement. Gain d'un facteur 10 en densité dans l'espace des phases.

Chapitre 1

Vue d'ensemble du dispositif expérimental, évaporation d'un jet atomique guidé magnétiquement



Sommaire

1.1	Piég	geage dans un guide magnétique quadrupolaire	4
	1.1.1	Configuration quadrupolaire de champ magnétique	5
	1.1.2	Guidage magnétique d'un jet atomique ultra-froid	9
1.2	De l	injection pulsée de paquets atomiques à l'obtention d'un	
	jet o	continu	12
	1.2.1	Pourquoi une injection pulsée?	12
	1.2.2	Formation de paquets atomiques ultra-froids	12
	1.2.3	Technique d'injection dans le guide magnétique	13
1.3	Cara	actérisation du jet atomique	16
	1.3.1	Mesure de la densité linéique d'atomes et du flux dans le guide	16
	1.3.2	Mesure de la température transverse du jet	17
1.4	Évaj	poration par cycles discrets et gain d'un facteur 10 dans	
	l'esp	oace des phases à une particule	24
	1.4.1	Rethermalisation du jet après une zone de filtrage radio-fréquence .	24
	1.4.2	Gain d'un facteur 10 dans l'espace des phases à une particule $\ . \ .$	27
1.5	Con	clusion	30
	1.5.1	Difficultés inhérentes à l'évaporation forcée d'un jet atomique guidé	30
	1.5.2	Nécessité de développer de nouveaux outils	30

Les deux premières parties de cette thèse auront pour objet l'étude du comportement d'ensembles atomiques se propageant dans un guide magnétique. Ce chapitre a pour but d'introduire les concepts qui vont servir de support aux différentes analyses liées au guidage magnétique. Nous y présenterons notamment le dispositif expérimental tel qu'il était à mon arrivée dans l'équipe de David Guéry-Odelin. L'étude du jet atomique guidé magnétiquement avait alors déjà montré que le taux de collisions élastiques était suffisant pour pouvoir mettre en œuvre le refroidissement par évaporation forcée. La plupart des thèmes abordés dans ce chapitre font l'objet d'une présentation détaillée dans la thèse de Thierry Lahaye [22] à laquelle il sera donc régulièrement fait référence. Les concepts que j'ai eus à manipuler et les résultats importants obtenus lors de ma première année de thèse seront rappelés.

Dans ce chapitre, nous allons décrire la configuration magnétique choisie pour réaliser le guidage d'atomes sur notre dispositif expérimental. Le principe d'obtention d'un jet atomique guidé magnétiquement ultra froid et intense sera ensuite détaillé. Nous aborderons la description du processus d'évaporation forcée, après avoir étudié les différentes manières de caractériser le jet.

1.1 Piégeage dans un guide magnétique quadrupolaire

L'élément le plus caractéristique du dispositif expérimental, qui a servi de support à ma première année de thèse, est un guide magnétique d'une longueur $L_{\rm g} = 4,5$ m. Le guidage d'atomes neutres le long de structures filiformes parcourues par des courants est un domaine qui s'est fortement développé depuis une dizaine d'années [43, 21, 7, 47, 41]. Cette section vise à décrire la configuration utilisée pour mener à bien le guidage d'un jet atomique ultra-froid et intense.

1.1.1 Configuration quadrupolaire de champ magnétique

La configuration qui à été choisie sur notre dispositif expérimental pour guider magnétiquement les atomes de 87 Rb est celle d'un champ magnétique quadrupolaire [16] créé par quatre tubes de cuivre parallèles parcourus par des courants deux à deux opposés dans la configuration représentée sur la Figure 1.1.

L'expression du champ magnétique créé par un tel système au voisinage de l'axe z s'exprime aisément :

$$\overrightarrow{B}(x,y,z) = \begin{pmatrix} -b' x \\ b' y \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad b' \equiv \frac{4 \,\mu_0}{\pi \,a^2} \,I, \tag{1.1}$$

où b' est le gradient transverse de champ magnétique au voisinage de l'axe z et a est l'espacement entre deux tubes adjacents. Cette expression est le résultat d'un développement limité à l'ordre 1 en x et y de la somme des contributions des champs magnétiques produits par les 4 tubes ¹.

- Application numérique

Gradient transverse obtenu sur notre dispositif expérimental

Calculons le gradient b':

- Le courant I dans les tubes de cuivre du guide magnétique peut monter jusqu'à une valeur de 400 A. La puissance dissipée par effet joule est alors de quelques kilowatts. C'est pourquoi nous utilisons un système de refroidissement à eau. Celle-ci circule dans les tubes. On se reportera à la thèse de T. Lahaye [22] pour avoir des détails sur les contraintes techniques liées à la mise en œuvre de ce guide magnétique dans un environnement ultra-vide.
- L'espacement entre deux tubes adjacents est a = 8 mm

En utilisant le courant $I=400~\mathrm{A}$ maximal, le gradient transverse de champ magnétique vaut

b' = 1 kG/cm.

Pour comparaison, cette valeur est près de 10 fois supérieure à celles obtenues typiquement dans des pièges de Ioffe-Pritchard pour les expériences de condensation de Bose-Einstein.

^{1.} L'utilisation de cette expression approchée du champ magnétique conduit à faire une erreur inférieure à 0,5% sur le module du champ pour une distance à l'axe typique de $\frac{a}{4}$. C'est donc une très bonne approximation.



(a) : Photographie représentant le guide magnétique. Il est placé dans un tube de verre à l'intérieur duquel règne un vide poussé. On distingue l'une des pièces en céramique qui permet de maintenir les tubes de cuivre en position.

(b) : Coupe dans le plan (x, y) perpendiculaire à l'axe du guide représentant le positionnement des tubes ainsi que quelques lignes de champ magnétique. L'espacement entre deux tubes adjacents est noté a, et le courant qui les traverse est noté I.

(c) : Schéma à l'échelle 3 sur lequel sont représentées des équipotentielles (c'est-à-dire des lignes suivant les quelles le module du champ magnétique est constant). Sur tout l'axe z, normal au plan de la figure, le module du champ s'annule.

Confinement linéaire

Pour la configuration décrite ci-dessus, le potentiel auquel sont soumis les atomes dans le guide magnétique est :

$$U_{\text{lin}}(x, y, z) = \mu \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$$

= $\mu b' \sqrt{x^2 + y^2}$,

que nous pourrons aussi mettre sous la forme :

$$U_{\rm lin}(r) = \mu \, b' \, r \tag{1.2}$$

où $r \equiv \sqrt{x^2 + y^2}$ est la distance à l'axe z. Ce potentiel sera qualifié de linéaire.

Confinement hyperbolique

Comme nous l'avons mentionné dans la section ??, le phénomène de pertes par retournement de spin est présent dans les zones de faible champ magnétique. Or le confinement linéaire dont il est question ci-dessus possède l'inconvénient d'avoir un champ nul sur tout l'axe z. Afin de s'affranchir de ce défaut, il suffit de superposer un champ magnétique uniforme $\vec{B} = B_0 \vec{e_z}$ suivant l'axe z du guide magnétique. Ce champ sera qualifié de *longitudinal*.

L'expression du potentiel devient alors :

$$U_{\text{hyp}}(x, y, z) = \mu \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$$
$$= \mu \sqrt{b'^2 (x^2 + y^2) + B_0^2},$$

que nous pourrons aussi mettre sous la forme :

$$U_{\rm hyp}(r) = \mu \sqrt{b'^2 r^2 + B_0^2},$$
 (1.3)

qui est de forme hyperbolique et présente l'avantage de n'avoir aucune zone de champ magnétique nul puisque celui-ci prend pour valeur minimale B_0 sur l'axe z.

En revanche, le piégeage est moins confinant que dans le cas linéaire. Cela se traduit de manière géométrique par un fond de potentiel plus "mou". Mathématiquement, l'expression de la force de rappel radiale, $-dU_{hyp}(r)/dr$ peut se mettre sous la forme :

$$F(r) \equiv -\frac{\mathrm{d}U_{\mathrm{hyp}}(r)}{\mathrm{d}r} = -\mu \, b' \, \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{B_0^2}{{h'}^2 \, r^2}}} \, .$$

La force de rappel est donc clairement moins intense (à cause du dénominateur strictement supérieur à 1) que dans le cas linéaire $\left(-\frac{dU_{\text{lin}}(r)}{dr} = -\mu b'\right)$ et tend même vers 0 au voisinage de l'axe z.





Chapitre 1. Vue d'ensemble du dispositif expérimental, évaporation d'un jet atomique guidé magnétiquement

Application numérique

Quelle valeur prendre pour B_0 ?

La superposition d'un champ magnétique longitudinal à pour effet secondaire indésirable de rendre le potentiel moins confinant. Nous devons donc utiliser une valeur de B_0 la plus petite possible, mais qui soit compatible avec de faibles pertes par retournement de spin. D'après la remarque page ??, les variations du champ magnétique vu par les atomes le long de leurs trajectoires doivent rester "lentes" devant l'échelle de temps définie par la précession de Larmor. Or :

- Nous verrons plus loin que les fréquences angulaires d'oscillation ω autour de l'axe z du guide sont de l'ordre du kHz. C'est cette fréquence qui donne l'ordre de grandeur des taux de variation du champ vu par un atome.
- La fréquence de Larmor $\omega_{\rm L}$ est d'environ 1 MHz/G

Afin d'assurer l'inégalité $\omega_{\rm L} \gg \omega$, un champ B_0 de quelques centièmes de Gauss est suffisant. Cependant, on ne peut pas utiliser de si faibles valeurs car l'environnement du laboratoire est inondé d'ondes radio basses fréquences parasites qui pourraient alors induire des pertes par retournement de spin [49]. En pratique, nous utilisons typiquement

 $B_0 = 0, 5 \text{ G}$.

Comportement asymptotique du potentiel hyperbolique

La superposition du champ longitudinal B_0 a pour conséquence de "déformer" le potentiel linéaire $U_{\text{lin}}(r)$ dont il est question plus haut. Cette déformation intervient en fait de manière notable dans les zones de faible champ magnétique ($|\vec{B}| \leq B_0$). Ceci nous permet de définir une distance à l'axe caractéristique \hat{R} , au delà de laquelle le potentiel linéaire est peu déformé :

$$\widehat{R} \equiv \frac{B_0}{b'}.$$

Ainsi, si nous considérons le potentiel hyperbolique $U_{\text{hyp}}(r)$ pour des distances à l'axe $r \gg \hat{R}$, celui-ci est "*comme le potentiel linéaire*". D'après l'expression 1.2, cette distance \hat{R} définit une énergie \hat{U} :

$$\widehat{U} \equiv \mu \, b' \, \widehat{R} = \mu \, B_0,$$

qui correspond à une plage caractéristique d'énergie sur laquelle le potentiel linéaire a été déformé. Donc, si les atomes du jet possèdent une énergie thermique $k_{\rm B}T$ suffisante (grande devant \hat{U}), ils vont explorer une plage de distances $r \gg \hat{R}$ et le potentiel "vu" par les atomes sera essentiellement linéaire.

Ainsi, il sera utile pour la suite de considérer le paramètre sans dimension α défini par :

$$\alpha \equiv \frac{\dot{U}}{k_{\rm B}T} = \frac{\mu B_0}{k_{\rm B}T} \,. \tag{1.4}$$

- α caractérise comme on le voit sur la figure 1.2 le confinement tel qu'il est "vu" par les atomes :
 - Si $\alpha \ll 1$, cela signifie que les atomes ont assez d'énergie thermique pour explorer essentiellement la plage linéaire du potentiel. On pourra donc considérer que :

$$U_{\rm hvp}(r) \approx \mu \, b' \, r$$

− Si $\alpha \gg 1$, les atomes n'explorent que le fond du potentiel hyperbolique, dans une zone sur laquelle nous pouvons effectuer un développement limité de $U_{\rm hyp}(r)$ autour de r = 0. On pourra donc considérer que :

$$U_{\rm hyp}(r) \approx \frac{1}{2} m \,\omega^2 \, r^2 + {\rm const}, \qquad {\rm avec} \qquad \omega \equiv \sqrt{\frac{\mu \, b'^2}{m \, B_0}} \,.$$



FIGURE 1.2 – Représentation schématique du potentiel de piégeage transverse. Si la température du jet atomique est élevée (i. e. : $k_{\rm B}T \gg \mu B_0$), le potentiel hyperbolique peut être considéré comme étant essentiellement linéaire. Si à l'inverse sa température est faible (i. e. : $k_{\rm B}T \ll \mu B_0$), les atomes explorent essentiellement le fond du potentiel, que l'on peut alors considérer comme étant harmonique.

Application numérique

Pour des conditions typiques de notre expérience, le jet atomique possède une température d'environ 600 μ K. Pour une valeur de champ longitudinal $B_0 = 0, 5$ G, nous calculons la paramètre $\alpha \approx 0, 03$. Ceci traduit le fait que le jet est soumis à un potentiel de piégeage transverse essentiellement linéaire.

1.1.2 Guidage magnétique d'un jet atomique ultra-froid

Dans la sous-section précédente nous avons décrit le potentiel $U_{hyp}(r)$ auquel sont soumis les atomes de ⁸⁷Rb dans le guide magnétique. Nous voulons maintenant discuter des caractéristiques

d'un jet atomique piégé dans ce guide. Pour ce faire, nous allons considérer ici un jet confiné radialement par le potentiel $U_{hyp}(r)$. L'ensemble d'atomes constituant ce jet sera supposé à l'équilibre thermodynamique dans le guide magnétique. De plus, nous ne considèrerons que le cas de jets supersoniques dont la vitesse moyenne $\overline{v_z}$ est plusieurs fois supérieure à sa dispersion de vitesse longitudinale Δv_z . Ce cette manière, on s'assure que tous les atomes possèdent une vitesse $v_z > 0$ suivant l'axe z du guide magnétique (on parle alors d'un jet monocinétique suivant l'axe z). En pratique, nous choisissons d'avoir :

$$\overline{v_z} \ge 3 \, \Delta v_z$$
 .

Paramètres décrivant le jet atomique

Le problème étant considéré comme invariant par translation suivant l'axe z, les seuls paramètres qui décrivent le jet atomique confiné dans le potentiel hyperbolique $U_{hyp}(r)$ sont :

les paramètres du jet :

- sa vitesse moyenne $\overline{v_z}$,

- son flux atomique Φ ,
- sa température T d'équilibre dans le référentiel en mouvement à la vitesse $\overline{v_z}$,

et les paramètres du confinement transverse :

– le gradient transverse b' de champ magnétique,

– le champ longitudinal B_0 , ou de manière équivalente, le paramètre α qui donne la forme du potentiel hyperbolique pour une température donnée.

Les 5 paramètres $(\overline{v_z}, \Phi, T, b', \alpha)$, relatifs à un jet à l'équilibre thermodynamique, permettent d'exprimer toutes les autres grandeurs physiques importantes qui doivent être prises en compte pour l'étude du refroidissement par évaporation :

– la densité atomique n(r) du jet. Sa valeur maximale, sur l'axe z du guide, sera notée n_0 ,

- la densité dans l'espace des phases à une particule $\rho(r)$ dont la valeur sur l'axe du guide est noté ρ_0 ,
- le taux de collisions élastiques moyen par atome γ_c au sein du jet.
- le nombre de collisions élastiques moyen par atome $N_{\rm col}$ tout au long de la propagation dans le guide magnétique.
- l'énergie mécanique moyenne $\langle E \rangle$ d'un atome du jet.

Nous donnons ici l'expression de chacune de ces grandeurs :

$$n_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{1+\alpha} \frac{\Phi}{v_z} \left(\frac{\mu \, b'}{k_{\rm B} \, T}\right)^2 \,, \tag{1.5}$$

$$\rho_0 \equiv n_0 \,\lambda_{\rm dB}{}^3 = \frac{1}{2\,\pi} \,\frac{1}{1+\alpha} \,\frac{\Phi}{\overline{v_z}} \,\left(\frac{\mu \,b'}{k_{\rm B} \,T}\right)^2 \,\frac{h^3}{(2\,\pi \,m_{\rm Rb} \,k_{\rm B} \,T)^{3/2}}\,,\tag{1.6}$$

$$\gamma_{\rm c} = \frac{\sigma}{2 \pi^{3/2}} \frac{1+2\alpha}{(1+\alpha)^2} \frac{\Phi}{\overline{v_z}} \left(\frac{\mu \, b'}{k_{\rm B} \, T}\right)^2 \sqrt{\frac{k_{\rm B} \, T}{m}},\tag{1.7}$$

$$N_{\rm col} \equiv \gamma_{\rm c} \, \frac{L_{\rm g}}{\overline{v_z}} = \frac{\sigma}{2 \, \pi^{3/2}} \, \frac{1+2 \, \alpha}{(1+\alpha)^2} \, \frac{\Phi \, L_{\rm g}}{\overline{v_z}^2} \, \left(\frac{\mu \, b'}{k_{\rm B} \, T}\right)^2 \, \sqrt{\frac{k_{\rm B} \, T}{m}} \,, \tag{1.8}$$

$$\langle E \rangle = k_{\rm B} T \frac{2+\alpha}{1+\alpha} \,. \tag{1.9}$$

Dans cette dernière expression, l'énergie potentielle est prise comme étant nulle au fond du piège (en r = 0) et σ est la section efficace de collision dans l'onde s (supposée indépendante de l'énergie cinétique des atomes).

Notons que les lois d'échelles pour un confinement donné permettent de mieux comprendre l'évolution des propriétés du jet atomique guidé en fonction des paramètres $(\overline{v_z}, \Phi, T)$ que nous pouvons faire varier dynamiquement (voir la section 1.4 page 24). Nous envisageons en fait les deux cas limites : $\alpha \ll 1$ (le potentiel ressenti par les atomes est essentiellement linéaire); $\alpha \gg 1$ (le potentiel ressenti par les atomes est essentiellement harmonique).

		$\alpha \ll 1$	$\alpha \gg 1$
n_0	\propto	$\frac{\Phi}{\overline{v_z}T^2}$	$\frac{\Phi}{\overline{v_z} T}$
$ ho_0$	\propto	$\frac{\tilde{\Phi}}{\overline{v_{-}}T^{\frac{7}{2}}}$	$\frac{\tilde{\Phi}}{\overline{v_{-}}T^{\frac{5}{2}}}$
$\gamma_{ m c}$	\propto	$\frac{\Phi}{-\pi^3}$	Φ
N ,	\propto	$\frac{\overline{v_z} T^{\overline{2}}}{\Phi}$	$v_z \sqrt{T}$ Φ
$\langle E \rangle$	=	$\frac{\overline{v_z}^2 T^{\frac{3}{2}}}{2 k_{\rm P} T}$	$\overline{v_z}^2 \sqrt{T}$ $k_{\rm P} T$
		- <i>N</i> B -	~D 1

1.2 De l'injection pulsée de paquets atomiques à l'obtention d'un jet continu

Cette section présente la technique utilisée pour produire un jet atomique ultra-froid et intense dans le guide magnétique.

1.2.1 Pourquoi une injection pulsée?

L'équipe de David Guéry-Odelin, dans laquelle j'ai effectué ma thèse, est la première à avoir réalisé le guidage d'un jet d'atomes froids [6]. Deux techniques expérimentales différentes ont été mises au point afin de produire ce jet en couplant les atomes d'un piège magnéto-optique à un guide magnétique.

- La première consiste à *injecter en continu* les atomes du piège magnéto-optique. Pour ce faire, le piégeage magnéto-optique est réalisé uniquement suivant les deux directions transverses. Suivant l'axe du guide, les atomes *fuient* vers l'entrée du guide grâce une technique de mélasse mouvante. Notons que, l'injection étant continue, il n'est pas possible de modifier dynamiquement les paramètres du piège magnéto-optique.
- La deuxième repose sur l'injection pulsée de paquets atomiques. La dispersion de vitesse longitudinale des paquets atomiques se propageant dans le guide induit un étalement suivant l'axe du guide magnétique. Le recouvrement des ces paquets permet ainsi la formation d'un jet atomique continu, après une distance de propagation de typiquement 50 cm.

Ces deux méthodes d'injection donnaient alors des performances similaires en terme de flux ($\approx 3 \cdot 10^8 \text{ at/s}$) du jet atomique. En revanche, sa température était dix fois inférieure en utilisant la deuxième technique ($\approx 100 \ \mu\text{K}$) [39]. Cela est principalement dû à deux raisons :

- Le contrôle dynamique des paramètres du piège magnéto-optique permet de combiner un très bon taux de capture, suivi d'un refroidissement très efficace par une technique de mélasse optique (se reporter à la section ?? page ? ?).
- La présence en continu d'un piège magnéto-optique diffuse de la lumière sur la transition "repompeur", qui détruit partiellement les atomes déjà injectés dans le guide (ceux-ci sont en effet préparés dans l'état $|F = 1\rangle$). L'injection pulsée permet quant à elle, après l'injection, de laisser chaque paquet s'éloigner dans le guide avant de charger le paquet suivant. En conséquence, le flux atomique moyen est plus important².

1.2.2 Formation de paquets atomiques ultra-froids

Nous rappelons ici brièvement les choix retenus pour une alimentation optimale du piège magnéto-optique. La figure 1.3 montre une vue d'ensemble du dispositif expérimental. Les différents éléments qui le constituent sont détaillés dans le chapitre 2 de la thèse de T. Lahaye [22]. Nous donnerons donc simplement les paramètres importants qui caractérisent les principales parties de notre dispositif expérimental :

Un four à recirculation³ dont la conception est inspirée de [3] fournit un jet collimaté

^{2.} Le flux atomique est, dans le cas de l'injection pulsée, une fonction croissante de la distance entre deux paquets successifs : plus la distance qui sépare le "paquet n - 1" du piège magnéto-optique chargeant le "paquet n" est grande, moins la lumière "repompeur" affectera le paquet n - 1.

^{3.} La dénomination de "four" provient du fait qu'un échantillons de rubidium solide est chauffé (à typiquement 100 - 150 °C), et ce afin d'augmenter sa pression de vapeur saturante. Le four est ainsi empli d'une vapeur de rubidium, qui s'échappe dans le système à ultra-vide en passant à travers deux petits orifices alignés, produisant un jet collimaté. La dénomination de "four à recirculation" provient du fait que la géométrie du four permet de

d'atomes de $^{87}\rm{Rb}$ avec un flux d'environ $2\cdot10^{12}$ at/s et à une vitesse moyenne de l'ordre de 400 m/s.

- Un ralentisseur à effet Zeeman [33, 36, 35] d'un mètre de long ralentit 10% des atomes provenant du four à une vitesse moyenne de l'ordre de 10 m/s. Le flux obtenu, d'environ $2 \cdot 10^{11}$ at/s, fait de ce ralentisseur à effet Zeeman l'un des plus performants au monde.
- Un piège magnéto-optique de géométrie allongée capture une partie des atomes ralentis par le ralentisseur à effet Zeeman. Le taux de capture est d'environ $2 \cdot 10^{10}$ at/s, et le nombre d'atomes sature rapidement (≈ 1 s) à environ 10^{10} atomes. Notons que ce taux de chargement est nettement supérieur à ceux observés dans les expériences "typiques" de condensation de Bose-Einstein.

Grâce à ce dispositif expérimental, il nous est ainsi possible de produire un paquet atomique contenant typiquement $N_{\rm p} = 2 \cdot 10^9$ atomes en 100 ms.

La température d'un tel paquet atomique capturé dans le piège magnéto-optique dépend de plusieurs facteurs (désaccord des lasers, nombre d'atomes, gradient de champ magnétique,...), mais ce situe typiquement dans la plage $100 - 300 \ \mu\text{K}$. Une phase de mélasse optique permet d'obtenir une température d'environ $20 - 50 \ \mu\text{K}$.

1.2.3 Technique d'injection dans le guide magnétique

Le couplage des atomes du piège magnéto-optique dans le guide magnétique est une étape délicate. De manière à mettre en mouvement le paquet atomique, nous utilisons une technique de *mélasse mouvante*, qui fut initialement développée dans le contexte des horloges atomiques à fontaine d'atome froids [4]. La mise en œuvre de cette technique dans le dispositif expérimental, ainsi que les détails relatif au pompage optique des atomes dans l'état piégé $|F = 1, m_F = -1\rangle$ et au guidage des paquets *vers l'entrée* du guide magnétique, sont détaillés dans [22]. Nous nous contenterons ici de mentionner les quatre étapes de notre séquence expérimentale qui est répétée environ 5 fois par seconde :

- 1. Capture dans le piège magnéto-optique pendant 100 ms d'atomes issus du ralentisseur à effet Zeeman, les lasers du piège magnéto-optique sont désaccordés de $\delta = -3\Gamma$. Les gradients de champ magnétique valent typiquement 5 G/cm transversalement et 0, 5 G/cm suivant l'axe longitudinal.
- 2. Mélasse optique mouvante de 3 ms. Le désaccord des lasers est alors
 - gardé constant à $\delta = -3\Gamma$ pendant 1,5 ms,
 - puis augmenté linéairement jusqu'à $\delta = -12\,\Gamma$ en 1,5 ms.
- 3. Pompage optique (pendant 0, 7 ms) dans le sous-niveau Zeeman $|5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = -1\rangle$.
- 4. Pré-guidage magnétique du paquet atomique pendant environ 100 ms. Cette phase consiste à prévenir l'expansion transverse ainsi que la chute libre du paquet avant son arrivée dans le guide dont l'entrée est située à 5 cm du piège magnéto-optique. En pratique, un gradient transverse de champ magnétique d'environ 100 G/cm est produit par les bobines du piège magnéto-optique.

récupérer automatiquement une partie du rubidium qui ne sert pas à produire le jet. Ceci permet d'augmenter considérablement la durée d'utilisation du four.



L'optimisation de cette procédure lors de la première année de ma thèse a permis de produire un jet atomique guidé dont les caractéristiques ($\overline{v_z}, \Phi, T$) sont : $-\overline{v_z} = 60 \text{ cm/s}$ (voir la remarque ci-dessous), $-\Phi = 7 \cdot 10^9 \text{ at/s}$, $-T = 600 \mu \text{K}$.

Ces paramètres sont obtenus pour un confinement caractérisé par un gradient de champ magnétique transverse b' = 800 G/cm et un champ uniforme longitudinal $B_0 = 0, 5 \text{ G}$. Le paramètre $\alpha = \frac{\mu B_0}{k_{\rm B}T}$ vaut dans ces conditions $\alpha = 0,025$, traduisant le fait que le jet est soumis à un potentiel de piégeage transverse essentiellement linéaire.

Application numérique

Calculons, grâce aux expressions 1.5 à 1.7 page 11, les autres caractéristiques du jet pour les valeurs énoncé ci-dessus :

– densité atomique sur l'axe z : $n_0=3,6\cdot 10^{10}~{\rm at/cm^3},$

- densité dans l'espace des phases à une particule sur l'axe $z : \rho_0 = 1, 7 \cdot 10^{-8}$,
- $-\gamma_{\rm c} = 3,6$ collisions par seconde et par atome.
- $-N_{\rm col} \approx 20$ collisions tout au long de la propagation dans le guide magnétique.

Remarque

Notons que la vitesse d'injection des paquets atomiques est $v_{inj} = 90 \text{ cm/s}$. La vitesse du jet $\overline{v_z} = 60 \text{ cm/s}$ est obtenue par la mise en place d'une section pentue dans le guide magnétique. On peut se demander que lest l'avantage à effectuer cette procédure de ralentissement sachant qu'il est techniquement possible de communiquer une vitesse initiale $v_{inj} = 60 \text{ cm/s}$ aux paquets.

La raison en est, comme nous l'avons évoqué précédemment, que le flux atomique est d'autant plus élevé que la distance qui sépare un paquet injecté du piège magnéto-optique chargeant le paquet suivant est grande (à cause de la lumière "repompeur" diffusée par le piège magnéto-optique). Le fait d'injecter les paquets à une vitesse relativement élevée permet d'augmenter cette distance (pour un taux de répétition donné), et donc d'augmenter le flux atomique.

En revanche, les expressions 1.5 à 1.7 page 11, montrent que nous avons tout intérêt à disposer d'un jet le plus lent possible. La procédure de ralentissement est donc un moyen de combiner un flux élevé à une vitesse faible. Sur notre dispositif expérimental, nous avons mis en place un dénivelé de 22 mm sur le premier 1, 7 cm du guide magnétique (voir la figure 1.10 page 28).

1.3 Caractérisation du jet atomique

Cette section décrit les différentes techniques qui nous permettent de caractériser le jet atomique guidé produit grâce à notre dispositif expérimental. Nous avons vu dans la section 1.1.2 que les trois paramètres importants qui caractérisent le jet sont sa vitesse moyenne $\overline{v_z}$, son flux atomique Φ , et sa température T.

La vitesse du jet est a priori connue puisque la vitesse d'injection v_{inj} est imposée de manière contrôlée lors de la phase de mélasse mouvante. Connaissant le dénivelé H de la section pentue, nous pouvons calculer la vitesse du jet.⁴ Connaissant la vitesse moyenne du jet, le flux atomique se déduit d'une mesure précise de la densité linéique d'atomes.

Dans cette section, nous allons aborder le problème de la mesure de la densité atomique, puis nous détaillerons le protocole de mesure de la température du jet atomique.

1.3.1 Mesure de la densité linéique d'atomes et du flux dans le guide

La technique utilisée pour effectuer les mesures de densité linéique d'atomes dans le guide magnétique repose sur l'absorption d'un faisceau laser coupant la trajectoire du jet atomique.

Mesure d'absorption sur une transition cyclante

Une possibilité envisagée alors est de réaliser l'absorption du faisceau laser dont la fréquence est verrouillée sur la la transition cyclante $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \longrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$. Cette technique⁵ souffre d'un inconvénient majeur : celui d'être très sensible au désaccord en fréquence du laser par rapport à la résonance. Or, les gradients de champ magnétique sont très importants dans la région où les atomes sont confinés. Ceci implique un élargissement inhomogène de la raie spectrale due à l'effet Zeeman.

Application numérique

Élargissement inhomogène par effet Zeeman

Évaluons l'importance de cet élargissement pour un jet atomique typique confiné dans le guide magnétique, sachant que :

- la température du jet peut typiquement atteindre 500 μ K. Ce qui correspond à une extension transverse R dans le guide de l'ordre du millimètre.
- le gradient transverse b' de champ magnétique pouvant atteindre 1 kG/cm, le module du champ "exploré" par les atomes du jet varie sur une plage ΔB de l'ordre de Rb' = 100 G.

Ainsi, l'effet Zeeman correspondant implique un élargissement inhomogène $\Delta\nu$ défini par

$$\Delta \nu = \frac{\mu \Delta B}{2 \pi \hbar} \approx 70 \text{ MHz}$$

Cette valeur est à comparer avec la largeur spectrale d'un laser verrouillé en fréquence sur la transition cyclante, typiquement inférieure au MHz. Il est donc hors de question de négliger cet

^{4.} Nous pouvons aussi mesurer expérimentalement la vitesse du jet atomique en utilisant une technique de "temps de vol longitudinal" [22].

^{5.} une technique qui rappelle d'ailleurs l'imagerie par absorption habituellement utilisée pour des nuages d'atomes. De manière à fonctionner correctement, il faut superposer au laser excitant la transition cyclante un laser "repompeur".

effet. Même avec une température de jet atomique dix fois inférieure à la valeur considérée ici, négliger l'élargissement dû au gradient de champ magnétique se traduirait par une mesure erronée du nombre d'atomes participant à l'absorption du faisceau.

Mesure d'absorption sur une transition ouverte

Au lieu d'utiliser la transition cyclante, nous étudions l'absorption du jet atomique sur la transition ouverte $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \longrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 2\rangle$. C'est cette transition qui est habituellement utilisée pour "repomper" les atomes dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ dans un piège magnéto-optique.

La probabilité qu'a un atome d'absorber un photon sur cette transition dépend certes du désaccord du laser, et donc de l'élargissement inhomogène dû au gradient de champ magnétique. Cependant, le caractère ouvert de cette transition confère à cette méthode une grande robustesse. Un atome préparé dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ et excité sur cette transition ouverte, ne peut absorber, en moyenne, que 2 photons avant de tomber dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$, état qui n'est plus sensible à la lumière du laser sonde (voir la sous-section 5.3.4).

En pratique, la fréquence du laser sonde est balayée 70 fois par seconde autour de la transition $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \longrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 2\rangle$ sur une plage d'environ 1 GHz. L'absorption du faisceau est mesurée par une photodiode et on observe un pic d'absorption au moment où la fréquence du laser passe à résonance. La mesure de l'aire du pic d'absorption permet de déterminer le nombre d'atomes qui se trouvent dans le faisceau laser à ce moment précis (2 photons absorbés par atome en moyenne).

Ci-contre, nous représentons de manière schématique le faisceau sonde coupant le jet ainsi que l'ombre portée au moment de l'absorption. Le jet atomique étant transversalement plus petit que le faisceau du laser sonde, le nombre N d'atomes qui participent à l'absorption est déterminé par le diamètre D du faisceau. D correspond en effet à la longueur sur laquelle le jet est éclairé. Nous pouvons donc déduire la densité linéique d'atomes :

$$n_z = \frac{N}{D} \,.$$



Cette technique, contrairement à la détection sur la transition cyclante, s'avère très peu sensible au gradient de champ magnétique du guide.

1.3.2 Mesure de la température transverse du jet

Commençons par définir la température transverse, notée T_{\perp} , qui correspond à l'énergie thermique distribuée sur les degrés de liberté perpendiculaires à l'axe du guide magnétique. Il est en effet important de différencier T_{\perp} de la température T à partir du moment où nous voulons étudier les propriétés d'un jet mis hors d'équilibre thermodynamique.

La mesure de température transverse du jet atomique relève d'une technique de spectroscopie radio-fréquence originale développée, avant que je ne débute ma thèse, par David Guéry-Odelin⁶. La description détaillée de celle-ci fait l'objet du chapitre 3 de la thèse de T. Lahaye [22]. Nous allons ici rappeler le principe de cette méthode.

^{6.} Cette technique a d'ailleurs depuis été adaptée dans d'autres groupes afin d'analyser des condensats de Bose-Einstein [11]).

Principe de la méthode : le filtrage spatial sélectif

En présence d'un champ magnétique, et à l'aide d'une onde radio fréquence, il est possible d'induire des transitions atomiques entre sous-niveaux Zeeman. Pour un nuage d'atomes immergés dans un champ magnétique uniforme de module B, on peut exprimer la fréquence $\nu_{\rm rf}$ de l'onde nécessaire pour effectuer cette transition :

$$\nu_{\rm rf}(B) = \frac{\mu B}{2\pi\hbar}.\tag{1.10}$$

Dans le cas d'un nuage piégé magnétiquement, le champ magnétique n'est pas uniforme sur toute l'extension du nuage. Nous sommes donc en présence d'un élargissement inhomogène de la transition. Ainsi, pour une fréquence $\nu_{\rm rf}$ donnée, seuls certains atomes vérifieront la condition 1.10 et pourront effectuer la transition $|F = 1, m_F = -1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0, +1\rangle$, passant d'un état magnétiquement piégé, à un état non-piégé (voir la ??). La figure 1.4 montre de manière



FIGURE 1.4 – Représentation schématique des transitions entre sous-niveaux Zeeman pour des atomes soumis à une onde radio-fréquence. La situation considérée ici est celle correspondant au potentiel de piégeage magnétique à symétrie cylindrique décrit dans la ??. Les atomes, initialement dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$, peuvent effectuer une transition stimulée vers un état non-piégé. Ceci ne peut toutefois se produire qu'à la condition de vérifier la relation de résonance $h \nu_{\rm rf} = U_{\rm hyp}(x)$. La fréquence $\nu_{\rm rf}$ définit ainsi un cylindre de rayon $R(\nu_{\rm rf})$ à la surface duquel les atomes deviennent non-piégés et sont perdus. La radio-fréquence correspondant à un cylindre de rayon nul est notée ν_0 sur le schéma.

schématique que dans le cas du confinement $U_{\rm hyp}(r)$ imposé par notre guide magnétique, une fréquence donnée $\nu_{\rm rf}$ va correspondre à certains atomes, situés à une distance $R(\nu_{\rm rf})$ de l'axe du guide magnétique.

La fréquence $\nu_{\rm rf}$ définit ainsi un cylindre de rayon $r = R(\nu_{\rm rf})$ à la surface duquel les atomes deviennent non-piégés. La longueur de ce cylindre (suivant l'axe du guide) correspond à la portée $\Delta Z_{\rm ant}$ de l'antenne radio-fréquence suivant l'axe du guide magnétique et vaut typiquement 20 cm dans notre cas (ce point est détaillé dans la section 1.4).

Ceci correspond a un *filtrage spatial sélectif* de certaines classes d'atomes. Le critère permettant de déterminer si un atome va être éliminé ou non du jet est un critère portant sur la trajectoire de cet atome : Si celle-ci coupe la surface du cylindre de rayon $R(\nu_{\rm rf})$ défini par la radio-fréquence, l'atome est éliminé du jet.

La figure 1.5 illustre la sélectivité de ce critère par des exemples de trajectoires atomiques dans le plan (x, y). Notons que le critère de filtrage spatial n'est pas seulement lié à l'énergie mécanique transverse E_{\perp} de l'atome. Il porte en fait sur le couple (E_{\perp}, L_z) , où L_z est le moment cinétique de l'atome autour de l'axe du guide magnétique.



FIGURE 1.5 – Représentation dans le plan transverse (x, y) de trajectoires atomiques typiques dans le potentiel de confinement transverse hyperbolique $U_{\text{hyp}}(x, y)$. La présence d'une radiofréquence ν_{rf} définit un cylindre de rayon $r = R(\nu_{\text{rf}})$. Tout atome traversant la surface de ce cylindre change de sous-niveau Zeeman, et est éliminé du jet. La trajectoire (a) correspond à un atome qui ne sera pas éliminé car l'atome n'atteint jamais le rayon $R(\nu_{\text{rf}})$. La trajectoire (b) sera éliminée puisqu'elle coupe le cylindre de filtrage. Notons qu'un atome ayant la trajectoire (c) ne sera pas éliminé malgré le fait qu'elle corresponde à un atome dont l'énergie mécanique est relativement élevée (l'atome orbite en permanence à l'extérieur du cylindre).

Dans le cas où le jet atomique soumis à l'onde radio-fréquence est à l'équilibre thermodynamique, il est commode d'introduire le *paramètre de filtrage* sans dimension η défini comme suit :

$$\eta \equiv \frac{U_{\rm hyp} \left(R \left(\nu_{\rm rf} \right) \right) - U_{\rm hyp} \left(0 \right)}{k_{\rm B} T_{\perp}} = \frac{h \, \nu_{\rm rf} - \mu \, B_0}{k_{\rm B} T_{\perp}},\tag{1.11}$$

Ce paramètre η est défini par le rapport des deux énergies en jeu lors du filtrage radio-fréquence :

- l'énergie potentielle $U_{\text{hyp}}(R(\nu_{\text{rf}})) U_{\text{hyp}}(0)$ qui correspond à la surface du cylindre de filtrage,
- l'énergie thermique transverse moyenne T_{\perp} des atomes du jet.

Exploitation quantitative d'un spectre de filtrage radio-fréquence

La méthode spectroscopique de détermination de la température transverse repose sur la mesure du flux atomique après une zone de filtrage sélectif induit par une antenne radio-fréquence. La figure 1.6 donne un exemple de courbe obtenue quand, pour un flux incident Φ donné, on mesure le flux Φ' d'atomes qui restent après passage au travers de la zone de filtrage spatial, en fonction de la radio-fréquence $\nu_{\rm rf}$ utilisée pour effectuer le filtrage. La grandeur pertinente à prendre en compte est en fait le rapport des flux :

$$\varphi(\nu_{\rm rf}) \equiv \left. \frac{\Phi'}{\Phi} \right|_{\nu_{\rm rf}} \tag{1.12}$$

On appellera ce type de courbe expérimentale un "spectre de filtrage radio-fréquence," ou plus simplement, "spectre de filtrage ". A partir de ces données, et en connaissant les caractéristiques du confinement, il est possible de déterminer la température transverse d'un jet à l'équilibre thermodynamique.



FIGURE 1.6 – Mesure du rapport des flux atomiques avant, et après filtrage spatial du jet en fonction de la radio-fréquence $\nu_{\rm rf}$ utilisée. Une telle courbe est caractéristique de la distribution transverse (E_{\perp}, L_z) d'un jet atomique à l'équilibre thermodynamique. Pour ces données expérimentale, le potentiel de piégeage transverse est linéaire $(B_0 = 0)$, et le gradient transverse de champ magnétique est b' = 600 G/cm.

...Et de manière plus qualitative...

On comprend le comportement asymptotique de la courbe représentée sur la figure 1.6 page ci-contre :

− pour $\nu_{\rm rf} \rightarrow \nu_0$, c'est-à-dire pour $\eta \rightarrow 0$, le rayon du cylindre de filtrage $R(\nu_{\rm rf}) \rightarrow 0$ est très petit devant l'extension transverse du jet. Les atomes éliminés sont ceux qui passent à proximité immédiate de l'axe du guide magnétique. Le nombre d'atomes concernés est d'autant plus faible que le rayon est petit. Pour un rayon nul, tous les atomes sont conservés et nous avons donc :

$$\varphi(\eta \to 0) = 1 \, .$$

− pour $\nu_{\rm rf} \rightarrow \infty$, c'est-à-dire pour $\eta \rightarrow \infty$, le cylindre de filtrage contient tous les atomes, et aucun ne traverse sa surface. Tous les atomes sont conservés :

$$\varphi(\eta \to \infty) = 1$$
.

– par ailleurs, la largeur de cette courbe est directement liée à la température du jet. En effet, si des atomes sont éliminés sur une large plage de radio-fréquence, cela traduit le fait que les atomes *explorent* une large plage du potentiel magnétique $U_{\rm hyp}$, synonyme d'une température élevée. À l'inverse si les atomes sont éliminés sur une petite plage de fréquence, cela traduit le fait qu'il sont confinés tout près de l'axe : la température est faible.

Le détail des calculs permettant d'exploiter un spectre de filtrage radio-fréquence est donné dans [22] et nous n'en préciserons ici que les points importants. Il n'existe pas d'expression analytique⁷ donnant la fraction d'atomes $\varphi(\eta)$ restant dans le jet en fonction du paramètre η . Cependant, moyennant quelques approximations, il est possible d'aboutir à une expression numérique approchée d'interpolation permettant d'exploiter les données expérimentales d'un spectre de filtrage radio-fréquence.

$$\varphi(\eta, \alpha) = 1 - A \left[1, 7 \eta^{1, 1 - 0, 4 \arctan(3, 6 \alpha)} e^{(-0, 9 \eta)} \right]$$

où la variable $\nu_{\rm rf}$ intervient dans la définition de η , et le paramètre ajustable T_{\perp} apparait dans les expressions de η et α (voir les équations 1.4 et 1.11). A est un paramètre désignant *l'efficacité* de l'antenne radio-fréquence utilisée pour effectuer le filtrage. Nous tenons ainsi compte du fait que, sur les atomes devant être éliminés par la zone de filtrage radio-fréquence, seule une fraction "A" l'est effectivement. Dans la pratique, nous utilisons cette for-



mule pour ajuster les deux paramètres inconnus A et T_{\perp} sur les données expérimentales d'un spectre de filtrage radio-fréquence. La figure ci-contre montre les données de la figure 1.6 ainsi que la fonction d'ajustement qui permet de déterminer la température du jet.

^{7.} Il existe une formule analytique dans le cas $\alpha \ll 1$, c'est-à-dire quand les atomes *voient* un potentiel harmonique bi-dimensionnel (voir la sous-section 1.1.1). La fraction $\varphi(\eta)$ d'atomes restant dans le jet est alors donnée par $\varphi(\eta)|_{\alpha \ll 1} = 1 - \sqrt{\pi \eta} e^{-\eta}$

Chapitre 1. Vue d'ensemble du dispositif expérimental, évaporation d'un jet atomique guidé magnétiquement

Remarque

Précision obtenue grâce à la formule approchée

Une série de simulations numériques Monte-Carlo a montré que cette formule approchée permet de déterminer la température transverse du jet atomique avec une erreur inférieure à 5%, et ce, pour une gamme de valeurs de α allant de 0, 1 à 10.

Mise en œuvre expérimentale

La figure 1.7 décrit de manière schématique la mise en œuvre du protocole de mesure de la température transverse sur le dispositif expérimental. Plus de détails techniques sont fournis dans [22].



FIGURE 1.7 – Mise en œuvre du protocole de mesure de la température transverse. Un synthétiseur fourni une radio-fréquence $\nu_{\rm rf}$. Cette onde est alors amplifiée jusqu'à une puissance de l'ordre du Watt. L'antenne disposée sur le guide magnétique permet de diffuser localement l'onde sur les atomes piégés. Il faut noter que la portée de cette antenne au niveau du guide est d'environ de 20 cm (zone grisée sur le schéma). En aval de l'antenne, c'est-à-dire après le filtrage, nous effectuons une mesure du flux atomique Φ' par la technique décrite dans la soussection 1.3.1.

Comme dit précédemment, la grandeur expérimentalement pertinente est le rapport $\varphi = \Phi'/\Phi$ des flux avant et après la zone de filtrage.

Notons au passage que le lieu physique où la température transverse du jet est mesurée est donné par la position de l'antenne radio-fréquence, et non par la position du laser sonde. En effet, c'est au niveau de l'antenne que se joue le processus de filtrage qui détermine la fraction φ d'atomes qui atteindra le laser sonde.

Limites de la méthode

La méthode spectroscopique de détermination de la température transverse par filtrage radiofréquence est très fiable. Elle n'est toutefois pas utilisable dans tous les cas de figure. De manière à pouvoir l'appliquer, il faut notamment avoir à l'esprit les deux hypothèses importantes implicitement faites pour mener à bien le calcul de la fraction $\varphi(\eta)$ d'atomes restant après une zone de filtrage radio-fréquence :

- 1. les collisions élastiques au sein du jet atomique sont négligées pendant toute la traversée de la zone de filtrage radio-fréquence,
- 2. le rôle de la gravité est négligé.

On comprend bien le rôle de la première hypothèse : si elle n'est pas vérifiée, les collisions vont redistribuer les trajectoires atomiques pendant le filtrage. En conséquence, en plus d'éliminer les atomes vérifiant le critère de filtrage (voir page 19), *certains* atomes ne vérifiant initialement pas ce critère, vont pouvoir changer de trajectoire et finalement être aussi éliminés du jet.

Application numérique

Dans le cas de notre jet atomique, les taux de collisions élastiques γ_c les plus élevés obtenus sont d'environ $\gamma_c \approx 5 \text{ s}^{-1}$. La portée ΔZ_{ant} d'une antenne radio-fréquence est typiquement de 20 cm. Considérons une vitesse du jet typique $\overline{v_z} = 60 \text{ cm/s}$: le nombre de collisions durant la traversée de la zone de filtrage est donc estimé par

$$N_{
m col} = rac{\gamma_{
m c} \, \Delta Z_{
m ant}}{\overline{v_z}} < 2 \text{ collisions} \,.$$

Dans ces conditions, des simulations numériques Monte-Carlo ont montré que cette technique de mesure de température reste très fiable (avec $N_{\rm col} = 12$, la température est surestimée de près de 20%).

La deuxième hypothèse vise à simplifier la modélisation du problème. La force de gravité rompt la symétrie cylindrique du potentiel de piégeage. Le moment cinétique ne peut donc plus être considéré comme étant une constante du mouvement. De plus, la surface du cylindre de filtrage ne correspond plus à une surface équipotentielle. Cette hypothèse est raisonnable dans le cas de notre configuration expérimentale (on se reportera à la référence [22] pour plus de détails).

Application numérique

Comparons la force de gravité à la force de rappel provenant du gradient transverse de champ magnétique. Il s'agit donc de comparer $m_{\rm Rb} g$ à $\mu b'$. Dans le cas du ⁸⁷Rb dans le sous-niveau Zeeman $|F = 1, m_F = -1\rangle$, l'égalité de ces deux forces est obtenue pour un gradient :

$$b' = rac{m_{
m Rb} g}{\mu} pprox 30 \ {
m G/cm} \, .$$

Or dans nos expériences, le gradient transverse de champ magnétique auquel sont soumis les atomes sont typiquement d'un ordre de grandeur supérieur à cette valeur.

1.4 Évaporation par cycles discrets et gain d'un facteur 10 dans l'espace des phases à une particule

Dans la section précédente, nous avons abordé le principe de la mesure de la température transverse du jet atomique par l'exploitation d'un spectre de filtrage radio-fréquence. Fort de connaitre la température du jet grâce à cette technique, il est alors possible d'utiliser le même principe de filtrage spatial sélectif pour éliminer de manière contrôlée certaines classes d'atomes du jet possédant une énergie mécanique transverse élevée. C'est le principe mis en œuvre lors du refroidissement par évaporation forcée d'un nuage atomique (voir la ??).

Une étude détaillée de l'évaporation forcée du jet atomique est menée dans le chapitre 4 de [22] et je ne rappellerai donc ici que les résultats et concepts importants que j'ai eus à manipuler lors de mes deux premières années de thèse.

Afin d'éviter toute confusion, il est important pour la suite de distinguer le filtrage radio-fréquence utilisé dans les deux cas suivant.

- Le cas décrit précédemment de la mesure de température transverse qui exploite la mesure expérimentale d'un spectre de filtrage radio-fréquence. Cela consiste à *mesurer les caractéristiques* d'un jet atomique à l'équilibre thermodynamique. Cette mesure fait intervenir une antenne utilisée à différentes fréquences $\nu_{\rm rf}$, ainsi qu'un laser sonde pour mesurer les variations de flux $\varphi(\nu_{\rm rf})$.
- Le cas décrit dans la suite de l'utilisation d'une zone de filtrage radio-fréquence dans le but précis de *modifier les caractéristiques* du jet atomique par un processus d'évaporation forcée (voir la ??).

Dans toute la suite, et sauf mention contraire, le filtrage radio-fréquence fera référence au deuxième cas.

1.4.1 Rethermalisation du jet après une zone de filtrage radio-fréquence

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés aux variations de flux atomique engendrées par le filtrage de certaines classes de trajectoires atomiques au sein du jet. Cette opération de filtrage est synonyme d'une mise hors d'équilibre thermodynamique. L'étude de la relaxation de ce jet "filtré" vers un nouvel état d'équilibre a été exposé en détail dans [22, 23]. Les prédictions théoriques obtenues reposent simplement sur un bilan d'énergie et de nombre de particules.

- Les caractéristiques du jet à l'équilibre thermodynamique avant le filtrage étant données par les cinq paramètres $(\overline{v_z}, \Phi, T, b', \alpha)$, et l'énergie mécanique moyenne d'une particule y est notée $\langle E \rangle$, le bilan est effectué entre deux instants :
- tout de suite après le filtrage spatial du jet, le flux de particules Φ' ainsi que l'énergie moyenne $\langle E' \rangle$, sont déduits de la manière décrite dans la soussection 1.3.2,
- un temps arbitrairement long après le filtrage, le jet est supposé avoir atteint son nouvel état d'équilibre thermodynamique défini par $(\overline{v_z}, \Phi', T', b', \alpha')$.

La conservation de l'énergie et du nombre de particules pendant le processus de retour vers un nouvel état d'équilibre thermodynamique (grâce aux collisions élastiques) permet alors de déduire la nouvelle température T' du jet atomique.

Il n'existe pas de formulation analytique donnant T' en fonction du paramètre de filtrage η dans le cas d'un confinement transverse hyperbolique⁸. En pratique, une intégration numérique est utilisée pour pouvoir prédire le comportement du jet atomique. Nous montrons dans la figure 1.8 la courbe donnant la variation de température $\frac{T'}{T}$ en fonction du paramètre de filtrage η dans les deux cas asymptotiques $\alpha \gg 1$ (correspondant à un potentiel transverse harmonique) et $\alpha \ll 1$ (correspondant à un potentiel transverse linéaire). Sur cette figure, on constate qu'il est possible



FIGURE 1.8 – Variations relatives T'/T de la température du jet après une zone de filtrage radio-fréquence de paramètre η , et une rethermalisation complète. La courbe est représenté dans les deux cas limites d'un confinement transverse harmonique, $\alpha \gg 1$ (trait plein), et d'un confinement transverse linéaire $\alpha \ll 1$ (trait pointillé). Il est possible de refroidir le jet atomique si η est supérieur à une valeur limite η_{lim} . Le comportement asymptotique de ces courbes est bien compris :

- − pour η ≫ η_{lim}, Les atomes éliminés du jet possèdent une grande énergie mécanique, supérieure à l'énergie moyenne $\langle E \rangle$. L'énergie moyenne par atome $\langle E' \rangle$ après le filtrage est donc plus faible. La nouvelle température d'équilibre est plus faible, $T'/T \lesssim 1$.
- − pour $\eta \ll \eta_{\text{lim}}$ les atomes éliminés possèdent globalement une énergie mécanique inférieure à l'énergie moyenne. L'énergie moyenne par atome augmente donc. La nouvelle température d'équilibre est plus élevée, $T'/T \gtrsim 1$.
- par ailleurs, si le rayon du cylindre de filtrage est nul $(\eta \to 0)$, ou infini $(\eta \to \infty)$, aucun atome n'est éliminé, et la température reste inchangée, T'/T = 1.

de refroidir le jet si η est pris suffisamment grand :

- $-\eta > 0,5$ pour un piégeage transverse harmonique.
- -
 $\eta>1,18$ pour un piégeage transverse linéaire.

Nous devons maintenant nous demander comment varient les deux paramètres cruciaux du jet :

- la densité dans l'espace des phases à une particule ρ_0 sur l'axe z que l'on veut augmenter le plus possible,
- le taux de collisions élastiques γ_c qui doit rester important, voire augmenter. C'est en effet ce paramètre qui détermine la cinétique du retour à l'équilibre ⁹.

^{8.} Comme dans la section 1.3.2, il existe une formule analytique dans le cas $\alpha \ll 1$, c'est-à-dire quand les atomes sont confinés dans un potentiel harmonique bi-dimensionnel. Pour plus de détails, on se reportera à la référence [22].

^{9.} Si γ_c devient très faible, cela veut tout simplement dire que le refroidissement (au sens d'atteindre un nouvel

La figure 1.9 représente les variations attendues ρ_0'/ρ_0 et γ_c'/γ_c de ces deux grandeurs, dans les deux cas limites $\alpha \gg 1$ et $\alpha \ll 1$.



FIGURE 1.9 – Courbes représentant les variations relatives (a) de la densité dans l'espace des phases à une particule ρ_0'/ρ_0 sur l'axe z; (b) du taux de collisions élastiques γ_c'/γ_c après une zone de filtrage radio-fréquence de paramètre η , et une rethermalisation complète. Sont envisagés ici les deux cas limites d'un confinement transverse harmonique, $\alpha \gg 1$ (trait plein), et d'un confinement transverse linéaire $\alpha \ll 1$ (trait pointillé).

Cette figure montre notamment que la densité dans l'espace des phases à une particule augmente si η est choisi suffisamment grand. En revanche, on constate que le taux de collisions élastiques ne peux pas être augmenté dans le cas d'un confinement transverse harmonique¹⁰. Le confinement transverse linéaire semble être beaucoup plus profitable du point de vue du processus d'évaporation forcée. En effet :

- le gain relatif en densité dans l'espace des phases à une particule peut alors atteindre 1,9 contre 1,7 pour un piégeage harmonique;
- ce gain maximum est obtenu pour un paramètre $\eta \approx 2,9$ qui, sur le plan du taux de collisions élastiques, correspond à une augmentation sensible de quelques pour cent. Le piégeage harmonique, lui, implique une diminution d'environ 25% du taux de collisions élastiques si l'on désire obtenir le gain maximal de 1,7 en densité dans l'espace des phases à une particule¹¹.

état d'équilibre thermodynamique) ne se fait qu'au bout d'un temps extrêmement long.

^{10.} En toute rigueur, il est théoriquement possible dans un confinement transverse harmonique, et pour $\eta \approx 7$, d'augmenter le taux de collisions élastiques de quelques 0, 1%. Ce qui n'est en pratique absolument pas exploitable.

^{11.} Dans ces conditions, l'enchainement de 5 zones d'évaporation conduirait théoriquement à une réduction du taux de collisions élastiques d'un facteur 1000.

Remarque

L'impossibilité d'augmenter le taux de collisions élastiques γ_c dans le cas du confinement transverse harmonique est propre au caractère bidimensionnel du confinement. Il est tout à fait possible d'augmenter le taux de collisions élastiques dans un piège harmonique tridimensionnel (tel qu'un piège de Ioffe-Pritchard). Cette limite est un lourd handicap puisqu'elle interdit l'emballement du processus d'évaporation telle qu'elle est décrite dans la ??.

L'utilisation d'un potentiel de confinement transverse linéaire ($\alpha \ll 1$) semble donc souhaitable. Cependant, le paramètre α est déterminé par la température du jet. En atteignant des températures de plus en plus faibles, on finira toujours par avoir $\alpha \gg 1$.

1.4.2 Gain d'un facteur 10 dans l'espace des phases à une particule

Dans la sous-section précédente, la dynamique du retour à l'équilibre thermodynamique via les collisions élastiques entre atomes a été complètement passée sous silence. Or, il s'agit d'un point crucial dans la perspective d'un refroidissement poussé du jet. Le temps nécessaire au jet pour effectuer son retour à un équilibre thermodynamique se formule en termes de nombre moyen $N_{\rm col}$ de collisions élastiques entre atomes. Pour plus d'information, on consultera avec intérêt les références [23, 24]¹².

Nous avons mentionné précédemment qu'une manière d'augmenter le nombre $N_{\rm col}$ de collisions élastiques au sein du jet atomique est de mettre en place une section pentue dans le guide magnétique. Sur notre dispositif expérimental, le nombre de collisions élastiques par atomes atteint $N_{\rm col} = 20$. L'utilisation de plusieurs zones d'évaporation est alors envisageable, dans le but d'obtenir un gain significatif sur la densité dans l'espace des phases à une particule.

Dispositif à 11 zones d'évaporation

Sur notre dispositif expérimental, 11 zones d'évaporation ont été placées le long du guide magnétique. Elles sont réparties tout les 20 cm, sauf sur la section centrale où les éléments de connexion en acier empêchent les ondes radio-fréquence d'atteindre le jet (voir la figure 1.10).

^{12.} On y détaillera un point remarquable, mis initialement en évidence dans [1]: la dynamique du retour à l'équilibre thermodynamique dépend de manière notable de la géométrie du potentiel. Ainsi, dans un potentiel de piégeage transverse linéaire, un jet mis hors d'équilibre par une zone de filtrage radio-fréquence va demander, pour rethermaliser, jusqu'à 2 fois plus de collisions élastiques que dans le cas d'un confinement transverse harmonique.

Remarque

Utilisation d'une antenne micro-onde

Nous avons mis en œuvre une technique d'évaporation *micro-onde* sur notre dispositif expérimental. Celle-ci repose sur le filtrage spatial identique à celui décrit dans la sous-section 1.4.1, mais en utilisant non pas des transitions entre sousniveaux Zeeman, mais des transitions entre sous-niveauxhyperfins. Pour plus de détails, on pourra se reporter à [22]. Mentionnons toutefois les deux avantages de cette technique.

- Trois transitions, $|F = 1, m_F = -1\rangle \longrightarrow |F = 2, m_F = 0, 1, 2\rangle$, sont autorisées. Chacune d'elle correspond, pour une fréquence $\nu_{\rm mo}$ donnée, à trois rayons de cylindre de filtrage différents. L'évaporation en est rendue plus efficace.
- Les micro-ondes (à la différence des ondes radio-fréquence) se propagent bien à l'intérieur des tubes de connexion en acier qui compose le système à ultravide. On peut donc utiliser cette technique pour effectuer l'évaporation d'un ensemble atomique à l'intérieur d'une chambre à vide métallique en plaçant le cornet émetteur devant un hublot. Dans le cas plus spécifique du jet atomique guidé magnétiquement, nous pouvons créer une zone de filtrage entre les deux sections du guide (voir la figure 1.10).



FIGURE 1.10 – Disposition des antennes radio-fréquence (représentées par des ellipses numérotées de 1 à 10) et du cornet micro-onde utilisés pour produire l'enchainement de zones d'évaporation du jet atomique. Des connexions en acier permettent de joindre les deux sections du tube de verre entourant le guide. Seules les micro-ondes permettent une évaporation efficace du jet dans cette zone.

Notons qu'une distance de 1, 2 m à la fin du guide est dépourvue de zone d'évaporation afin de permettre le retour à l'équilibre thermodynamique du jet avant d'effectuer la mesure du spectre de filtrage radio-fréquence qui détermine la température (antenne notée T).

Gain en densité dans l'espace des phases à une particule

La figure 1.11 montre les spectre de filtrage radio-fréquence mesurés grâce à la dernière antenne (notée T sur la figure 1.10) dans les deux cas suivant :

- le jet atomique non refroidi, c'est-à-dire sans les antennes d'évaporation,

– le même jet, mais après son passage dans la succession des 11 zones d'évaporation.

Les données expérimentales représentées sur la figure 1.10, ainsi qu'une mesure du flux atomique permettent d'effectuer le bilan dans l'encadré suivant :



FIGURE 1.11 – Spectre de filtrage radio-fréquence permettant de déterminer les caractéristiques du jet atomique guidé magnétiquement dans les deux cas (i) du jet non-refroidi, c'est-à-dire sans les antennes d'évaporation représentées sur la figure 1.10; (ii) du même jet mais ayant traversé les 11 zones d'évaporation. Les flèches représentent les radio-fréquences utilisées par les antennes. Les températures déduites de ces spectre de filtrageradio-fréquences sont précisées sur la figure. Les flèches plus longues correspondent à la zone d'évaporation micro-onde, en termes de radio-fréquences qui donneraient les même rayons d'évaporation.

Le spectre de filtrage radio-fréquence initial correspond à une température $T^{\text{ini}} = 574 \pm 10 \,\mu\text{K}$. Après retour à l'équilibre thermodynamique le spectre de filtrage est beaucoup moins large, traduisant le fait que la température est plus faible : $T^{\text{fin}} = 164 \pm 6 \,\mu\text{K}$

Jet non évaporé	Jet évaporé
$\overline{v_z} = 60 \text{ cm/s}$	$\overline{v_z} = 60 \text{ cm/s}$
$\Phi \approx 7 \cdot 10^9 \text{ at/s} \implies$	$\Phi' \approx 9 \cdot 10^8 \text{ at/s}$
$T = 574 \pm 10 \ \mu \mathrm{K}$	$T' = 164 \pm 6 \ \mu K$
$\rho_0 \approx 2, 0 \cdot 10^{-8}$	$\rho_0 \approx 2, 1 \cdot 10^{-7}$

Nous démontrons ainsi un gain en densité dans l'espace des phases à une particule d'un facteur $10, 4^{+4,1}_{-3,0}$. Ceci fait l'objet de la référence [26] fournie en annexe de ce manuscrit de thèse.

1.5 Conclusion

1.5.1 Difficultés inhérentes à l'évaporation forcée d'un jet atomique guidé

On peut s'interroger sur le fait qu'il semble difficile d'obtenir un gain d'un ordre de grandeur sur ρ_0 . En effet l'utilisation du refroidissement par évaporation forcée sur une expérience typique de condensation de Bose-Einstein permet, sans effort particulier, de gagner plusieurs ordres de grandeur en densité dans l'espace des phases à une particule.

Notons tout d'abord que la succession des 11 zones d'évaporation dont il est question plus haut conduirait théoriquement à un gain 1600 sur ρ_0 , si l'on supposait une rethermalisation complète du jet entre chaque zone. En réalité, le nombre $N_{\rm col} \approx 20$ de collisions élastiques au sein du jet ne permet pas d'obtenir ce gain.

Soulignons les trois raisons principales qui font que l'évaporation forcée d'un jet atomique est une tâche fondamentalement plus ardue que pour un nuage d'atomes piégés :

- le simple fait de produire un jet à partir de l'injection pulsée de paquets atomiques implique une *dilution spatiale* des paquets suivant l'axe du guide magnétique. Ceci se traduit par une perte en densité atomique, et donc en taux de collisions élastiques estimé à un facteur 6.
- le guide ayant une longueur finie, le temps alloué pour réaliser l'évaporation est limité au temps de propagation. En pratique nous disposons d'environ 6 s.
- le confinement purement transverses rend le processus d'évaporation moins efficace que dans le cas d'un piégeage suivant les trois dimensions. Comme nous l'avons souligné, il est en particulier impossible d'observer un emballement de l'évaporation dans un potentiel de piégeage transverse harmonique.

1.5.2 Nécessité de développer de nouveaux outils

Dans ce chapitre nous avons décrit le dispositif expérimental qui nous à permis de mettre en œuvre le refroidissement par évaporation forcée d'un jet atomique ultra-froid magnétiquement guidé. Le gain d'un facteur 10 sur la densité dans l'espace des phases semble faible face aux sept ordres de grandeur qui nous séparent encore de la condensation de Bose-Einstein. Le paramètre physique qui nous limite est en fait le nombre moyen $N_{\rm col}$ de collisions subies par un atome au cours de sa propagation. Une estimation montre que si nous pouvions disposer d'un nombre dix fois plus élevé de collisions (soit $N_{\rm col} \approx 200$), le régime de dégénérescence quantique serait
alors accessible. La figure 1.12 montre l'évolution du nombre de collisions $N_{\rm col}$ lors des différentes évolutions du dispositif expérimental.



La plupart des chapitres de ce manuscrit de thèse sont dédiés à l'étude de différentes possibilités visant à contrecarrer les trois difficultés mentionnées précédemment dans l'encadré de la page ci-contre.

- Le chapitre 3 présente une nouvelle méthode de ralentissement des paquets injectés dans le guide grâce à l'utilisation d'un miroir magnétique mobile. Nous montrerons en particulier que cette méthode, à l'instar de l'utilisation d'une section pentue, peut théoriquement *augmenter* la densité dans l'espace des phases à une particule du jet obtenu par recouvrement des paquets.
- Le chapitre ?? traite du transport des paquets atomiques dans un train de pièges de loffe-Pritchard. Le fait de préserver momentanément (sur le premier mètre du guide) un piégeage suivant trois dimensions permet de conserver un taux de collisions élastiques élevé et de rendre l'évaporation plus efficace.
- Le chapitre ?? consiste en l'étude de la production de paquets très denses dans un piège dipolaire. En augmentant le taux de collisions élastiques ainsi que la densité dans l'espace des phases à une particule initiale des paquets atomiques, nous pouvons espérer nous placer dans de meilleures conditions pour former un jet atomique ultra-froid dont la densité dans l'espace des phases à une particule serait déjà très élevée avant de commencer le refroidissement par évaporation forcée.

 $Chapitre \ 1. \ Vue \ d'ensemble \ du \ dispositif \ exp\'erimental, \ \'evaporation \ d'un \ jet \ atomique \ guid\'e \ magn\'etique ment$

Chapitre 2

Évaporation d'un jet atomique au contact d'une surface matérielle



Sommaire

2.1	Mis	e en œuvre	34
	2.1.1	Principe de la méthode	35
	2.1.2	Adaptation de la technique à un jet magnétiquement guidé	36
	2.1.3	Déviation du jet à l'aide d'une paire de bobines	38
2.2	Rés	ultats expérimentaux	39
	2.2.1	Échauffement dû à la déviation du jet	39
	2.2.2	Variation du flux atomique	40
	2.2.3	Gain en densité dans l'espace des phases à une particule	41
2.3	Dim	ensionnalité de l'évaporation	43
2.4	Inte	rprétation des résultats	44
	2.4.1	Simulations numériques	44
	2.4.2	Variation du flux atomique	45
	2.4.3	Gain en densité dans l'espace des phases à une particule $\ .\ .\ .$.	46
	2.4.4	Gain en taux de collisions élastiques	48
2.5	Dév	iation du jet à l'aide d'aimants permanents	49
	2.5.1	Mise en œuvre	50
	2.5.2	Mesure du champ magnétique produit par les aimants $\ldots \ldots$	51
	2.5.3	Variation du flux atomique	51
2.6	Con	clusion	52

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit le dispositif expérimental qui nous permet d'effectuer l'évaporation forcée d'un jet atomique guidé magnétiquement. Rappelons que le filtrage spatial sélectif des atomes énergétiques y est mené à bien par la mise en place d'antennes radiofréquences et micro-ondes le long du guide magnétique. Cette technique usuelle d'évaporation souffre cependant d'un défaut majeur : si l'efficacité du filtrage est d'autant plus grande que la puissance de l'onde électromagnétique est élevée, la portée de l'antenne augmente alors également. Celle-ci est d'environ 20 cm pour une antenne radio-fréquence utilisée dans les conditions expérimentales décrites dans la sous-section 1.4.2.

Dans la perspective d'utiliser un grand nombre de zones d'évaporation, il est primordial de pouvoir disposer d'une technique de filtrage efficace et d'action très locale. Dans ce chapitre, nous présentons une méthode qui répond à ces deux critères. Elle consiste en l'élimination sélective d'atomes au contact d'une surface diélectrique.

2.1 Mise en œuvre

L'évaporation par élimination d'atomes au contact d'une surface matérielle a été démontrée pour la première fois en 2003 par le groupe d'Eric Cornell. On pourra d'ailleurs consulter avec intérêt la référence [15]. Celle-ci montre en outre que le caractère isolant (diélectrique) du matériau utilisé joue un rôle primordial : d'importantes pertes d'atomes sont observées lorsqu'un nuage magnétiquement piégé est approché à quelques dizaines de microns de la surface d'un conducteur¹³.

^{13.} La raison en est que les fluctuations thermiques de courant à l'échelle microscopique d'un conducteur sont suffisantes pour induire de fortes fluctuations de champ magnétique au voisinage de sa surface. Ces fluctuations peuvent alors provoquer des transitions entre sous-niveau Zeeman vers des états non-piégés.

Pour une surface en cuivre, excellent conducteur, les pertes commencent à se faire ressentir à une distance d'environ 200 μ m. En revanche, l'utilisant d'une surface de silicium permet de mener à bien l'évaporation jusqu'au seuil de dégénérescence quantique [29].

Cette section expose le principe de cette technique, ainsi que la manière dont nous l'avons mise en œuvre sur notre dispositif expérimental, c'est-à-dire transposée au cas d'un jet atomique guidé magnétiquement.

2.1.1 Principe de la méthode

Cette sous-section expose le principe de la méthode d'élimination d'atomes au contact d'une surface. Cette technique consiste en un filtrage spatial sélectif d'atomes piégés par un champ de forces conservatives. Elle consiste à éliminer les atomes dont l'énergie mécanique est suffisamment élevée pour que leur trajectoires atteignent la surface d'un solide placé à proximité du piège. Au contact de celle-ci, les atomes sont éliminés On peut raisonnablement considérer deux processus expliquant pourquoi l'atome qui entre en contact avec la surface est éliminé du piège :

- l'adsorption, c'est-à-dire que l'atome reste *collé* à la surface et ne revient plus dans le piège.
- la surface étant à température ambiante (≈ 300 K), l'agitation thermique de celle-ci peut communiquer une énergie cinétique considérable à toute particule qui entre en contact avec elle. L'atome est alors éjecté du piège à toute allure.

du piège (voir la figure 2.1).



FIGURE 2.1 – Principe de l'élimination sélective d'atomes sur une surface matérielle. (a) : Un piège atomique est approché à une distance d_s d'une surface matérielle. Certains atomes (ceux dont le vecteur vitesse a été représenté) possèdent assez d'énergie mécanique pour atteindre la surface. Cependant, bien qu'ayant une énergie mécanique suffisante, certains atomes (dont le vecteur vitesse est représenté en pointillé) n'atteindrons pas la surface. Ce type d'évaporation est en effet unidimensionnel, c'est-à-dire qu'elle n'agit a priori que sur un degré de liberté. (b) : au contact de la surface, les atomes ont été éliminés du piège. Via les collisions élastiques entre atomes restants, le système évoluent vers un nouvel état d'équilibre thermodynamique d'énergie moyenne plus faible. Pour poursuivre l'évaporation, on peut alors diminuer à nouveau la distance d_s .

2.1.2 Adaptation de la technique à un jet magnétiquement guidé

Afin d'adapter cette technique à un jet magnétiquement guidé, il nous faut dévier la trajectoire de ce dernier vers une surface diélectrique placée dans le système à ultra-vide. Notre dispositif expérimental n'ayant initialement pas été prévu pour cette tâche, nous avons mis à profit les pièces de céramique qui servent à maintenir les tube de notre guide magnétique (voir la figure 2.2). Ces pièces sont réparties environ tous les 40 cm tout au long du guide et comportent



des autres, des pièces de céramique sont réparties environs tous les 40 cm le long du guide. La photographie (a) représente l'une de ces pièce à l'intérieur du tube de verre dans lequel règne un vide poussé. Le schéma (b) représente une coupe à l'échelle 3 du guide au niveau d'une pièce de céramique (dessinée en bleu). La longueur d'une céramique est $\ell = 5$ mm. Le trou central de rayon R = 1, 5 mm permet au jet atomique de se propager suivant l'axe z du guide. Le schéma (c) montre, vu de haut, le jet localement dévié d'une distance δ hors de cet axe. Si cette déviation se fait lors du passage dans l'une des céramiques, des atomes suffisamment énergétiques du peuvent être éliminés.

un trou central de rayon 1,5 mm au centre duquel passe le jet d'atome froids. Il s'agit alors de dévier la trajectoire du jet d'une distance δ hors de l'axe z vers le bord de l'une de ces pièces de céramique.

Rappel sur le guide magnétique

Avant toute chose, rappelons que les quatre tubes de cuivre du guide produisent une configuration quadrupolaire de champ magnétique. Celle-ci se caractérise par une valeur minimale du champ tout au long de l'axe z du guide. C'est autour de cette ligne que les atomes piégés dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ orbitent durant leur propagation. Rappelons ici l'expression du vecteur champ magnétique produit au voisinage de l'axe z du guide (voir page 5) :

$$\overrightarrow{B}(x,y,z) = \begin{pmatrix} -b' x \\ b' y \\ B_0 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad b' \equiv \frac{4 \mu_0}{\pi a^2} I,$$

où $b' \approx 800 \text{ G/cm}$ est le gradient transverse de champ magnétique produit par le guide et $B_0 \approx 1 \text{ G}$ est le champ uniforme longitudinal que nous ajoutons afin de minimiser les pertes par retournement de spin (voir page 8).

Remarque

Dans tout ce chapitre, la température typique du jet atomique est de l'ordre de 600 μ K. Dans ces conditions, et comme nous l'avons vu dans la sous-section 1.1.1, le potentiel de piégeage transverse ressenti par les atomes est alors essentiellement linéaire (la paramètre α vaut environ 0,05).

La figure 2.3a représente quelques lignes de champ dans un plan (x, y), perpendiculaire à l'axe du guide. La figure 2.3b montre quant à elle quelques vecteurs champ dans le plan horizontal (x, z) contenant l'axe du guide.



FIGURE 2.3 – Configuration de champ magnétique quadrupolaire à deux dimensions. (a) : représentation de quelques lignes de champ dans le plan transverse (x, y). (b) : dessin de quelques vecteurs champ dans une vue de dessus contenant l'axe du guide (l'unité de longueur des vecteurs est arbitraire). Le champ converge vers l'axe z dans le plan (x, z), et il diverge dans le plan vertical (y, z). La position des tubes de cuivre est représentée par des zones grisées.

2.1.3 Déviation du jet à l'aide d'une paire de bobines

Si nous pouvons utiliser l'une des pièces de céramique afin d'éliminer des atomes du jet, il nous faut encore disposer d'un moyen de dévier la trajectoire de ce dernier. Cette sous-section d'écrit l'une des deux techniques que nous avons utilisées pour ce faire. L'autre méthode (faisant intervenir des aimants permanents) fait l'objet de la section 2.5 en fin de ce chapitre.

Afin de dévier la ligne qui correspond, dans le guide magnétique, à un minimum de module du champ, il suffit de superposer localement un champ magnétique B_{\perp} suivant une direction perpendiculaire à l'axe z. Dans notre cas, la direction du champ B_{\perp} est prise suivant l'axe x de manière à dévier la trajectoire dans un plan horizontal. L'amplitude δ de la déviation hors de l'axe z est alors donnée par :

$$\delta = \frac{B_{\perp}}{b'} \,. \tag{2.1}$$

Il faut cependant veiller à ne pas ajouter de composante du champ magnétique suivant l'axe du guide¹⁴. Nous utilisons pour cela deux bobines de rayon moyen de 4,5 cm et réalisées avec 107 tours de fil de cuivre de 1,8 mm de diamètre. Elle sont placées symétriquement de part et d'autre du guide, à 5 cm de l'axe z, et sont parcourues *dans le même sens* par un courant ajustable de 0 à 40 A. Comme le montre la figure 2.4 une telle configuration à deux bobines (qui



FIGURE 2.4 – Repréentation de l'effet de la superposition d'un champ magnétique transverse sur le champ du guide. (a) : dessins de quelques vecteurs champ pris le long de l'axe z, en ne considérant que les bobines positionnée symétriquement autour de l'axe du guide. (b) : représentation schématique de quelques vecteurs champ lorsqu'on superpose le champ des bobines à celui du guide magnétique. La ligne correspondant à un champ magnétique nul est déviée de l'axe z.

rappelle une configuration Helmholtz) est particulièrement bien adaptée à nos besoins puisque le champ qu'elles produisent est purement transverse ¹⁵ en tout point de l'axe z.

^{14.} Nous verrons en effet dans le chapitre ?? que l'ajout local d'un champ magnétique de composante longitudinale produit une colline de potentiel magnétique le long de l'axe du guide.

^{15.} Le champ est purement transverse sur l'axe z, mais ceci n'est plus vrai le long de la trajectoire moyenne des atomes qui est précisément déviée en dehors de cet axe. Cet effet est cependant complètement négligeable pour les extensions transverses considérées (voir l'application numérique).

Application numérique

Pour toute les expériences décrites dans ce chapitre, le gradient transverse de champ magnétique fournit par le guide est égal à b' = 800 G/cm. Le champ transverse B_{\perp} créé au voisinage d'une céramique par la paire de bobines est proportionnel au courant qui les traverse et a été mesuré à 9 G/A., en excellent accord avec la valeur théorique.

En terme de courant par courant les bobines, l'amplitude δ de la déviation du jet atomique est donnée par l'équation 2.1 :

$$\delta = \frac{B_{\perp}}{b'}$$
, soit $\approx 110 \ \mu m/A$.

Le courant nécessaire à dévier la trajectoire moyenne jusqu'au bord de la céramique (de rayon R = 1, 5 mm) est de 13 A.

Notons que même pour un tel courant, la composante longitudinale du champ le long de la trajectoire déviée reste très faible (inférieure à 1 G). Nous verrons dans le chapitre ?? que la colline de potentiel qui en résulte est donc complètement négligeable. La situation aurait été singulièrement différente si une seule des deux bobines avait été utilisée pour dévier le jet (on atteindrait alors plusieurs dizaines de gauss suivant l'axe longitudinal).

2.2 Résultats expérimentaux

Dans cette section, nous présentons les résultats expérimentaux quant à l'effet d'une déviation de la trajectoire au niveau d'une pièce de céramique. Ceci consiste principalement à étudier deux points :

- la réduction du flux atomique résultant directement du filtrage spatial sélectif du jet,
- la variation de température du jet qui découle, elle, de la rethermalisation via les collisions élastiques entre atome.

A travers la mesure de ces deux grandeurs physiques, nous pourrons calculer les variations correspondantes de la densité dans l'espace des phases à une particule.

2.2.1 Échauffement dû à la déviation du jet

Dans la perspective d'utiliser notre technique pour le refroidissement par évaporation forcée du jet, une étape préliminaire consiste à mesurer l'influence qu'à la déviation du jet sur sa température. Le jet est en effet *secoué* latéralement lors de son mouvement vers le bord de la céramique et les oscillations induites dans le potentiel de piégeage transverse hyperbolique peuvent induire un échauffement.

Afin d'étudier ce point, nous installons les bobines dans une région du guide démunie de céramique. Ainsi, nous pouvons dévier le jet sans induire de pertes dues à la présence d'une surface. La température du jet est mesurée 3 m en aval afin de permettre une éventuelle rethermalisation ¹⁶ . En l'absence de déviation ($\delta = 0$) nous mesurons la température du jet à $T = 630 \pm 15 \,\mu$ K. En présence d'une déviation importante, d'amplitude $\delta = 2 \,\mathrm{mm}$, nous mesurons $T = 620 \pm 17 \,\mu$ K.

^{16.} La température du jet est mesurée par la technique décrite dans la section 1.3.2 page 17.

Il n'y a donc pas de chauffage notable dû à la déviation du jet atomique, tout du moins pour la gamme de température dans laquelle nous travaillons.

2.2.2 Variation du flux atomique

Revenons à l'étude du filtrage spatial sélectif, avec les bobines placées au niveau d'une céramique. Nous nous intéressons dans cette sous-section à la variation du flux atomique induite par la déviation du jet vers la surface d'une pièce de céramique.

Nous comparons pour cela deux mesures de flux atomique 1^7 :

- une mesure du flux $\Phi(\delta)$ après passage dans la céramique et en présence d'une déviation d'amplitude δ ,
- et une mesure du flux $\Phi(\delta = 0)$ après passage dans la céramique, mais en l'absence de déviation.

La figure 2.5 représente la fraction

$$\varphi \equiv \frac{\Phi(\delta)}{\Phi(0)} \,,$$

en fonction de l'amplitude δ de la déviation hors de l'axez.



FIGURE 2.5 – Mesures représentant le rapport $\varphi \equiv \Phi(\delta)/\Phi(0)$ des flux traversant la pièce en céramique avec, et sans déviation, en fonction de l'amplitude δ de la déviation hors de l'axe z. Les valeurs négatives de δ se rapportent à une déviation dans l'autre sens (suivant les x décroissant) et sont obtenues en changeant le sens du courant parcourant les bobines. Si le jet est dévié de $\delta \approx R = 1,5$ mm, tous les atomes sont éliminés.

^{17.} Nous utilisons la technique décrite dans la section 1.3.1 page 17.

Posons notre attention sur un point mis en évidence par la figure 2.5 : il apparait que la totalité des atomes sont éliminés sur la céramique si la trajectoire moyenne du jet est déviée de $\delta \approx R = 1,5$ mm, c'est-à-dire si celle-ci vient tangenter la surface.

Pouvions nous prévoir ce résultat?

Dans le cas d'un nuage piégé, il semble évident que si le fond du piège est positionné au niveau de la surface ($d_s = 0$), tous les atomes vont s'y écraser après au maximum une demi-période d'oscillation.

Dans notre cas en revanche, le jet se propage suivant l'axe z à une vitesse de 1 m/s. Ainsi, si la céramique était extrêmement fine suivant l'axe z, seuls seraient éliminés les atomes qui se trouvent, au moment précis du passage dans la céramique, dans le demi-espace couvert par celle-ci. Le schéma ci-contre qui représente une vue suivant l'axe z, les atomes éliminés sont grisé. On s'attendrait donc à conserver environ la moitié des atomes (voir la figure 2.7 page 45).



En réalité, la céramique possède une épaisseur $\ell = 5$ mm suivant l'axe z. La vitesse moyenne du jet étant de $\overline{v_z} = 1$ m/s, chaque atome a besoin en moyenne d'un temps $\ell/\overline{v_z} = 5$ ms pour traverser la pièce de céramique. Ce temps est long devant la demi-période d'oscillation typiquement inférieure à 0,5 ms (voir le chapitre 1). Donc tous les atomes sont éliminés pour une déviation d'amplitude $\delta = R =$ 1,5 mm.

2.2.3 Gain en densité dans l'espace des phases à une particule

Lorsqu'une partie des atomes les plus énergétiques du jet ont été éliminés sur la pièce de céramique, il s'en suit un retour vers un nouvel état d'équilibre thermodynamique ¹⁸. Dans cette sous-section nous nous intéressons à la variation de température et de densité dans l'espace des phases à une particule induite par le filtrage spatial.

Afin de mettre en évidence le refroidissement du jet, nous comparons toujours les résultats de deux mesures de température T, effectuées 3 m en aval de la pièce de céramique :

- une mesure $T(\delta)$ correspondant au jet dévié d'une distance δ ,
- et une mesure $T(\delta = 0)$ correspondant à la propagation habituelle du jet, c'est-à-dire en l'absence de déviation. Dans notre cas, cette température est typiquement $T(0) = 650 \ \mu K$.

^{18.} Nous avons en effet montré dans le chapitre 1 que le jet atomique que nous produisons possède un taux de collisions élastiques suffisant pour autoriser la rethermalisation.

Le tableau ci-dessous présente, pour différentes amplitudes δ de déviation, quelques mesures expérimentales de rapports de températures

$$\frac{T(\delta)}{T(0)}\,,$$

ainsi que les rapports de flux atomiques $\varphi = \frac{\Phi(\delta)}{\Phi(0)}$, qui y sont associés.

Ces deux données nous permettent de calculer¹⁹ les gain correspondant pour la densité dans l'espace des phases à une particule :

$$\frac{\rho_0(\delta)}{\rho_0(0)}\,,$$

où ρ_0 désigne la densité dans l'espace des phases à une particule sur laxe du jet atomique :

δ	$0,68 \mathrm{~mm}$	$0,79~\mathrm{mm}$	$0,90~\mathrm{mm}$	$1,0~\mathrm{mm}$
$arphi \equiv rac{\Phi(\delta)}{\Phi(0)}$	0,88	0,82	0,71	0, 60
$\frac{T(\delta)}{T(0)}$ avec $T(0) \approx 650 \ \mu \text{K}$	$0,94 \pm 0,03$	$0,92\pm0,03$	$0,83 \pm 0,03$	$0,77 \pm 0,03$
$\frac{\rho_0(\delta)}{\rho_0(0)}$	$1,08 \pm 0,09$	$1,09 \pm 0,09$	$1, 34 \pm 0, 11$	$1,50 \pm 0,12$

Nous pouvons donc obtenir un gain d'un facteur 1,5 en densité dans l'espace des phases à une particule. Ceci s'accompagne d'une perte d'environ 10% sur le taux de collisions élastiques (voir la sous-section 2.4.4). Cette technique d'évaporation présente donc des performances comparables à l'évaporation par filtrage radio-fréquence décrite dans la section 1.4.

^{19.} voir l'équation 1.6 page 11.

2.3 Dimensionnalité de l'évaporation

Comme nous l'avons mentionné dans la section 2.1, le processus d'évaporation par élimination sur une surface matérielle possède un caractère *unidimensionnel* [15] puisqu'il n'élimine les atomes qu'en fonction de l'un de leur degrés de liberté en position ²⁰ (suivant l'axe x dans notre cas). On peut donc s'interroger sur son efficacité en terme de gain en densité dans l'espace des phases à une particule. Nous pouvons en effet montrer que si l'évaporation concernait les deux degrés de liberté transverses, nous pourrions espérer un gain d'un facteur 2, 7. Cette section a pour but de montrer pourquoi cette technique d'évaporation peu en fait aisément être rendue *bidimensionnelle*[23].

Redistribution de l'énergie mécanique transverse dans le potentiel de piégeage transverse hyperbolique

Rappelons que le potentiel de piégeage transverse dans le guide magnétique *n'est pas de forme* harmonique, mais hyperbolique (voir la sous-section 1.1.1). Le couplage entre les degrés de liberté transverses qui en résulte implique que les trajectoires atomiques projetées sur le plan transverse (x, y) ne sont a priori pas des trajectoires fermées. La figure 2.6a montre un exemple typique de trajectoire. On y voit bien la redistribution de l'énergie mécanique transverse suivant différentes directions du plan (x, y).



(a) : Le potentiel de piégeage transverse non-harmonique fournit par le guide implique un couplage des degrés de liberté transverses. Ainsi, la direction pour laquelle l'atome est à l'apogée de sa trajectoire pivote au fil du temps.

(b): Lorsqu'un atome arrive dans la céramique, sa trajectoire peut initialement ne pas atteindre la surface (partie rouge tireté de la trajectoire). Sur le schéma, l'énergie mécanique de l'atome est essentiellement répartie suivant la direction y. Cependant, au fil des oscillations, la trajectoire pivote est peut finir par atteindre la surface.

^{20.} Ceci n'est pas tout à fait exacte sur notre dispositif expérimental : contrairement à l'utilisation d'une surface plane [15], la surface interne de la céramique est cylindrique. Celle-ci agit donc aussi sur l'autre degré de liberté transverse (suivant l'axe y dans notre cas).

Chapitre 2. Évaporation d'un jet atomique au contact d'une surface matérielle

La figure 2.6b montre d'ailleurs qu'une trajectoire atomique, qui n'atteindrait a priori pas la surface au moment où l'atome arrive au niveau de la céramique, peut en fait après un certain temps *pivoter* suffisamment pour l'atteindre. C'est cette re-distribution au fil du temps de l'énergie mécanique sur différentes directions du plan (x, y) qui rend le processus d'évaporation presque aussi efficace que s'il était bidimensionnel. Il faut pour cela que les atomes restent suffisamment longtemps dans la pièce de céramique.

En d'autres termes, la dimensionnalité effective de l'évaporation dépend de la longueur ℓ de la pièce de céramique suivant l'axe z et de la vitesse moyenne $\overline{v_z}$ du jet atomique.

Pour nos paramètres expérimentaux typiques, une simulation numérique montre que l'évaporation serait considérée comme étant bidimensionnelle si la pièce de céramique avait une longueur d'au moins $\ell = 5$ cm (voir la sous-section 2.4.3).

Remarque

Il convient de garder à l'esprit que la redistribution de l'énergie mécanique sur les degrés de liberté transverses est directement lié à l'anharmonicité du potentiel de piégeage transverse. Dans le cas d'un piégeage harmonique, les trajectoires sont toujours fermées, de forme elliptique.

Or nous avons montré dans la sous-section 1.1.1 que le potentiel auquel sont soumis les atomes dépend de la température du jet. Ainsi dans la perspective d'abaisser de plus en plus la température, nous finirons toujours par atteindre la limite d'un potentiel de piégeage transverse harmonique, et donc par annuler l'effet de bidimensionnalité mentionné dans cette section.

2.4 Interprétation des résultats

Afin d'interpréter les variations de flux atomique en terme de filtrage spatial sélectif, il serait utile de définir une modélisation du problème. Cependant, dans le cas de l'évaporation du jet sur nos pièce en céramique, la formalisation du problème ne permet pas d'obtenir des résultats analytiques simples, et ce, pour plusieurs raisons :

- le problème ne possède pas de symétrie de révolution autour de l'xe z (contrairement au cas dans la sous-section 1.3.2 pour le filtrage radio-fréquence).
- dans nos conditions d'utilisation le potentiel de piégeage transverse n'est pas harmonique (voir la sous-section 1.1.1). Comme nous l'avons vu, il en résulte un couplage entre les degrés de liberté transverses qui fait intervenir le temps passé dans la pièce de céramique.
- la surface interne de la céramique n'est pas plane, mais cylindrique. Le critère de filtrage fait donc lui aussi intervenir les deux degrés de liberté transverses.

Cette section a pour but de comparer nos résultats expérimentaux avec ceux obtenus grâce à une série de simulations numériques. Nous commençons, dans la sous-section suivante par décrire les *ingrédients physiques* utilisés dans ces simulations.

2.4.1 Simulations numériques

Les simulations numériques ont été effectuées par Antoine Couvert dans le cadre de son stage de DEA. La programmation en langage *Fortran 95*, met en œuvre une méthode de *Monte-Carlo*

associée à un algorithme symplectique d'ordre 4 [51] pour calculer la trajectoire des atomes. Mentionnons que la simulation *ne tient pas compte des collisions élastiques entre atomes*.

Les positions et vitesses initiales des atomes sont tirées aléatoirement par la méthode de réjection [34] de manière à reproduire les grandeurs physiques qui caractérisent notre jet atomique, et que nous déterminons expérimentalement :

- la vitesse moyenne du jet $\overline{v_z} = 1,0 \text{ m/s},$
- sa température d'équilibre thermodynamique $T=650~\mu\mathrm{K},$
- le gradient transverse de champ magnétique imposé par le guide b' = 800 G/cm,
- le champ longitudinal $B_0 = 1 \text{ G},$
- la géométrie de la surface cylindrique de rayon R = 1,5 mm et de longueur $\ell = 5$ mm.

Pour reproduire le critère de filtrage spatial sélectif, nous supposons que le jet se propage suivant une ligne droite (l'axe z), et qu'il passe au travers d'une pièce de céramique qui, elle, est désaxée latéralement d'une distance δ . Nous supposons une *efficacité d'évaporation de* 100%. Ainsi : toute trajectoire atteignant la surface du cylindre de rayon R = 1, 5 mm, de longueur $\ell = 5$ mm et dont l'axe est excentré d'une distance δ par rapport à la trajectoire moyenne du jet est éliminée avec une probabilité de 100%.

2.4.2 Variation du flux atomique

La figure 2.7 représente les données expérimentales de la figure 2.5 (page 40) ainsi que le calcul de φ obtenu par la simulation numérique.



FIGURE 2.7 – Représentation des variation du flux atomique en fonction de l'amplitude δ de la déviation. Les données expérimentales de la figure 2.5 (page 40) sont représentée par des carrés grisés. Les résultats de la simulation pour la fraction $\varphi = \Phi(\delta)/\Phi(0)$ sont représenté par une ligne continue. La ligne pointillée représente le résultat de la simulation pour φ mais en considérant le cas d'une pièce de céramique de *longueur extrêmement faible* ($\ell = 10 \mu$ m). Dans ces conditions, comme nous l'avons mentionné dans la sous-section 2.2.2, les atomes n'ont pas le temps d'effectuer une demi-période d'oscillation lors de la traversée de la céramique. On constate d'ailleurs, comme prévu dans ce cas, que pour une déviation d'amplitude $\delta = R = 1,5$ mm, environ la moitié des atomes sont éliminés.

Remarque

Rappelons que $\varphi \equiv \Phi(\delta)/\Phi(0)$ est le rapport du flux traversant la céramique en présence d'une déviation δ par le flux en l'absence de déviation ($\delta = 0$). Il est en effet important de ne pas confondre les deux grandeurs suivantes :

le flux traversant la céramique en l'absence de déviation
et le flux en l'absence pur et simple de céramique.
La deuxième de ces grandeurs n'est pas expérimentalement mesurable puisque les céramiques sont inamovibles.

En outre, la simulation numérique montre que, même en l'absence de déviation, le flux atomique est réduit d'environ 4%. Ceci est dû au fait que, dans la gamme de température dans laquelle nous nous trouvons ($\approx 650 \,\mu\text{K}$), la pièce de céramique élimine les atomes qui sont si énergétiques que leurs trajectoires s'éloignent de plus de R = 1,5 mm de l'axe du guide. On s'attend à voir disparaitre cet effet lorsque la température du jet est plus faible.

Au vu de l'excellent accord avec les données expérimentales, il est important de rappeler que toutes les grandeurs physiques utilisées dans la simulation sont entrées telles qu'elles sont mesurées expérimentalement.

Le seul ajustement effectué sur le résultat de la simulation correspond à déplacer globalement la courbe de la figure 2.7 sur l'axe des abscisses. Ceci rend compte d'un léger parallaxe entre le trou central de la céramique et l'axe z. Nous avons ainsi constater que la pièce en céramique que nous utilisions pour nos expérience possède un trou désaxé de 40 μ m.

Gain en densité dans l'espace des phases à une particule 2.4.3

Intéressons nous maintenant à l'évolution des caractéristiques du jet après la traversée de la pièce de céramique. La simulation ne tient cependant pas compte des collisions élastiques entre atomes, qui sont indispensables pour accéder à la dynamique de la rethermalisation. Nous pouvons néanmoins supposer qu'après le filtrage spatial, le jet atteint un nouvel état d'équilibre thermodynamique, et nous effectuons un simple bilan d'énergie afin de déduire le gain G_{cer} en densité dans l'espace des phases à une particule :

$$G_{\rm cer} \equiv \frac{\rho_0|_{\rm après}}{\rho_0|_{\rm avant}} \,,$$

où $\rho_0|_{\text{avant}}$ et $\rho_0|_{\text{après}}$ sont les densité dans l'espace des phases à une particule sur l'axe du jet, respectivement avant la céramique, et après traversée de la céramique et rethermalisation.

La simulation permet de nous intéresser à des situations pour les quelles la longueur ℓ de la céramique serait différente de 5 mm. La figure 2.8 représente les Gains G_{cer} en densité dans l'espace des phases à une particule obtenus après rethermalisation, et en considérant $\ell = 10 \ \mu m$, $\ell = 5 \text{ mm}, \ \ell = 10 \text{ mm} \text{ et } \ell = 100 \text{ mm}.$



FIGURE 2.8 – Représentation des résultats de la simulation numérique pour le gain en densité dans l'espace des phases à une particule $G_{\rm cer} \equiv \rho_0|_{\rm après}/\rho_0|_{\rm avant}$ en fonction de la distance δ de déviation. Les différentes courbes correspondent à différentes longueurs de céramique : (de bas en haut) $\ell = 10 \ \mu\text{m}, \ell = 5 \ \text{mm}, \ell = 10 \ \text{mm}$ et $\ell = 100 \ \text{mm}$. On voit bien le caractère bidimensionnel de l'évaporation qui se manifeste avec l'augmentation de la longueur ℓ , comme mentionné en section 2.3 (la ligne pointillée correspond à une évaporation bidimensionnelle parfaite).

Interprétation des résultats de la simulation numériques

Proposons nous d'interpréter les résultats de la simulation présentés sur la figure 2.8. On peut noter plusieurs points mis en évidence sur cette figure :

- comme prévu (voir la section 2.3), le caractère bidimensionnel de l'évaporation se manifeste lorsque nous prenons des longueurs ℓ de plus en plus élevées. Pour $\ell = 10$ cm, on atteint quasiment les performances d'un processus d'évaporation suivant deux dimensions (ligne pointillée de la figure 2.8).
- on constate que, même en l'absence de déviation ($\delta = 0$), la densité dans l'espace des phases à une particule du jet augmente sensiblement ($\approx 15\%$) dû fait du passage dans la pièce de céramique. Ceci est la conséquence, comme nous l'avons vu dans la remarque page cicontre, de l'élimination d'atomes si énergétiques qu'ils s'éloignent de plus de R = 1,5 mm de l'axe z du guide (le flux atomique est réduit d'environ 4%).
- à ce sujet, toutes les courbes (sauf pour ℓ = 10 µm) convergent ,quand δ → 0, vers la même valeur (≈ 1, 15)qui correspond aussi à la celle obtenue pour une évaporation parfaitement bidimensionnelle. Ceci est prévisible dans la mesure où, en δ = 0, la description du problème possède une symétrie de révolution. Le critère de filtrage spatial et donc l'évaporation sont donc nécessairement bidimensionnels.
- la courbe correspondant à ℓ = 10 µm ne converge pas vers la même valeur que les autre quand δ → 0. En effet, comme nous l'avons vu dans la sous-section 2.2.2, si la céramique est extrêmement fine, les atomes n'ont pas le temps d'effectuer une demi-période d'oscillation au moment du passage dans la céramique. Ne sont alors éliminés qu'une partie des atomes énergétiques qui devraient l'être (voir ci-dessus).
- ce dernier point est d'ailleurs souligné par le fait qu'en $\delta = R = 1,5$ mm, la totalité des atomes semble être éliminée pour $\ell \ge 5$ mm, mais pas pour $\ell = 10 \ \mu m$ (voir page 41).

Comparaison aux résultats expérimentaux

Nous allons comparer les données de la simulation numérique aux résultats expérimentaux de la sous-section 2.2.3. Il faut pour cela tenir compte d'un des points mentionnés ci-dessus : même en l'absence de déviation ($\delta = 0$), la densité dans l'espace des phases à une particule du jet augmente sensiblement. Sur notre expérience, il est impossible de mesurer l'influence réelle d'une piece de céramique sur le jet puisqu'elles sont toutes inamovibles.

Dans la pratique, nous mesurons en fait le gain en densité dans l'espace des phases à une particule en comparant l'effet d'une céramique avec une déviation d'amplitude δ à l'effet de la même céramique sans déviation ($\delta = 0$). En d'autre terme, nous ne mesurons pas

$$G_{\rm cer} \equiv \frac{\rho_0(\delta)}{\rho_0|_{\rm sans \ c\acute{e}ramique}} , \ {\rm mais} \ \frac{\rho_0(\delta)}{\rho_0(0)} .$$

La figure ci-contre représente les résultats de la simulation numérique pour la grandeur $\frac{\rho_0(\delta)}{\rho_0(0)}$ (ligne continue), ainsi que les points mesurés expérimentalement.



Influence des autres pièces de céramiques

Il convient de mentionner que la grandeur physique à laquelle nous avons accès sur notre dispositif expérimental n'est en fait pas exactement $\rho_0(\delta)/\rho_0(0)$. En effet, notre guide ne comporte pas qu'une seule pièce de céramique, mais une dizaine, réparties tous les 40 cm environs. Pour notre étude nous utilisons *l'une de ces céramiques*, placée environ 1 m après l'entrée du guide. Ceci implique en outre que le jet atomique, au moment où il passe à travers *notre* céramique, est déjà passé à travers d'autres pièces avant, et en traversera d'autres après.

Nous avons vu que, dans cette gamme de température ($\approx 600 \ \mu K$), chaque céramique a un effet sur le jet, même si celui-ci n'est pas dévié. Nous mesurons donc toujours l'influence de toutes les céramiques, *dont l'une seulement* est en présence d'une déviation d'amplitude δ du jet atomique.

De plus, cela veut dire que le jet est en permanence maintenu légèrement hors d'équilibre thermodynamique, puisque chaque céramique tronque partiellement la distribution atomique. Le jet n'a cependant pas le temps de rethermalisation entre deux céramiques successives. La simulation numérique décrite dans la sous-section 2.4.1, elle, ne rend pas compte de l'influence de toutes les céramiques puisqu'elle ne fait pas intervenir les processus collisionnels.

2.4.4 Gain en taux de collisions élastiques

Dans le chapitre 1 nous avons souligné l'importance de maintenir un taux de collisions élastiques soutenu au sein du jet. La figure 2.9 représente les résultats de la simulation numérique pour le gain en taux de collisions élastiques

$$\frac{\gamma_{\rm c}'}{\gamma_{\rm c}}$$
,

obtenues après rethermalisation en considérant comme précédemment $\ell = 10 \ \mu m$, $\ell = 5 \ mm$, $\ell = 10 \ mm$ et $\ell = 100 \ mm$. Nous constatons ainsi qu'il est possible d'augmenter sensiblement le taux de collisions élastiques : 6% dans nos conditions expérimentales, et jusqu'à 10% pour une évaporation quasi-bidimmensionnelle²¹. Notons que les remarques faites sur la figure 2.8 (page 47) sont aussi valables pour la figure 2.9.



FIGURE 2.9 – Représentation des résultats de la simulation numérique pour le gain en taux de collisions élastiques $\gamma_{\rm c}'/\gamma_{\rm c}$ en fonction de la distance δ de déviation. Les différentes courbes correspondent à différentes longueurs de céramique : $\ell = 10 \ \mu m$, $\ell = 5 \ mm$, $\ell = 10 \ mm$, $\ell = 100 \ mm$. Le caractère bidimensionnelle de l'évaporation mentionné en section 2.3 permet d'augmenter substantiellement le taux de collisions élastiques.

L'évaporation due au passage dans une céramique permet d'augmenter le taux de collisions élastiques. Précisons toutefois (comme nous l'avions précisé dans la soussection 1.4.1) que ce point est directement lié au fait que le potentiel de piégeage transverse n'est pas harmonique, mais hyperbolique.

2.5 Déviation du jet à l'aide d'aimants permanents

Nous avons décrit dans la section 2.1 comment dévier la trajectoire moyenne du jet atomique à l'aide d'une paire de bobines positionnée symétriquement de part et d'autre du guide. Nous pouvons ainsi contrôler l'amplitude δ de la déviation avec une grande précision. Dans la perspective d'utiliser un grand nombre de zone d'évaporation, ce dispositif souffre cependant de quelques défauts :

- l'encombrement spatial des bobines (d'environ 10 cm suivant l'axe du guide) rend difficile l'enchainement de zone d'évaporation,
- la fabrication d'un grand nombre de bobines peut rendre la mise en pratique fastidieuse,
- il est nécessaire de disposer d'autant de sources de courant stabilisées que de paires de bobines.

^{21.} Pour obtenir les gains maximaux mentionné sur le taux de collisions élastiques (respectivement 6% et 10%), il faut se contenter alors de gains plus modestes pour la densité dans l'espace des phases à une particule (respectivement 1, 3 et 1, 7 environ).

Cette section a pour but de présenter brièvement une mise en œuvre beaucoup plus compacte de la méthode d'évaporation du jet sur une surface. Celle-ci, se basant sur l'utilisation d'aimants permanents, est bien moins onéreuse et sa mise en pratique est immédiate (pas de bobines à fabriquer, pas besoin d'alimentations stabilisées).

2.5.1 Mise en œuvre

Dans cette sous-section nous décrivons brièvement le dispositif expérimental qui nous permet d'évaporer le jet atomique sur une céramique à l'aide d'aimants permanents. Comme vu dans la sous-section 2.1.3, il est important de produire une configuration antisymétrique de champ magnétique par rapport à l'axe z afin de ne pas produire de colline de potentiel le long du trajet du jet.

Les aimants que nous utilisons sont composés d'un alliage de Néodyme (Nb-Fe-B) et ont été achetés au près de la société CALAMIT. L'annexe A page 145 précise leurs caractéristiques. Deux aimants sont montés de manière symétrique, de part et d'autre du guide et au niveau de l'une des céramique. Les aimantations sont dirigées dans le même sens, suivant les x croissants dans notre cas. La figure cicontre représente quelques lignes du champ magnétique ainsi produit dans le plan (x, z). Afin de contrôler précisément l'écart D_{aim} entre les deux aimants, ceux-ci sont fixés sur des platines



de micro positionnement. Nous pouvons ainsi faire varier D_{aim} sur une plage de 58 à 90 mm. La figure 2.10 représente une photographie du montage.



 $\label{eq:FIGURE 2.10-(b): photographie du dispositif expérimental permettant d'évaporer le jet atomique sur une pièce de céramique. On y voit une portion du guide magnétique sur laquelle se trouve l'une des pièces de céramique. De part et d'autre du guide, les deux platines de micro positionnement permettent d'ajuster la distance séparant les aimants de 58 mm à 90 mm.$

2.5.2 Mesure du champ magnétique produit par les aimants

Afin de connaitre précisément l'amplitude δ de la déviation du jet il est impératif de mesurer la valeur du champ magnétique transverse B_{\perp} imposé par les aimants au voisinage de l'axe zdu guide. Celle-ci dépend naturellement de l'écart D_{aim} entre les deux aimants. La figure 2.11 représente les mesures du champ magnétique transverse prises au long de l'axe z pour différents écart D_{aim} , ainsi que la valeur maximale B_{\perp}^{max} , au niveau de la pièce de céramique, en fonction de D_{aim} . Rappelons que c'est B_{\perp}^{max} qui donne l'amplitude de la déviation δ grâce à la relation 2.1 page 38.



FIGURE 2.11 – (a) : mesure du champ magnétique transverse B_{\perp} produit par les deux aimants en fonction de la position sur l'axe z. L'abscisse z = 0 correspond à la position de la pièce de céramique. Chaque courbe correspond à un écartement entre les aimants différent : $D_{\text{aim}} =$ 90 mm, $D_{\text{aim}} = 70$ mm, et $D_{\text{aim}} = 60$ mm.

(b) : mesure du champ magnétique transverse B_{\perp}^{\max} produit au niveau de la pièce de céramique en fonction de l'écart D_{aim} entre les aimants. La valeur B_{\perp}^{\max} donne l'amplitude de la déviation δ au niveau de la céramique grâce à la relation 2.1 page 38.

2.5.3 Variation du flux atomique

Afin de valider cette technique se basant sur l'utilisation d'aimants permanents, nous la comparons brièvement à celle basée sur l'utilisant de bobines. Dans cette sous-section, nous présentons donc l'effet de ce dispositif sur le jet en terme de réduction du flux atomique, comme dans la sous-section 2.2.2. La figure 2.12 page suivante témoigne de l'équivalence de ces deux méthodes.



Chapitre 2. Évaporation d'un jet atomique au contact d'une surface matérielle

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une technique permettant de mener à bien l'évaporation forcée d'un jet atomique magnétiquement guidé. Nous avons adapté le principe d'élimination d'atomes énergétiques au contact d'une surface matérielle [15] à notre dispositif expérimental. Pour cela nous dévions localement la trajectoire du jet vers l'une des pièces de céramique présente dans notre guide magnétique.

Le contrôle de la déviation est assuré par la superposition local d'un champ magnétique B_{\perp} transverse à l'axe du guide. Deux techniques sont présentées afin de produire ce champ :

- l'une se basant sur l'utilisation de bobines,
- l'autre à base d'aimants permanents.

Ce processus d'évaporation peut, dans certaines conditions, être aisément rendu bidimensionnel et présente plusieurs avantages majeur face à l'évaporation par filtrage radio-fréquence décrit dans le chapitre 1 :

- l'efficacité de l'élimination des atomes répondant au critère de filtrage est de 100%,
- l'action de filtrage spatial est beaucoup plus locale puisqu'elle se produit au contact de la surface, de quelques millimètres de long dans notre cas.

Concluons ce chapitre en soulignant un dernier point relatif à cette technique. Jusqu'ici nous avons décrit le cas d'un jet dévié de l'axe z du guide magnétique afin de lui faire approcher la surface d'une pièce de céramique.

Essayons d'imaginer un dispositif expérimental qui serait optimisé pour pouvoir utiliser au mieux cette technique d'évaporation. Nous pourrions par exemple envisager de ne plus dévier le jet de son axe, mais plutôt d'utiliser tout au long du guide des céramiques dont le trou central serait de plus en plus étroits au fur et à mesure de la propagation. L'illustration ci-contre schématise cette idée en représentant un jet atomique se propageant suivant l'axe z et passant à travers quatre pièces de céramique. Chacune d'elles élimine des atomes dont l'énergie est de plus en plus faible.



Cet agencement, qui possède une symétrie de révolution, présente l'avantage de produire une évaporation strictement bidimensionnel, quelle que soient les conditions de piégeage et de température du jet. Sur un plan purement technique en revanche, ce type de dispositif est très peu flexible puisqu'une fois placé dans un environnement ultra-vide, il est inconcevable de pouvoir ajuster la géométrie du système. L'espacement et les diamètres des céramiques devraient alors être calculée à l'avance, pour des caractéristiques initiales du jet très précises (en terme de flux, température, vitesse moyenne, confinement).

Mais pourquoi ne pas envisager l'optimisation et la miniaturisation de ce type de structure. La figure 2.13 illustre la possibilité de d'utiliser une unique surface à symétrie de révolution dont la forme serait optimisée pour mener à bien le refroidissement par évaporation forcée d'un jet atomique magnétiquement guidé. L'encombrement total du système serait fonction uniquement des caractéristiques du jet incident, et non plus des contraintes liée à la porté d'une antenne radio-fréquence ou encore à l'encombrement de bobines.



FIGURE 2.13 - Illustration d'une idée de principe. Une unique surface à symétrie de révolutionà l'intérieur de laquelle peut se propager un jet atomique magnétiquement guidé. La formede cette surface serait optimisée afin de refroidir un jet ayant des caractéristiques données. Sices dernières le permettent, la surface pourrait même être vu comme un système acceptantun jet thermique en entrée, et fournissant en sortie un faisceau de matière dans le régime dedégénérescence quantique.

Deuxième partie

Manipulation de paquets atomiques dilués

Chapitre 3

Réflexion d'un paquet atomique sur un miroir mobile



FIGURE 3.1 – Représentation du miroir mobile utilisé sur notre guide magnétique. Cette image a été publiée dans la section "Highlight" de la revue EuroPhysics News afin d'illustrer les résultats de notre article [38], A moving magnetic mirror to slow down a bunch of atoms, joint en annexe.

Sommaire

3.1 Intr	Introduction				
3.2 Lim	ites liées à l'utilisation d'un potentiel indépendant du temps				
3.2.1	Ralentir un jet avec une pente				
3.2.2	Étude de la mise hors d'équilibre du jet atomique				
3.2.3	Ralentir un paquet avec une pente				
3.3 Réf	exion d'un paquet atomique sur un miroir mobile				
3.3.1	Principe de la méthode				
3.3.2	Modélisation simple de la collision avec un miroir mobile				
3.3.3	Réflexion d'un paquet atomique				
3.3.4	Évolution de la densité atomique dans le guide magnétique				
3.4 Mis	e en œuvre expérimentale				
3.4.1	Un miroir magnétique à aimant permanent				
3.4.2	Disposition des aimants autour du guide magnétique				
3.4.3	Potentiel <i>ressenti</i> par les atomes dans le guide magnétique				
3.5 Mis	e en mouvement du miroir				
3.5.1	Le convoyeur				
3.5.2	Mesure de stabilité de la vitesse du tapis				
3.5.3	Synchronisation du mouvement avec le reste de l'expérience				
3.6 Résultats obtenus					
3.6.1	Réflexion d'un paquet unique				
3.6.2	Réflexions de paquets atomiques successifs				
3.6.3	Paramètres pertinents à considérer pour la formation d'un jet continu				
3.7 Mir	oir mobile <i>démoniaque</i> , et théorème de Liouville				
3.7.1	Augmentation de la densité moyenne dans l'espace des phases à une				
	particule				
3.7.2	Le théorème de Liouville				
3.7.3	Miroir mobile <i>démoniaque</i>				

3.1 Introduction

Dans la première partie de cette thèse nous avons abordé le problème de la formation d'un jet atomique guidé, intense et lent. Rappelons-en ici les points importants qui nous seront utiles dans ce chapitre :

- 1. Une technique d'injection pulsée de paquets atomiques dans le guide magnétique est utilisée car elle permet d'obtenir des flux atomiques importants. L'optimisation de ce flux nous mène à l'utilisation de vitesses d'injection assez élevées (typiquement 1 m/s).
- 2. A l'inverse, nous avons tout intérêt à disposer d'un jet atomique (qui résulte du recouvrement des paquets atomiques) dont la vitesse moyenne est faible, de manière à disposer d'un temps suffisant pour mener à bien le processus d'évaporation forcée. Corrélativement, pour un flux donné, un jet lent est linéiquement plus dense, et chaque atome subit ainsi un nombre accru de collisions lors de sa propagation.

Nous avons décrit une manière de concilier ces points, en ralentissant les atomes par la mise en place d'une section pentue dans le guide magnétique. Cette technique souffre cependant d'un défaut majeur : le ralentissement et la compression linéique du jet atomique s'accompagnent d'un échauffement de celui-ci.

Ce chapitre présente le ralentissement de paquets atomiques injectés dans le guide magnétique par une technique de réflexion spéculaire sur un miroir magnétique mobile. Il est organisé de la manière suivante :

- la section 3.2 présente les limites liées à l'utilisation d'une section pentue comme moyen de ralentissement d'un jet atomique.
- le principe de notre technique est introduit dans la section 3.3.
- la mise en œuvre expérimentale du miroir magnétique ainsi que le détail sur sa mise en mouvement font l'objet des section 3.4 et 3.5.
- nous présentons dans la section 3.6 les résultats expérimentaux dans le cadre du ralentissement de paquets atomiques isolés.
- finalement, nous discutons des résultats préliminaires ayant trait à l'utilisation de cette technique pour la formation d'un jet atomique. Nous verrons notamment que cette technique est remarquable du fait qu'il est possible d'obtenir un jet ayant une densité dans l'espace des phases à une particule plus élevée que ce que nous obtiendrions par l'utilisation d'une section pentue.
- la section 3.7, en fin de ce chapitre, explique ce dernier point, en le mettant en regard du théorème de Liouville.

3.2 Limites liées à l'utilisation d'un potentiel indépendant du temps

3.2.1 Ralentir un jet avec une pente

Le fait de faire gravir une pente au jet atomique a bien pour effet de le ralentir, mais ceci se fait au prix d'un échauffement du jet, ou plus précisément, au prix d'une augmentation de la dispersion de vitesse longitudinale.

Le théorème de Liouville qui s'applique à tout système mécanique subissant une évolution hamiltonienne implique que, dans le cas particulier d'un potentiel indépendant du temps, la densité dans l'espace des phases à une particule reste constante le long de toute trajectoire dans l'espace des phases²². C'est-à-dire qu'en suivant une particule dans son mouvement, la fonction de distribution dans l'espace des phases à une particule qui l'environne reste constante. Rappelons que (d'après l'expression 1.6 définie page 11) la densité dans l'espace des phases à une particule ρ_0 suivant l'axe du jet dont il est question dans le chapitre 1 suit la relation de proportionnalité²³:

$$\rho_0 \equiv n_0 \, \lambda_{\rm dB}{}^3 \propto \frac{\Phi}{\overline{v_z} \, T^{7/2}} \, . \label{eq:rho_0}$$

Or, pour un jet en régime stationnaire, le flux Φ est constant lors de la propagation du jet. Le théorème de Liouville peut alors se traduire comme suit :

$$\overline{v_z} T^{7/2} = \text{const.} \tag{3.1}$$

Ainsi, lors de sa propagation le long d'une section pentue, la vitesse moyenne du jet atomique va diminuer, et la température va augmenter.

^{22.} Le théorème de Liouville ne s'énonce en fait pas ainsi (voir la section 3.7).

^{23.} Toutes choses étant égales par ailleurs, et en considérant le potentiel de piégeage transverse linéaire ($\alpha = 0$).

Remarque

Nous avons ici implicitement supposé que le jet atomique était à l'équilibre thermodynamique aux deux instants considérés pour effectuer le bilan 3.1. Il est cependant toujours possible de raisonner sur la dispersion de vitesse ΔV .

...Et de manière plus qualitative...

Augmentation de la dispersion de vitesse longitudinale dans une section pentue

On peut d'ailleurs prévoir intuitivement que la dispersion de vitesse longitudinale augmente lorsqu'un jet atomique gravit une pente. En effet, considérons les deux énergies en jeu, utiles à la compréhension du problème :

- l'énergie cinétique de chaque atome, qui est quadratique en vitesse : $E_c = \frac{1}{2}mv^2$, - l'énergie potentielle de gravité, elle, est linéaire en altitude $E_p \equiv mgz$.

En gravissant une hauteur h donnée, chaque atome va convertir la même quantité d'énergie cinétique en énergie potentielle, ce qui va donc correspondre à une faible diminution de la vitesse d'un atome "rapide", alors que pour un atome "lent" la diminution de vitesse doit être plus élevée (à cause du terme quadratique en vitesse).

En conséquence, les atomes sont bien ralentis, mais pas tous de la même manière : les atomes "rapides" vont un peu ralentir, et les atomes "lents" vont beaucoup ralentir (voire rebrousser chemin), creusant ainsi l'écart entre les différentes vitesses au sein du jet atomique.

3.2.2 Étude de la mise hors d'équilibre du jet atomique

Proposons-nous d'étudier de manière quantitative le problème de la mise hors d'équilibre du jet atomique lors de sa propagation dans la section pentue du guide. Nous désirons en fait prédire, dans le cadre d'un modèle simplifié, de quelle manière est modifiée la distribution de vitesses du jet.

Pour ce faire, nous allons modéliser le jet atomique par un système unidimensionnel de particules se propageant suivant l'axe z de la section pentue du guide. L'origine de cet axe sera prise comme étant en bas de la pente. Avec pour objectif d'étudier la dynamique temporelle du problème, nous supposerons qu'à l'instant initial t = 0 (voir la figure 3.2) :

- seule la partie horizontale précédant la section pentue est uniformément occupée par des particules avec une densité linéique $N_{\text{lin}}^{\text{ini}} \equiv n(z \leq 0, t = 0)$,
- on considèrera pour cet espace z < 0, un équilibre thermodynamique local avec une distribution gaussienne de vitesses décrite par une vitesse moyenne $V_{\text{jet}}^{\text{ini}}$ et une température longitudinale T_z^{ini} .

La fonction de distribution dans l'espace des phases à une particule à l'instant initial s'écrit donc :

$$f_i(z, v, t = 0) = \sqrt{\frac{m}{2 \pi k_{\rm B} T_z^{\rm ini}}} N_{\rm lin}^{\rm ini} e^{\left(-\frac{m \left(v - V_{\rm jet}^{\rm ini}\right)^2}{2 k_{\rm B} T_z^{\rm ini}}\right)} \Theta(-z) .$$
(3.2)



Afin de calculer l'évolution de cette fonction de distribution, il nous faut connaître les équations du mouvement dans la section pentue du guide. Une particule étant initialement en $z_0 \leq 0$ avec une vitesse $v_0 \geq 0$, atteindra la section pentue (z = 0) du guide magnétique à un temps $t_0 = \frac{-z_0}{v_0}$ et les équations donnant sa vitesse $v_p(t)$ et sa position $z_p(t)$ s'écrivent alors, dans la section pentue (donc pour $t \geq t_0$):

$$\begin{cases} v_p(t) = v_0 - \sin(\alpha) g (t - t_0) \\ z_p(t) = v_0 (t - t_0) - \frac{\sin(\alpha) g}{2} (t - t_0)^2, \end{cases}$$
(3.3)

 α étant l'angle entre l'axe z du guide en pente et l'horizontale, et g l'accélération de la pesanteur. En constatant que, si on ne considère que les particules pour les quelles $v_p \ge 0$ (c'est-à-dire les particules gravissant la pente), le système d'équations 3.3 est équivalent au système :

$$\begin{cases} v_0 = v_p \sqrt{1 + \frac{2\sin(\alpha) g z_p}{v_p^2}} \\ z_0 = 2 z_p + \frac{v_p^2}{\sin(\alpha) g} - \left(v_p t + \frac{v_p^2}{\sin(\alpha) g}\right) \sqrt{1 + \frac{2\sin(\alpha) g z_p}{v_p^2}}, \end{cases}$$
(3.4)

et nous pouvons ainsi calculer la fonction de distribution dans l'espace des phases à une particule à un instant t donné et en un point z > 0 de la section pentue :

$$f_p(z \ge 0, v \ge 0, t) = \iint dv_0 dt_0 f_i(z_0, v_0, t = 0)$$

$$\delta \left(z_0 - 2z - \frac{v^2}{\sin(\alpha)g} + \left(v t + \frac{v^2}{\sin(\alpha)g} \right) \sqrt{1 + \frac{2\sin(\alpha)gz}{v^2}} \right)$$

$$\delta \left(v_0 - v \sqrt{1 + \frac{2\sin(\alpha)gz}{v^2}} \right).$$
(3.5)

61

Nous obtenons la fonction de distribution du jet dans la section pentue $(z>0,\,v>0,\,t>0)$:

$$f_p(z,v,t) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_{\rm B} T_z^{\rm ini}}} N_{\rm lin}^{\rm ini} e^{\left(-\frac{m\left(v\sqrt{1+\frac{2\sin(\alpha) g z}{v^2}} - V_{\rm jet}^{\rm ini}\right)^2}{2k_{\rm B} T_z^{\rm ini}}\right)} \times \Theta\left(-2z - \frac{v^2}{\sin(\alpha) g} + \left(vt + \frac{v^2}{\sin(\alpha) g}\right)\sqrt{1+\frac{2\sin(\alpha) g z}{v^2}}\right),$$

$$(3.6)$$

que l'on peut interpréter de la manière suivante :

- − le terme $\Theta(\dots)$ de Heaviside traduit l'établissement du régime stationnaire. Il contient les informations relatives aux corrélations position-temps-vitesse. On constate d'ailleurs qu'en prenant $t \to \infty$, ce terme vaut 1.
- le terme dans l'exponentielle donne les corrélations position-vitesse au sein du jet une fois le régime stationnaire établi dans la section pentue.

Cette fonction de distribution du jet atomique nous permet de calculer la vitesse moyenne $V_{\rm jet}^{\rm fin}$ et la température longitudinale $T_z^{\rm fin}$ (telle qu'elles sont définies par ?? et ?? page?? pour une distribution quelconque), mais ne donne pas de formulation analytique simple. Il faut noter d'ailleurs que l'expression de la température longitudinale n'est pas d'un grand intérêt dans la mesure où la fonction de distribution représente l'état d'un système loin de l'équilibre thermodynamique. Nous pouvons cependant considérer la rethermalisation du jet atomique qui suit cette mise hors d'équilibre. Avant cela, faisons d'abord une simple application numérique pour nous rendre compte de l'ordre de grandeur des effets dont nous parlons :

Application numérique

Prenons les caractéristiques typiques d'un jet atomique produit grâce à notre dispositif expérimental : vitesse moyenne du jet atomique $V_{\rm jet}^{\rm ini} = 110 \text{ cm/s}$ température longitudinale $T_z^{\rm ini} = 150 \,\mu\text{K}$ dénivellation de la pente $h = 22 \,\text{mm}$ En intégrant numériquement l'équation 3.5, puis en appliquant les définitions de $V_{\rm jet}^{\rm fin}$ et $T_z^{\rm fin}$ (équations ?? page?? et ?? page??), nous obtenons en haut de la pente en régime stationnaire : vitesse moyenne $V_{\rm jet}^{\rm fin} = 86 \,\text{cm/s}$ température longitudinale $T_z^{\rm fin} = 260 \,\mu\text{K}$

C'est donc un effet important dont nous parlons puisqu'en ralentissant le jet atomique d'un quart de sa vitesse, on double presque sa température longitudinale dans les conditions typiques de notre dispositif expérimental.

Rethermalisation du jet atomique

La rethermalisation implique tous les degrés de liberté, et notamment, les degrés de liberté transverses, sur lesquels le guide magnétique impose un confinement. Pour toutes les expériences décrites dans ce chapitre, le potentiel de piégeage transverse est purement linéaire en distance à l'axe du guide magnétique (voir ??). Dans ces conditions et en supposant que le jet atomique, au moment où il atteint la section pentue, est à l'équilibre thermodynamique défini par la température T_{eq}^{ini} , nous pouvons écrire l'énergie thermique moyenne par particule dans le guide magnétique avant la section pentue sous la forme :

$$\left\langle E_{\rm at}^{\rm ini}\right\rangle = \frac{7}{2} k_{\rm B} T_{\rm eq}^{\rm ini} = 3 \frac{k_{\rm B} T_{\rm eq}^{\rm ini}}{2} + 2 k_{\rm B} T_{\rm eq}^{\rm ini} , \qquad (3.7)$$

répartie sur <u>3 degrés de liberté</u> quadratiques en vitesse et <u>2 degrés de liberté transverses</u> correspondant au potentiel de piégeage transverse linéaire en distance à l'axe.

Remarque

Ceci est un cas particulier d'application du théorème du viriel qui stipule que l'énergie moyenne d'une particule vaut :

$$\epsilon = \frac{k_{\rm B}T}{\delta} \, ,$$

sur chaque degré de liberté intervenant à la puissance δ dans l'expression de l'énergie mécanique du système. Par exemple, si l'énergie mécanique s'écrit :

$$E = \frac{1}{2}m\left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2\right) + \alpha|x|^3 + \beta|y|,$$

alors l'énergie moyenne d'une particule faisant partie d'un système caractérisé par une température T est :

$$E_{\rm at} = \frac{k_{\rm B}T}{2} + \frac{k_{\rm B}T}{2} + \frac{k_{\rm B}T}{2} + \frac{k_{\rm B}T}{3} + k_{\rm B}T \,.$$

Lorsque les particules gravissent la pente, l'une des composantes de la température T_z augmente de $\Delta T_z \equiv T_z^{\text{fin}} - T_{\text{eq}}^{\text{ini}}$. C'est une situation hors d'équilibre qui règne au sommet de la section pentue. La conservation de l'énergie thermique moyenne par particule lors de la rethermalisation au delà de la section pentue nous donne la température $T_{\text{eq}}^{\text{fin}}$ à laquelle le jet atomique va rethermaliser :

$$\left\langle E_{\rm at}^{\rm fin} \right\rangle \equiv \frac{\frac{7}{2} k_{\rm B} T_{\rm eq}^{\rm fin}}{2} = 2 \frac{k_{\rm B} T_{\rm eq}^{\rm ini}}{2} + \frac{k_{\rm B} T_{z}^{\rm fin}}{2} + 2 k_{\rm B} T_{\rm eq}^{\rm ini} = 3 k_{\rm B} T_{\rm eq}^{\rm ini} + \frac{k_{\rm B} T_{z}^{\rm fin}}{2} .$$
(3.8)

Cette égalité rappelle l'équation 3.7 mais porte sur une situation hors d'équilibre thermodynamique en haut de la section pentue avant rethermalisation et une situation d'équilibre après rethermalisation. Nous déduisons donc la température d'équilibre au delà de la section pentue :

$$T_{\rm eq}^{\rm fin} = T_{\rm eq}^{\rm ini} + \frac{\Delta T_z}{7} \,. \tag{3.9}$$

63

La variation de température longitudinale liée au fait que le jet atomique gravit une pente sera donc réduite par un facteur 7 après rethermalisation.

3.2.3 Ralentir un paquet avec une pente

Considérons maintenant l'évolution d'un seul paquet atomique gravissant la section pentue. Les équations du mouvement 3.3 page 61 restent valables. Nous aboutissons donc, en appliquant la formule 3.5 à la fonction de distribution d'un paquet atomique, à un résultat similaire à 3.6. C'est-à-dire que la dispersion de vitesse longitudinale du paquet atomique augmente lorsque celui-ci gravit une pente.

3.3 Réflexion d'un paquet atomique sur un miroir mobile

3.3.1 Principe de la méthode

Le principe utilisé pour mener à bien le ralentissement des paquets atomiques dans le guide magnétique est similaire à celui qu'un joueur de tennis utilise pour effectuer un "amorti". Lorsqu'une balle est soumise à un choc élastique avec un obstacle fixe (comme le terrain de tennis), le module de sa vitesse après l'impact reste inchangé, seule la direction de propagation de la balle est affectée par le rebond ²⁴. A l'inverse, si la balle heurte un obstacle en mouvement (comme une raquette imprimée d'un mouvement de recul), la balle va pouvoir céder, ou absorber de l'énergie cinétique, et sa vitesse après le choc pourra être plus faible, ou plus élevée ²⁵.

Autres expériences utilisant ce principe

Des expériences de physique atomique ont déjà exploité cette méthode afin de mener à bien le ralentissement d'atomes. L'obtention d'un faisceau ultra froid de neutrons a été rendue possible par réflexion spéculaire sur une surface de nickel en mouvement [46]. Cette avancée fut à la source de beaucoup d'expériences dans les domaines de l'optique neutronique [50] et de l'interférométrie avec des neutrons [37].

Dans un autre contexte, à l'université d'Austin (Texas), l'équipe du professeur Mark Raizen utilise des cristaux de silicium montés sur un rotor tournant à grande vitesse afin de décélérer par réflexion spéculaire un jet supersonique pulsé d'atomes d'hélium [28].

3.3.2 Modélisation simple de la collision avec un miroir mobile

Afin de mieux comprendre la dynamique du problème, nous allons détailler dans cette section un modèle simple de la collision élastique d'un paquet atomique avec une barrière en mouvement uniforme. Cette modélisation a été utilisée pour interpréter non données expérimentales, dans le contexte de notre expérience de paquets atomiques guidés magnétiquement.

Nous nous intéressons à une modélisation unidimensionnelle du problème. De plus, nous négligeons les collisions entre atomes durant la propagation et la réflexion des paquets atomiques. Nous commençons donc par considérer la réflexion d'une seule particule.

^{24.} On néglige tout effet dû à la rotation de la balle sur elle-même et aux frottements

^{25.} En réalité, au tennis, la raquette est presque immobile lors d'un amorti. Le véritable effet vient du fait que le joueur tient la raquette de manière relâchée, si bien que lors de l'impacte, une partie ou la totalité de l'énergie cinétique de la balle est transmise à la raquette qui est alors projetée en arrière.

Collision d'une particule avec une barrière infinie de potentiel en mouvement

Le problème le plus simple à envisager est celui de la collision élastique d'une seule particule sur une barrière infinie de potentiel ²⁶. Un tel potentiel, qui réfléchit instantanément la particule incidente, joue le rôle d'un miroir, et sera désigné comme tel. Nous utiliserons dans la suite les notations suivantes :

- l'origine des temps, t = 0, est l'instant où la particule est injectée dans le guide magnétique.
- $-V_{\rm m}$, la vitesse du miroir sera prise indépendante du temps. Notamment, le mouvement de la barrière n'est pas affecté par la collision.
- la position du miroir mobile à l'instant initial est $Z_{\rm m}^{\rm ini} \equiv Z_{\rm m}(t=0)$.
- -v(t) sera la vitesse (suivant l'axe du guide) de la particule dans le référentiel du laboratoire.
- la vitesse initiale (avant collision) de la particule est v_{at}^{ini} , sa vitesse finale (après collision) est v_{at}^{fin} .
- t_{col} est l'instant de la collision.

Remarque

Nous considérons la vitesse du miroir comme étant constante. Cette hypothèse est tout à fait valable dans le cas où la masse du miroir mobile (un objet macroscopique) est beaucoup plus importante que celle d'un atome. Mais elle est aussi valable, même si les deux masses en jeu sont comparables, si la vitesse du miroir est asservie par un système extérieur.

La figure 3.3 page suivante permet d'analyser la dynamique du problème dans le référentiel du laboratoire et dans le référentiel du miroir. Après réflexion élastique sur le miroir mobile, la vitesse de la particule est :

$$v_{\rm at}^{\rm fin} \equiv v(t > t_{\rm col}) = 2V_{\rm m} - v_{\rm at}^{\rm ini}$$
. (3.10)

Modélisation d'un paquet atomique

Pour un paquet atomique dont l'extension longitudinale moyenne au moment de la collision est Δ_z , l'instant $t_{\rm col}$ est différent pour chaque atome du paquet, et la réflexion s'étend donc sur un laps de temps de l'ordre de $\tau_{\rm col} \equiv \frac{\Delta_z}{\langle v_{\rm at}^{\rm ini} \rangle - V_{\rm m}}$. Une description rigoureuse de la dynamique d'évolution du paquet atomique lors de sa réflexion devrait faire intervenir l'effet des collisions entre atomes. Nous pouvons cependant les négliger à partir du moment où $\tau_{\rm col}$ est petit devant le temps moyen entre deux collisions inter-atomiques. Dans nos expériences cette hypothèse est bien vérifiée²⁷.

A l'instant t = 0, le nuage est modélisé par une distribution spatiale ponctuelle, mais gaussienne en vitesse, c'est-à-dire que la taille initiale du paquet atomique est négligée. Cette modélisation n'a de sens que si la dispersion de vitesse longitudinale conduit à un étalement du nuage au moment de la collision jusqu'à une taille grande devant la taille initiale réelle du paquet atomique. Nous verrons plus loin que cette hypothèse est expérimentalement raisonnable (voir

^{26.} Bien qu'inaccessible en pratique, cette modélisation permet de comprendre la dynamique du problème.

^{27.} La densité des paquets atomiques dont il est question dans cette partie est effectivement assez faible pour pouvoir négliger les collisions durant la réflexion. Cependant, dans la troisième partie, nous traiterons de paquets denses avec des taux de collisions beaucoup trop élevés pour pouvoir appliquer de manière convenable le modèle que nous proposons ici.



FIGURE 3.3 - Principe de la technique du ralentissement grâce à un miroir mobile. Cette figure se lit dans le sens des aiguilles d'une montre en partant du cadran 1. Rappelons que la vitesse du miroir mobile est constante (voir remarque page précédente).

- **Cadran 1 :** dans le référentiel du laboratoire, juste *avant* la collision, la particule possède initialement une vitesse $v_{\rm at}^{\rm ini} \equiv v(t < t_{\rm col})$ supérieur à la vitesse $V_{\rm m}$ de la barrière.
- **Cadran 2 :** dans le référentiel du miroir, juste *avant* la collision, la particule possède une vitesse $v_{\rm at}^{\rm ini} V_{\rm m} > 0.$
- **Cadran 3 :** dans le référentiel du miroir, juste *après* la collision, qui se produit au temps $t_{\rm col}$, la particule possède une vitesse $-(v_{\rm at}^{\rm ini} V_{\rm m}) < 0$. La particule a été réfléchie.
- **Cadran 4 :** en nous replaçant dans le référentiel du laboratoire, juste *après* la collision, nous calculons simplement la vitesse de la particule comme étant $-(v_{\rm at}^{\rm ini} V_{\rm m}) + V_{\rm m}$ soit

$$v_f \equiv v(t > t_{\rm col}) = 2V_{\rm m} - v_{\rm at}^{\rm ini}$$

Application numérique

Pour des conditions typiques de nos expériences, il est ainsi possible de ralentir un atome de 140 cm/s à 30 cm/s grâce à un miroir mobile ayant une vitesse de 85 cm/s. L'énergie cinétique longitudinale de la particule a donc été réduite de 95%!
section 3.6.1 page 78). Nous considérons donc la fonction de distribution initiale dans l'espace des phases à une particule :

$$f_i(z,v) \equiv C e^{\left(-\frac{m}{2k_{\rm B}T_z^{\rm ini}} \left(v - v_{\rm inj}\right)^2\right)} \delta(z) , \qquad (3.11)$$

où v_{inj} est la vitesse moyenne du paquet atomique au moment de l'injection dans le guide magnétique, et C est une constante de normalisation.

3.3.3 Réflexion d'un paquet atomique

Propagation libre du paquet atomique

Dès l'injection du paquet atomique dans le guide magnétique, la dispersion de vitesse longitudinale conduit à un étalement du paquet. Nous faisons l'hypothèse que les atomes du paquet n'interagissent pas. Par suite, chaque atome se propage librement à vitesse constante et nous pouvons alors facilement écrire la fonction de distribution du paquet atomique à chaque instant avant la collision :

$$f(z, v, t) = \iint f_i(z_0, v_0) \delta\left(z - (z_0 + v_0 t)\right) \delta\left(v_0 - v\right) dv_0 dz_0$$

=
$$\iint C e^{\left(-\frac{m}{2k_{\rm B} T_z^{\rm ini}} \left(v_0 - v_{\rm inj}\right)^2\right)} \delta\left(z_0\right) \delta\left(z - (z_0 + v_0 t)\right) \delta\left(v_0 - v\right) dv_0 dz_0, \qquad (3.12)$$

où l'on reconnait dans les fonctions $\delta(\cdots)$ de Dirac la traduction d'un mouvement rectiligne uniforme.

Nous obtenons donc l'expression de la fonction de distribution du nuage (initialement ponctuel) dans le guide magnétique avant la collision avec le miroir mobile :

$$f(z,v,t) = C e^{\left(-\frac{m}{2k_{\rm B}T_z^{\rm ini}}\left(v-v_{\rm inj}\right)^2\right)} \delta\left(z-vt\right), \qquad (3.13)$$

qui s'interprète de la manière suivante :

- on retrouve bien la même distribution en vitesse puisque le paquet atomique se propage librement (c'est la distribution gaussienne),
- mais le terme $\delta(z vt)$ traduit mathématiquement les corrélations positionvitesse qui se développent au cours de la propagation. Les atomes "rapides" se retrouvent "à l'avant" du nuage (i.e. au z grand), alors que les atomes "lents" restent à "l'arrière" du nuage.

La densité atomique linéique n(z,t) se déduit par une intégration sur la variable de vitesse v :

$$n(z,t) \equiv \int f(z,u,t) \, \mathrm{d}u = C \, \mathrm{e}^{\left(-\frac{m}{2 \, k_{\mathrm{B}} \, T_{z}^{\mathrm{ini}}} \left(\frac{z}{t} - v_{\mathrm{inj}}\right)^{2}\right)}.$$
 (3.14)

Réflexion du paquet atomique

Pour chacun des atomes d'un paquet décrit par la distribution 3.11, l'instant $t_{\rm col}$ de la collision avec le miroir mobile correspond au temps qu'il a fallu pour que cet atome (dont la vitesse initiale est v_0) "rattrape" le miroir, qui à l'instant t = 0 se trouve en $z = Z_{\rm m}^{\rm ini}$ et dont la vitesse est $V_{\rm m} < v_0$:

$$t_{\rm col}(v_0) = \frac{Z_{\rm m}^{\rm ini}}{v_0 - V_{\rm m}}.$$
(3.15)

La figure 3.4 représente, dans l'espace des phases à une particule, les trajectoires de quelques atomes de la distribution 3.11.



Ainsi, en tenant compte de l'équation 3.10 page 65, la vitesse au cours du temps $v_{\rm at}(t)$ de cet atome s'écrit

$$v_{\rm at}(t;v_0) = \frac{v_0 \Theta \left(t_{\rm col}(v_0) - t \right)}{r} + \frac{(2V_{\rm m} - v_0)\Theta \left(t - t_{\rm col}(v_0) \right)}{r}, \qquad (3.16)$$

où les vitesses de la particule avant et après la collision apparaissent clairement. Aussi,

nous connaissons la position $z_{\rm at}(t)$ de cet atome en intégrant l'équation 3.16 :

$$z_{\rm at}(t;v_0) \equiv \int_0^t v_{\rm at}(t';v_0) \, \mathrm{d}t' = v_0 t - 2(v_0 - V_{\rm m})(t - t_{\rm col}(v_0))\Theta\left(t - t_{\rm col}(v_0)\right) \,. \tag{3.17}$$

L'évolution de la fonction de distribution du paquet atomique s'établit en utilisant les équations 3.11 et 3.15 à 3.17:

$$f(z, v, t) = \iint \left[f_i(z_0, v_0) \ \delta(z - z_{at}(t)) \ \delta(v - v_{at}(t)) \ dv_0 \, dz_0 \right]$$

=
$$\iint \left[Ce^{\left(-\frac{m}{2k_{\rm B}T_z^{\rm ini}} (v_0 - v_{\rm inj})^2 \right)} \delta(z_0) \right]$$

$$\delta \left[z - \left(v_0 t - 2(v_0 - V_{\rm m}) \left(t - \frac{Z_{\rm m}^{\rm ini}}{v_0 - V_{\rm m}} \right) \Theta \left(t - \frac{Z_{\rm m}^{\rm ini}}{v_0 - V_{\rm m}} \right) \right) \right]$$

$$\delta \left[v - \left(v_0 \Theta \left(\frac{Z_{\rm m}^{\rm ini}}{v_0 - V_{\rm m}} - t \right) + (2V_{\rm m} - v_0) \Theta \left(t - \frac{Z_{\rm m}^{\rm ini}}{v_0 - V_{\rm m}} \right) \right) \right]$$

$$dv_0 \, dz_0 \,. \tag{3.18}$$

On note que l'intégration suivant la variable z_0 est immédiate du fait de la présence du terme $\delta(z_0)$, et nous effectuons le remplacement directement. Cette équation 3.18 ne semble pas simple à intégrer dans la mesure où les termes de Dirac contiennent des fonctions de Heaviside, et que la vitesse v_0 y apparaît plusieurs fois, notamment au dénominateur.

En revanche, on remarque que la condition sur le temps t pour qu'un atome ayant une vitesse initiale v_0 donnée ait subi la collision avec le miroir mobile et qui s'écrit :

$$t \ge t_{\rm col}(v_0) = \frac{Z_{\rm m}^{\rm ini}}{v_0 - V_{\rm m}},$$

peut se traduire (d'après l'équation 3.15) de manière équivalente en une condition sur la vitesse initiale v_0 d'un atome, traduisant le fait que ce dernier *aura* subi la collision à un temps t donné :

$$v_0 \ge v_0^{\text{col}}(t) \equiv V_{\text{m}} + \frac{Z_{\text{m}}^{\text{ini}}}{t}$$
 (3.19)

 $v_0^{\text{col}}(t)$ est pour ainsi dire "la vitesse initiale dont un atome a besoin afin de subir une collision à l'instant t choisi".

Grâce à cette formulation, on peut ré-écrire l'argument des fonctions de Heaviside des équations 3.16 et 3.17 de manière à exprimer l'équation 3.18 sous la forme :

$$f(z, v, t) = \int \frac{Ce^{\left(-\frac{m}{2k_{\rm B}T_z^{\rm ini}}(v_0 - v_{\rm inj})^2\right)}}{\delta\left[z - v_0 t + 2(v_0 - V_{\rm m})\left(t - \frac{Z_{\rm m}^{\rm ini}}{v_0 - V_{\rm m}}\right)\Theta\left(v_0 - v_0^{\rm col}(t)\right)\right]}\right]}{\delta\left[v - v_0\Theta\left(v_0^{\rm col}(t) - v_0\right) - (2V_{\rm m} - v_0)\Theta\left(v_0 - v_0^{\rm col}(t)\right)\right]}{dv_0},$$

qui se coupe naturellement en deux en intégrant de $-\infty$ à $v_0^{\text{col}}(t)$, puis de $v_0^{\text{col}}(t)$ à ∞ . Ceci simplifie les fonctions de Heaviside qui valent sur ces domaines soit 0, soit 1 :

$$\begin{split} f(z,v,t) &= \int\limits_{-\infty}^{v_0^{\rm col}(t)} C \mathrm{e}^{\left(-\frac{m}{2k_{\rm B}T_z^{\rm ini}} \left(v_0 - v_{\rm inj}\right)^2\right)} \delta\left(z - v_0 t\right) \delta\left(v - v_0\right) \, \mathrm{d}v_0 \\ &+ \int\limits_{v_0^{\rm col}(t)}^{+\infty} C \mathrm{e}^{\left(-\frac{m}{2k_{\rm B}T_z^{\rm ini}} \left(v_0 - v_{\rm inj}\right)^2\right)} \delta\left(z - t(2V_{\rm m} - v_0) - 2Z_{\rm m}^{\rm ini}\right) \delta\left(v_0 + v - 2V_{\rm m}\right) \, \mathrm{d}v_0 \,, \end{split}$$

En conclusion, nous pouvons établir la fonction de distribution d'un paquet atomique initialement ponctuel de température longitudinale T_z^{ini} injecté à l'instant initial à une vitesse moyenne v_{inj} en direction d'une barrière infinie de potentiel ayant une vitesse V_{m} et une avance $Z_{\text{m}}^{\text{ini}}$ à l'instant initial :

$$f(z, v, t) = C e^{\left(-\frac{m}{2k_{\rm B}T_z^{\rm ini}} \left(v - v_{\rm inj}\right)^2\right)} \delta\left(v - \frac{z}{t}\right) \Theta\left(V_{\rm m} + \frac{Z_{\rm m}^{\rm ini}}{t} - v\right) + C e^{\left(-\frac{m}{2k_{\rm B}T_z^{\rm ini}} \left(v - 2V_{\rm m} + v_{\rm inj}\right)^2\right)} \delta\left(v - \frac{z - 2Z_{\rm m}^{\rm ini}}{t}\right) \Theta\left(V_{\rm m} - \frac{Z_{\rm m}^{\rm ini}}{t} - v\right).$$
(3.20)

On distingue bien ici les deux termes correspondant :

- 1. au nuage initialement injecté dans le guide magnétique (voir l'équation 3.13 page 67) qui intervient aux temps courts (avant la collision du nuage avec le miroir mobile).
- 2. au nuage réfléchi, dont la vitesse moyenne est $2V_{\rm m} v_{\rm inj}$ et qui intervient au temps long (après la collision). On remarque aussi dans ce terme, que la température longitudinale n'a pas été modifiée lors de la collision.

Le fait de ne pas modifier la dispersion de vitesse longitudinale du paquet atomique est une propriété remarquable qui distingue la technique du miroir mobile par rapport à l'utilisation d'une section pentue. Ce point est discuté dans la section 3.7.1 page 85

...Et de manière plus qualitative...

Une manière simple de se convaincre que les propriétés du paquet atomique ne sont pas modifiées par la réflexion sur le miroir mobile peut se présenter sous cette forme, par analogie avec l'optique newtonienne :

après la collision, nous obtenons un paquet atomique qui est tout simplement *l'image* du paquet initial par réflexion dans un miroir, et dont les propriétés sont identiques.

3.3.4 Évolution de la densité atomique dans le guide magnétique

Comme nous l'avons précisé dans le chapitre 1 (section 1.3 page 16), la grandeur qui nous est expérimentalement accessible par la mesure est la densité linéique d'atomes dans le guide

magnétique. Il faut donc s'intéresser à la prédiction théorique de densité atomique. Celle-ci s'obtient par intégration de l'équation 3.20 page ci-contre par rapport à la variable v:

$$n(z,t) \equiv \int f(z,v,t) \, \mathrm{d}v$$
$$= C \left(e^{\left(-\frac{m}{2k_{\mathrm{B}}T_z^{\mathrm{ini}}} \left(\frac{z}{t} - v_{\mathrm{inj}}\right)^2\right)} + e^{\left(-\frac{m}{2k_{\mathrm{B}}T_z^{\mathrm{ini}}} \left(\frac{z - 2Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{ini}}}{t} - 2V_{\mathrm{m}} + v_{\mathrm{inj}}\right)^2\right)} \right) \Theta \left(tV_{\mathrm{m}} + Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{ini}} - z\right) \,. \tag{3.21}$$

La densité atomique est donc donnée par la somme des contributions de deux nuages se propageant en sens inverse :

- le premier terme de la somme entre parenthèses correspond au nuage initial lancé dans le guide.
- le second terme correspond au nuage symétrique du premier par rapport au miroir mobile dont l'équation du mouvement est $Z_{\rm m}^{\rm ini} + V_{\rm m} t$.
- le terme $\Theta(\dots)$ de Heaviside traduit mathématiquement le fait qu'aucun atome n'est en fait passé de l'autre coté du miroir mobile $(z > Z_{\rm m}^{\rm ini} + tV_{\rm m})$.

La figure 3.5 donne une représentation de l'expression 3.21 en fonction de z à des instants t caractéristique : *avant*, *pendant*, et *après* la collision du paquet atomique avec le miroir mobile.



3.4 Mise en œuvre expérimentale

3.4.1 Un miroir magnétique à aimant permanent

Différentes manières de réfléchir des atomes

La réflexion d'atomes sur miroir mobile a déjà été étudiée dans le contexte des atomes ultrafroids. L'utilisation d'ondes lumineuses évanescentes se propageant à la surface d'un prisme, et dont l'intensité était modulée dans le temps, permit la manipulation d'atomes pour l'optique atomique : focalisation de trajectoires atomiques, formation d'images multiples d'un point source et modulation de la phase d'onde de De Broglie [45, 2].

La mise en œuvre d'un miroir magnétique repose sur l'interaction Zeeman entre un champ magnétique inhomogène et le moment dipolaire magnétique des atomes. Des miroirs magnétiques pour l'optique atomique ont été réalisés de manières variées, en utilisant divers supports magnétiques (tels que de des disquettes informatiques [17], des bandes vidéo [40]), des arrangement d'aimants permanents [44], ou des micro-électro-aimants [18, 10].

Produire une colline de potentiel dans le guide magnétique

Nous allons maintenant nous intéresser à la réalisation expérimentale d'une barrière de potentiel magnétique sur l'axe z de notre guide. La mise en mouvement de cette barrière sera traitée dans la section 3.5.

Nous avons choisi d'utiliser des aimants permanents afin de moduler spatialement la valeur du champ magnétique longitudinal $B_0 \vec{e_z}$ sur l'axe du guide. En effet, nous avons vu dans la section 1.1.1 que le potentiel auquel sont soumis les atomes dans le guide dépend entre autre choses de la composante longitudinale du champ magnétique. Ainsi, une valeur localement élevée du champ B_0 va avoir pour effet de repousser les atomes de ⁸⁷Rb préparés dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = -1\rangle$. Nous pourrons donc réflechir un atome dans le guide si la colline de potentiel magnétique possède une hauteur suffisante (c'est-à-dire supérieure à l'énergie cinétique longitudinale de l'atome).

3.4.2 Disposition des aimants autour du guide magnétique

Remarque

Disposition symétrique des aimants

Si nous désirons moduler spatialement la composante longitudinale B_0 du champ magnétique sur l'axe du guide, il est en revanche très important de ne pas générer de composantes transverses. En effet, nous avons vu au chapitre 2 que moduler le champ transverse a pour effet de dévier latéralement la trajectoire des atomes. Ceci conduit à une élimination de certain atomes si cette déviation se fait au niveau d'une pièce en céramique (voir la sous-section 2.2.2).

Afin de ne pas avoir de composantes transverses du champ magnétique au niveau de l'axe du guide, celui-ci doit être un *axe de symétrie* pour l'alimentation. C'est-àdire qu'il faudra disposer les aimants de manière symétrique par rapport au guide, avec leur aimantation deux à deux opposées. Dans notre cas, l'aimantation de chaque aimant pointe vers le guide. La configuration choisie ainsi que l'allure de la colline de potentiel produite suivant l'axe du guide magnétique sont représentées sur la figure 3.6.

Les aimants utilisés sont les mêmes que ceux qui ont servi pour l'évaporation sur une céramique (chapitre 2) et sont décrits dans l'annexe A page 145. Ils sont placés sur un support en polystyrène²⁸ ayant la forme d'un U. La figure 3.7 représente ce montage et le positionnement de celui-ci autour du guide magnétique.

^{28.} L'utilisation d'un matériau léger pour confectionner le support du miroir mobile est justifiée dans la section 3.5.



FIGURE 3.6 – (a) : Disposition des aimants autour de l'axe z du guide magnétique (déssiné en grisé) et représentation de quelques lignes de champ magnétique. Une configuration symétrique de l'aimantation par rapport à l'axe z permet de produire un champ purement longitudinale sur cet axe. L'espacement entre les aimants est d'environ 5 cm (Le diamètre du tube de verre autour du guide est de 4 cm). (b) : Allure du module du champ magnétique sur l'axe du guide. Pour des atomes préparés dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = -1\rangle$, cela correspond à une colline de potentiel dont la hauteur est déterminé par la valeur maximale B_0^{\max} . L'extension longitudinale de cette colline est d'environ 5 cm.



FIGURE 3.7 – (a) : Vue schématique en coupe du miroir magnétique en place autour du guide. L'utilisation de plusieurs aimants de chaque côté permet de créer des champs magnétiques plus importants et donc d'augmenter la hauteur de la colline de potentiel. Avec quatre aimants de chaque coté du guide, nous disposons d'une colline de potentiel d'une hauteur μB_0^{\max} avec $B_0^{\max} \equiv \max(B_0(z)) = 160 \text{ G}.$ (b) : photographie du montage. Les aimants sont fixés sur un support en polystyrène.

3.4.3 Potentiel *ressenti* par les atomes dans le guide magnétique

Intéressons nous plus précisément au potentiel auquel sont soumis les atomes dans le guide magnétique. Rappelons que l'équation 1.3 page 7 montre la dépendance du potentiel de piégeage en fonction de la composante longitudinale $B_0 \vec{e_z}$ du champ magnétique le long de l'axe du guide. Cette dépendance est ici mise à profit afin de produire la réflexion des atomes grâce à une modulation spatiale du champ magnétique longitudinal $B_0(z) \vec{e_z}$.

La superposition du champ transverse fourni par le guide et du champ longitudinal produit par le miroir magnétique nous permet de déduire le potentiel auquel sont soumis les atomes 29 :

$$U(r,z) = \mu |\vec{B}| = \mu \sqrt{b'^2 r^2 + B_0(z)^2}.$$
(3.22)

Application numérique

Hauteur de la colline de potentiel sur l'axe du guide

Calculons la hauteur de la colline de potentiel qui résulte de la mise en place du miroir magnétique sachant que :

- le miroir magnétique produit sur l'axe du guide un champ longitudinal dont la valeur maximale est $B_0^{\max} = 160$ G.
- les atomes de ⁸⁷Rb sont piégés dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = -1\rangle$ dont le moment magnétique est $\mu = \frac{\mu_B}{2} \approx 4, 6 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2\text{A}.$
- l'énergie potentielle magnétique d'un tel atome placé dans un champ B_0^{\max} est $E = \mu B_0^{\max} = 7, 4 \cdot 10^{-26}$ J.

Connaissant la masse d'un atome de ^{87}Rb $(m_{\text{\tiny Rb}}=1,44\cdot10^{-25}\text{ kg}),$ nous déduisons que, pour qu'un atome soit réfléchi par cette colline de potentiel magnétique, la vitesse relative maximale v_{max} de l'atome par rapport au miroir est donnée par :

$$\frac{1}{2}m_{\rm Rb} v_{\rm max}^2 = \mu B_0^{\rm max},$$

qui correspond ici à :

 $v_{\rm max} = 1 \, {\rm m/s}$.

^{29.} Un champ magnétique de la forme $\vec{B} = B_0(z) \vec{e_z}$ ne vérifie évidemment pas les équations de Maxwell puisqu'il n'est pas de divergence nulle. Néanmoins, les gradients transverses de champ magnétique mis en jeu par le miroir magnétique sont très faibles (typiquement quelques dizaine de G/cm) en comparaison du gradient produit par le guide magnétique (de l'ordre de 500 G/cm). On peut donc considérer raisonnablement que le potentiel auquel sont soumis les atomes est bien celui donné par la formule 3.22.

Remarque

Caractère tridimensionnel du mouvement

Il est important de garder à l'esprit que les atomes ne se propagent pas *exactement* suivant l'axe z. Ils sont aussi animés d'un mouvement dans le plan transverse (x, y) (voir la section 1.3.2 page 17). Or nous avons vu dans la section 1.1.1 page 5 que plus la composante longitudinale B_0 est importante, plus le piège s'ouvre transversalement.

Réciproquement, plus un atome "orbite" loin de l'axe du guide, moins il est sensible à la présence du miroir magnétique. Pour s'en convaincre, il suffit de dériver le potentiel U(r, z) par rapport à z.

Il en résulte un couplage entre le mouvement transverse des atomes et le mouvement longitudinal suivant l'axe du guide.

Nous allons cependant négliger cet effet et considérer que la modélisation par un problème *unidimensionnel* est correcte. Nous justifions ce choix par le fait que :

- les fréquences d'oscillations transverses dans le guide magnétique sont de l'ordre du kilohertz.
- le temps que met un atome à être réfléchi est typiquement d'un dixième de seconde (déduit de l'extension longitudinale de la barrière, ≈ 6 cm, et de vitesses relatives inférieures à $v_{\text{max}} = 1$ m/s).

Les deux échelles de temps étant très différentes, il est raisonnable de négliger le couplage entre mouvements transverse et longitudinal (C'est une *approximation séculaire*).

3.5 Mise en mouvement du miroir

Afin de mettre en mouvement le miroir magnétique, nous l'avons fixé sur un "tapis roulant" longeant le guide magnétique. Dans la suite, ce système sera désigné par le terme "convoyeur." Une représentation du système fait l'objet des figures 3.8 et 3.9.





 $\label{eq:FIGURE} FIGURE \ 3.9 - Photographie \ du \ dispositif expérimental. On y \ distingue \ le guide magnétique dans le tube de verre et le miroir mobile fixé sur le convoyeur.$

Le fonctionnement cyclique du convoyeur implique que le miroir mobile fixé à la courroie doit subir à chaque extrémité du rail une phase de retournement hémicirculaire.

Remarque

Accélération violente en bout de rail

On notera que cette accélération en bout de rail n'est pas purement centrifuge. C'est-à-dire que le miroir doit résister non-seulement à une force centrifuge qui tend à l'arrachement radial du miroir, mais aussi à une force de cisaillement qui tend à faire plier le miroir autour de l'axe de rotation.

Cette deuxième composante vient tout simplement du fait que :

- sur la partie rectiligne du convoyeur, chaque point du miroir possède la même vitesse (celle de la courroie!),
- lors de la phase circulaire, les points du miroir situés loin de l'axe de rotation doivent posséder une vitesse plus importante.

En d'autres termes, cela traduit la *mise en rotation* du miroir à l'instant *précis* où celui-ci passe de la partie rectiligne à la partie circulaire. Cette accélération est très violente, elle est même théoriquement infinie si l'on devait considérer le système comme étant rigide.

C'est pourquoi il est prudent d'assurer une bonne rigidité de fixation des aimants tout en maintenant la légèreté de l'ensemble afin d'en minimiser le moment d'inertie.

3.5.1 Le convoyeur

Le convoyeur a été acheté auprès de la société NORCAN. La longueur du rail est de 120 cm, et la courroie de 250 cm de long qui est enroulée autour, comporte 50 emplacements de fixation (tous les 5 cm). Le moteur électrique monté d'origine sur le système est de type asynchrone triphasé et est refroidi par un ventilateur dont l'axe est solidaire de l'arbre moteur. Il est par ailleurs contrôlé par un boîtier électronique externe fournissant le courant alternatif à la fréquence voulue, et sur lequel peuvent être programmés les différents paramètres liés au mouvement du convoyeur :

- tension efficace appliquée au moteur en fonction de la fréquence utilisée,
- accélération au démarrage et au freinage,
- vitesse maximale,
- etc...

La liaison cinématique entre l'arbre moteur et le convoyeur est effectuée par un étage de démultiplication à vis sans fin de rapport 1/10. L'ensemble moteur est monté sur "silent-bloc" afin d'éviter les contraintes mécaniques entre le convoyeur et le bloc moteur.

3.5.2 Mesure de stabilité de la vitesse du tapis

Une connaissance précise de la vitesse du convoyeur est requise pour mener à bien les expériences de miroir mobile. Aucun dispositif n'étant prévu à cet effet, nous avons installé une diode électroluminescente (LED) couplée à une photodiode dans le carénage de protection du moteur, de manière à ce que le faisceau lumineux soit coupé à chaque passage d'une des 5 palles du ventilateur (solidaire de l'arbre moteur). Le signal "haché" récupéré par la photodiode nous permet de déterminer la vitesse de rotation du moteur, et d'en déduire la vitesse du convoyeur (de manière très précise du fait de l'étage de démultiplication qui joue en notre faveur).

Nous avons ainsi pu mesurer la stabilité de la vitesse du convoyeur dans différentes conditions, et il s'est avéré qu'avec les réglages d'origine, la vitesse du convoyeur n'était pas stable à faible vitesse (en dessous de 20 cm/s, les fluctuations relatives de vitesse atteignaient près de 50%). Grâce aux différentes possibilités de réglage offertes pas le boitier électronique du convoyeur, il nous a été possible d'augmenter le couple du moteur. En contrepartie d'un échauffement accru du moteur, la stabilité en vitesse du convoyeur est grandement améliorée puisqu'ils est possible de faire fonctionner le convoyeur à une vitesse de 5 cm/s sans à coup (fluctuations inférieures à 10%).

3.5.3 Synchronisation du mouvement avec le reste de l'expérience

Il est absolument crucial pour nos expériences de disposer d'une synchronisation parfaite du miroir mobile avec le lancement du paquet atomique dans le guide magnétique. Le mouvement du convoyeur est difficile à contrôler de manière dynamique du fait de l'inertie du système, d'autant plus que le boitier électronique qui le commande n'est pas prévu pour ce genre de tâche. En revanche, tout notre dispositif expérimental de production et d'injection de paquets atomiques est piloté par un ordinateur *National Instruments* qui permet, entre autres choses, de déclencher les séquences expérimentales.

Dans le but d'assurer une bonne synchronisation, nous avons placé à proximité du convoyeur une sonde magnétique sensible au passage du miroir mobile et qui déclenche l'exécution de notre séquence. Cette dernière comporte d'ailleurs un "temps mort" (pendant lequel rien ne se passe) réglable à volonté depuis l'ordinateur et qui permet de définir l'avance $Z_{\rm m}^{\rm ini}$ qu'a le miroir mobile par rapport au paquet atomique lors de son injection dans le guide magnétique.

3.6 Résultats obtenus

Les expériences réalisées pour objectif de démontrer l'efficacité de cette technique seront présentées sous deux aspects complémentaires :

- expériences avec des paquets atomiques uniques afin de tester les prédictions théoriques et de démontrer l'efficacité de notre méthode de ralentissement. Elles font l'objet de la sous-section 3.6.1.
- expériences avec des paquets atomiques successifs pour étudier le problème dans le contexte plus précis de notre expérience, c'est-à-dire en vue de réaliser un jet atomique guidé magnétiquement lent et ultra froid. Elles font l'objet de la sous-section 3.6.2 page ci-contre et nous amènera à considérer les avantages de la technique du miroir mobile par rapport à l'utilisation d'une section pentue.

Pour tous les résultats présentés ci-dessous, un courant de 200 A dans chaque tube du guide magnétique a été utilisé, générant ainsi un gradient transverse de champ magnétique b' = 500 G/cm.

Dans toute la suite, l'origine de l'axe z du guide magnétique est prise comme étant la position initiale du paquet atomique (qui correspond à la position du piège magnéto-optique), et le temps t = 0 est défini par l'instant où le paquet atomique est lancé en direction du guide magnétique. La détection des atomes s'effectue grâce à la technique décrite dans la section 1.3.1 page 16. Nous pouvons de cette manière accéder à la densité linéique d'atomes dans le n(z,t) guide au niveau du laser sonde qui sera positionné en $z = z_s = 175$ cm (sauf mention contraire).

3.6.1 Réflexion d'un paquet unique

Chaque expérience décrite dans cette sous-section consiste en l'injection à une vitesse v_{inj} d'un seul paquet atomique dans le guide magnétique. On étudie le comportement de ce paquet en présence du miroir mobile dont la vitesse est $V_{\rm m} < v_{inj}$ et sa position à l'instant initial est $Z_{\rm m}^{\rm ini}$.

Caractérisation du paquet atomique avant la collision

De manière à pouvoir étudier la réflexion sur le miroir mobile, il nous faut d'abord caractériser le paquet atomique avant la réflexion. Pour ce faire, chaque expérience impliquant le miroir mobile est réalisée *une deuxième fois*, à l'identique, mais *sans le miroir mobile*. Nous obtenons de cette manière, pour chaque expérience, un signal supplémentaire de détection correspondant à la propagation libre d'un paquet atomique.

De ce signal $n(z_{\rm s}, t)$, nous déduisons les caractéristiques initiales du paquet en ajustant une fonction ³⁰ donnée par l'équation 3.14 page 67. La figure ci-contre montre un exemple de signal de détection $n(z_{\rm s}, t)$ pour un paquet atomique typique en propagation libre. On y distingue nettement le passage du paquet atomique devant le laser sonde, environ 1, 2 s après son injection. En utilisant la fonction d'ajustement, nous déduisons la vitesse d'injection $v_{\rm inj} = 142$ cm/s et la température longitudinale $T_z = 150$ µK du paquet atomique (cette température correspond à une dispersion de vitesse longitudinale de 12 cm/s).



^{30.} Rappelons la formule : $n(z_s, t) = C e^{\left(-\frac{m}{2k_B T_z^{\text{ini}}} \left(\frac{z_s}{t} - v_{\text{inj}}\right)^2\right)}$, dont les paramètres à ajuster sont la vitesse d'injection v_{inj} , la température longitudinale T_z ainsi que l'amplitude "C" du signal.

Remarque

N'oublions pas que l'équation 3.14 suppose que le paquet atomique soit initialement ponctuel, alors que son extension suivant l'axe z après la phase de capture dans le piège magnéto-optique et de refroidissement dans la mélasse mouvante est plutôt de l'ordre de 1 cm. Il est néanmoins raisonnable de négliger cette taille initiale si la dispersion de vitesse longitudinale induit un étalement qui devient prédominant. Or, dans nos expériences, celle-ci est typiquement de l'ordre de 10 cm/s. Donc quelques dixièmes de seconde de propagation libre suffisent à rendre l'hypothèse raisonnable. C'est bien le cas dans toutes nos expériences.

Caractérisation du paquet atomique après la collision

Fort de connaître précisément les caractéristiques du paquet atomique avant la collision, nous pouvons nous concentrer sur l'étude du signal de détection n(z,t) observé dans une expérience de collision avec un miroir mobile.

Remarque

La description d'une collision avec une barrière de potentiel ayant la forme décrite par la figure 3.6 est compliquée dans la mesure où le temps mis par une particule pour rebrousser chemin dépend a priori de sa vitesse d'arrivée sur la barrière de potentiel. Nous avons cependant décidé d'appliquer le modèle de la barrière de potentiel infinie afin d'interpréter nos données.

Ce choix est justifié par le fait que nos paquets atomiques possèdent une dispersion de vitesse longitudinale relativement faible par rapport à leur vitesse moyenne (même dans le référentiel du miroir, dans lequel la collision est décrite simplement). Chaque atome met ainsi environ le même temps pour être réfléchi.

La figure 3.10 page suivante montre le signal de détection en $z = z_s = 175$ cm en fonction du temps pour le même paquet atomique que celui représenté sur le figure page ci-contre, mais ayant subi une réflexion sur le miroir mobile lancé à une vitesse $V_m = 86 \pm 2$ cm/s.

3.6.2 Réflexions de paquets atomiques successifs

Comme mentionné dans le chapitre 1, l'intérêt de disposer d'une méthode pour ralentir les paquets atomiques réside dans le fait que l'injection périodique dans le guide magnétique est plus efficace (en terme de flux) si la vitesse de lancement est élevée.

Nous avons mené des expériences de principe prouvant la faisabilité d'un dispositif expérimental optimisé pour la formation d'un jet³¹. Pour ce faire, nous avons injecté des paquets atomiques de manière périodique dans le guide magnétique, toujours en maintenant une bonne synchronisation de l'injection avec le mouvement du miroir mobile³². En pratique, notre dispositif expérimental ne nous autorisait pas des taux de répétitions élevés (1 paquet atomique toute les 3 secondes environs).

^{31.} En effet, notre expérience n'ayant pas été initialement prévue pour étudier la réflexion de paquets atomiques sur un miroir mobile, nous n'avons pas pu jouer sur tous les paramètres décrits dans la sous-section 3.6.3 page suivante

^{32.} en pratique, le convoyeur tourne en continu de manière indépendante, et c'est la séquence expérimentale qui se déclenche périodiquement au moment idoine en fonction de la position du miroir





La figure 3.11 page ci-contre correspond à un signal d'absorption obtenu lors du ralentissements de paquets atomiques successifs. On voit clairement l'effet de ralentissement de chaque paquet atomique, puis le début de la formation d'un jet atomique.

3.6.3 Paramètres pertinents à considérer pour la formation d'un jet continu

Représentation schématique dans l'espace des phases à une particule

Le système que nous avons défini étant unidimensionnel, il est commode de représenter graphiquement son évolution sur l'espace des coordonnées (z, v_z) de l'espace des phases à une particule.

La figure ci-contre montre un exemple de propagation libre d'un paquet atomique. Pour plus de clarté, nous représenterons les *paquets initiaux par des rectangles* dans l'espace des phases à une particule et nous *négligerons les collisions inter-atomiques*. Cela nous permettra de décrire les phénomènes physiques que nous voulons mettre en valeur grâce à une simplification des schémas, tout en permettant une représentation aisée des deux paramètres cruciaux en jeu :



- l'extension spatiale $2\Delta z$ d'un paquet,
- et sa dispersion de vitesse longitudinale $2\Delta v$.



FIGURE 3.11 – Injection et ralentissement successifs de paquets atomiques. Les signaux d'absorption représentés donnent la densité atomique linéique $n(z_{\rm s} = 175 \text{ cm}, t)$ (a) pour les paquets atomiques en propagation libre (vitesse d'injection $v_{\rm inj} = 120 \text{ cm/s}$); et (b), pour des paquets atomiques identiquement préparés, mais ayant chacun subi une collision avec le miroir mobile se déplaçant avec une vitesse $V_{\rm m} = 85 \pm 2 \text{ cm/s}$. Les paquets atomiques ont clairement été ralentis, et sont sur le point de se chevaucher. La courbe (c) correspond à une sonde placée plus en aval ($z_{\rm s} = 225 \text{ cm}$) et illustre le fait que les paquets atomiques ralentis se sont bien chevauchés (la courbe pointillée correspond à une densité linéique nulle sur chaque graphe).

Chapitre 3. Réflexion d'un paquet atomique sur un miroir mobile

Remarque

La dispersion de vitesse longitudinale implique l'étalement spatial du paquet suivant l'axe z. L'inclinaison du paquet dans l'espace des phases à une particule traduit quant à elle les corrélations position-vitesse qui s'établissent lors de la

- propagation :
 les atomes initialement les plus rapides vont progressivement se retrouver à l'avant du nuage (z élevés).
 les atomes les plus lents restent à l'arrière du nuage (z faibles).

Intéressons nous maintenant à l'optimisation de la technique du miroir mobile en vue de la formation d'un jet atomique lent. Le traitement séquentiel des paquets ainsi que les contraintes sur les vitesses d'injection (liées à notre dispositif expérimental) en font un problème non trivial. Lors du ralentissement d'un paquet atomique, le miroir mobile ne doit pas interagir avec le paquet précédemment ralenti. Ceci implique notamment des contraintes sur la durée τ_{col} et la longueur $L_{\rm col}$ sur laquelle s'opère la collision entre un paquet atomique et le miroir mobile. Les différents paramètres à prendre en compte et qui sont récapitulés sur la figure 3.12 page suivante sont les suivants :

- dispersion de vitesse longitudinale Δv de chaque paquet atomique,
- extension Δz initiale des paquets,
- vitesse v_{inj} d'injection, distance Z_m^{ini} initiale du miroir lors de l'injection d'un paquet,
- vitesse $V_{\rm m}$ du miroir,
- épaisseur $\delta_{\rm m}$ du miroir,
- période τ_{rep} de répétition d'un cycle d'injection et ralentissement.

On peut montrer que la durée τ_{col} et la longueur L_{col} sur laquelle s'opère la collision s'expriment comme suit :

$$\tau_{\rm col} = 2 \frac{Z_{\rm m}^{\rm ini} \Delta v + \Delta z \left(v_{\rm inj} - V_{\rm m}\right)}{(v_{\rm inj} - V_{\rm m})^2 - \Delta v^2}$$
$$L_{\rm col} = V_{\rm m} \tau_{\rm col} \,. \tag{3.23}$$

La condition sur la période de répétition τ_{rep} afin que le miroir mobile ne gêne pas le paquet atomique précédemment ralenti peut se traduire de la manière suivante : les premiers atomes ralentis, et qui deviennent alors les plus lents (voir figure 3.12a) doivent parcourir une distance $L_{\rm col} + \delta_{\rm m}$ avant que l'arrière du miroir ne les rattrape à l'itération suivante, un temps $\tau_{\rm rep} + \tau_{\rm col}$ plus tard (voir figure 3.12d). Ceci se traduit mathématiquement par :

$$(\tau_{\rm rep} + \tau_{\rm col}) \ (2 V_{\rm m} - (v_{\rm inj} + \Delta v)) \ge L_{\rm col} + \delta_{\rm m} \,,$$

et implique une borne inférieure $\tau_{\rm rep}^{\rm min}$ à la période de répétition :

$$\tau_{\rm rep} \geq \tau_{\rm rep}^{\rm min} \equiv \frac{L_{\rm col} + \delta_{\rm m}}{2 V_{\rm m} - v_{\rm inj} - \Delta v} - \tau_{\rm col}$$
$$= \frac{\delta_{\rm m} \left(v_{\rm inj} - \Delta v - V_{\rm m} \right) + 2 \Delta z \left(v_{\rm inj} - V_{\rm m} \right) + 2 Z_{\rm m}^{\rm ini} \Delta v}{\left(2 V_{\rm m} - v_{\rm inj} - \Delta v \right) \left(v_{\rm inj} - \Delta v - V_{\rm m} \right)} \,. \tag{3.24}$$



FIGURE 3.12 – Succession de schémas représentant l'évolution des paquets atomiques dans le processus de ralentissements successifs et qui correspondent à : (a) l'instant initial t = 0 d'injection du paquet "n"; (b) l'instant $t = t_1$ du début de la collision avec le miroir mobile; (c) l'instant $t = t_2 \equiv t_1 + \tau_{col}$ de la fin de la collision; (d) l'instant $t = t_1 + \tau_{rep} + \tau_{col}$, pour lequel, on voit qu'il faut que la dernière particule du premier paquet atomique doit avoir quitté la zone d'action du miroir définie par $L_{col} + \delta_{m}$.

Afin de produire des flux atomiques élevés, on désire répéter l'injection d'un nouveau paquet le plus souvent possible ³³, c'est-à-dire qu'on désire minimiser la valeur $\tau_{\rm rep}^{\rm min}$. Comment y parvenir?

Nous allons reformuler l'équation 3.23 en faisant apparaitre :

- la vitesses relative $v_{\rm r} \equiv v_{\rm inj} V_{\rm m}$ entre les paquets incidents et le miroir mobile. On a bien sûr $v_{\rm r} > \Delta v$, sans quoi certains atomes des paquets n'atteindraient jamais le miroir.
- la vitesses finale des paquets $v_{\rm f} \equiv 2 V_{\rm m} v_{\rm inj}$ après réflexion. Là encore, $v_{\rm f} > \Delta v$, sans quoi certains atomes ralentis reviendraient en arrière.

Nous obtenons ainsi :

$$\tau_{\rm rep}^{\rm min} = \frac{\delta_{\rm m} \left(v_{\rm r} - \Delta v \right) + 2 \,\Delta z \, v_{\rm r} + 2 \, Z_{\rm m}^{\rm ini} \Delta v}{\left(v_{\rm f} - \Delta v \right) \left(v_{\rm r} - \Delta v \right)} \,. \tag{3.25}$$

- Il faut minimiser cette grandeur en gardant à l'esprit plusieurs points :
- la taille et la dispersion de vitesse longitudinale initiale doivent évidemment être les plus faibles possibles.
- nous voulons produire un jet atomique lent par recouvrement de paquets successifs. Nous voulons donc nous imposer une vitesse finale $v_{\rm f}$ assez faible (ce qui ne va pas dans le sens de diminuer $\tau_{\rm rep}^{\rm min}$). En pratique, $v_{\rm f} \approx 3 \Delta v$ est une valeur qui permet de produire un jet monocinétique, c'est-à-dire dont tous les atomes vont dans la même direction.
- la vitesse relative $v_{\rm r}$ doit être la plus élevée possible. Cependant, nous avons vu dans la section 3.4.3 que la valeur maximale de $v_{\rm r}$ est donnée par la hauteur de la colline de potentiel magnétique produit par le miroir.

3.7 Miroir mobile *démoniaque*, et théorème de Liouville

Nous allons montrer dans cette section qu'il y a un avantage certain à ralentir des paquets atomiques à l'aide de la technique du miroir mobile, en comparaison avec l'utilisation d'une section pentue. Nous expliquerons pourquoi cette technique permet même d'augmenter la densité dans l'espace des phases à une particule *"en moyenne"*, sur l'axe du guide magnétique. Ce résultat sera mis en regard du théorème de Liouville, lequel sera énoncé et interprété.

^{33.} En pratique cependant, nous sommes confrontés au fait que le nombre d'atomes dans chaque paquet injecté dépend fortement de la cadence d'injection. Nous négligeons cet aspect ici afin de simplifier la formulation du problème de l'optimisation du flux avec la technique du miroir mobile.

3.7.1 Augmentation de la densité moyenne dans l'espace des phases à une particule

Remarque

Pour la suite, il peut être utile de définir la notion de :

"densité moyenne dans l'espace des phases à une particule " qui sera notée $\langle \rho \rangle_z$. Celle-ci correspond à la moyenne, sur l'axe z, de la densité dans l'espace des phases à une particule pour la distribution considérée. Pourquoi s'intéresser à cette grandeur?

Lorsque les paquets atomiques vont s'étaler longitudinalement, puis se recouvrir pour former un jet continu, la densité dans l'espace des phases à une particule sera donné par cette moyenne.

Propagation de paquets successifs injectés à intervalles réguliers

Représentons maintenant l'évolutions des paquets atomiques successifs subissant un ralentissement. La figure 3.13 représente l'évolution de paquets atomiques successifs dans trois cas :

- (a) : propagation libre de paquets atomiques successifs injectés à une vitesse moyenne $\langle v \rangle = v_{\rm inj}$, et à intervalles temporels réguliers $\tau_{\rm rep}$,
- (b) : effet d'une section pentue ralentissant les paquets préparés dans les mêmes conditions que pour (a),
- (c) : intervention périodique du miroir mobile pour ralentir chaque paquet, encore une fois préparés dans les même conditions que pour (a).

Cette figure 3.13 illustre le cas de paquets injectés à intervalles réguliers $\tau_{\rm rep}$, puis ralentis d'une vitesse moyenne $\langle v \rangle = v_{\rm inj}$ à $\langle v' \rangle < \langle v \rangle$. Une conséquence directe de ce ralentissement est que la distance moyenne $D_{\rm p}$ entre les centres de masse des paquets diminue (et ce, quelle que soit la technique employée). En effet, par définition :

$$D_{\rm p} \equiv \tau_{\rm rep} \left\langle v \right\rangle.$$

La densité linéique d'atomes moyenne sur l'axe $z, \langle n \rangle_z$, est donc plus élevée après ralentissement :

$$\langle n \rangle_z \equiv \frac{N_{\rm p}}{D_{\rm p}} = \frac{N_{\rm p}}{\tau_{\rm rep}} \, \frac{1}{\langle v \rangle} \, , \label{eq:n_z}$$

avec $N_{\rm p}$ le nombre d'atomes dans chaque paquet.

Qu'en est-il de la densité moyenne dans l'espace des phases à une particule $\langle \rho \rangle_z$?

Rappelons que l'utilisation d'une section pentue impose une augmentation de la dispersion de vitesse longitudinale, alors que la technique du miroir mobile la laisse inchangée. On peut faire le constat suivant, illustré sur la 3.13 :

- $-\langle \rho \rangle_z$ ne peut pas être augmentée par l'utilisation d'un section pentue (c'est une conséquence du théorème de Liouville).
- en revanche, la technique du miroir mobile augmente $\langle \rho \rangle_z$ de manière évidente.



Chapitre 3. Réflexion d'un paquet atomique sur un miroir mobile

- (c) : encore une fois identique à (a), mais chacun des paquets successifs subit la réflexion sur le miroir mobile (voir la figure 3.5 page 71). La distance moyenne entre paquet est réduite aussi, mais la réflexion ne modifie pas la distribution de vitesse des paquets. Ceci implique que $\langle \rho \rangle_z$ devient plus importante grâce au miroir mobile.

Ceci signifie que, utilisant la technique du miroir mobile, le jet atomique qui sera obtenu après recouvrement des paquets aura une densité dans l'espace des phases à une particule plus élevée que le jet qui aurait été obtenu avec des paquets non ralentis, ou même ralentis par l'utilisation d'une section pentue.

Cette conclusion parait surprenante au premier abord : le théorème de Liouville n'implique-t-il pas une conservation de la densité dans l'espace des phases à une particule en toute situation? Précisément non. La section suivante vise à comprendre ce point, à travers l'énoncé du théorème de Liouville.

3.7.2 Le théorème de Liouville

Les conditions très générales d'application du théorème de Liouville pour les systèmes dynamiques en font un théorème remarquable.

Le théorème de Liouville peut être énoncé de la manière suivante pour un système de N particules en évolution hamiltonienne :

Pour toute distribution $\rho(x^1, y^1, z^1, ..., x^N, y^N, z^N; v_x^1, v_y^1, v_z^1, ..., v_x^N, v_y^N, v_z^N)$ définie dans l'espace des phases à N particules (à 6 N dimensions), la valeur de ρ se conserve le long de toute trajectoire correspondant à une évolution hamiltonienne dans cet espace des phases à N particules :

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} = 0\,,$$

et une interprétation géométrique de ceci peut se formuler de cette manière : tout volume défini dans l'espace des phases à N particules se conserve lors d'une évolution hamiltonienne du système.

Il est très important dans cet énoncé de ne pas confondre *l'espace des phases à N particules* avec *l'espace des phases à une particule*. Ce serait une erreur que de prétendre : "Tout volume défini dans l'espace des phases à une particule se conserve lors de l'évolution hamiltonienne du système".

Remarque

Une objection immédiate à cette formulation est la suivante : si l'on connait la position et la vitesse de toutes les particules, nous pouvons *imaginer* un potentiel dépendant du temps qui va pouvoir toutes les réunir dans un volume arbitrairement petit et avec des vitesses arbitrairement faibles. Le volume occupé par le système dans l'espace des phases à une particule peut donc être arbitrairement réduit. C'est d'ailleurs le principe de fonctionnement du refroidissement dit *stochastique* [31].

Volume défini dans l'espace des phases à N particules et notion d'entropie

La notion de *densité*, ou de *volume*, défini dans l'espace des phases à N particules pourrait paraître superflue puisqu'un seul point de cet espace à 6N dimensions définit entièrement le système mécanique³⁴. Cependant, nous disposons le plus souvent d'informations partielles sur l'état d'un système. Prenons un exemple :

lorsque nous décrivons l'état d'un gaz par les seules données que sont la pression P, le volume V, la température T, il existe dans l'espace des phases à N particules un nombre infini de points possibles qui sont compatibles avec la situation macroscopique donnée.

Le manque d'information sur le système, c'est-à-dire son *entropie*, est donc associée à un volume Ω dans l'espace des phases à N particules.

Dans le cas (mentionné dans la remarque page précédente), où l'on connait la position et la vitesse de toutes les particules, l'entropie du système est pour ainsi dire nulle. Le volume Ω est donc réduit à un point de l'espace des phases à N particules. Il n'y a aucune objection à faire évoluer de manière hamiltonienne l'état décrit par ce point vers une situation pour laquelle les particules sont physiquement plus proches les unes des autres dans l'espace des phases à une particule.

3.7.3 Miroir mobile démoniaque

Essayons maintenant d'interpréter pourquoi nous pouvons obtenir un jet atomique plus dense dans l'espace des phases à une particule en utilisant la technique du miroir mobile.

En utilisant les notations de la sous-section 3.6.3, nous pouvons définir l'entropie d'un système constitué d'un nombre n de paquets atomiques ayant une extension spatiale $2\Delta z$ et une dispersion de vitesse longitudinale $2\Delta v$:

$$S = n \times N_{\rm p} \ln \left(n \, \Delta z \, \Delta v \, \frac{m}{\hbar} \right),$$



où $N_{\rm p}$ est le nombre d'atomes dans chaque paquet. Cette expression correspond à n fois l'entropie d'un paquet, à ceci près qu'on ne sait pas a priori dans quel paquet se trouve un atome donné, d'où le facteur n dans le logarithme $\ln(\cdots)$.

En s'étalant, puis en se recouvrant, les paquets vont se mélanger pour former un jet atomique. La dispersion de vitesse longitudinale du jet sera identique à celle des paquets initiaux (par conservation de l'énergie). Les deux figures ci-contre représentent les paquets s'étalant, puis, ayant formé le jet atomique.



^{34.} Un point de l'espace des phases à 6N dimensions correspond en effet à la donnée des N vecteurs positions et des N vecteurs vitesses des N particules du système.

Connaissant l'espacement D_p entre les centres de masses de deux paquets consécutifs, nous pouvons exprimer l'entropie du jet formé par le recouvrement de n paquets :

$$S = n N_{\rm p} \ln \left(n \, \frac{D_{\rm p}}{2} \, \Delta v \frac{m}{\hbar} \right). \tag{3.2}$$



Cette expression traduit le fait qu'un atome donné peut alors se trouver n'importe où dans le jet dont la longueur considérée ici est $n D_{\rm p} > n 2 \Delta z$. L'entropie a naturellement augmenté lors de la formation du jet (c'est un phénomène irréversible).

L'utilisation de la technique du miroir mobile exploite le fait que l'entropie de paquets atomiques distincts est plus faible que celle du jet continu obtenu par leur recouvrement. Ainsi, en utilisant une connaissance accrue du système, nous allons pouvoir réduire la distance D_p entre paquets atomiques sans augmenter la dispersion de vitesse longitudinale.

D'après l'équation 3.26 ceci revient à réduire l'entropie finale du jet.

En d'autres termes, l'entropie du système traité par le miroir mobile doit *nécessairement* être plus faible que celle du jet atomique dont il est question plus haut.

Cette entropie plus faible correspond en l'occurrence à une densité dans l'espace des phases à une particule plus élevée pour le jet obtenu après recouvrement des paquets.







Nous pouvons donc conclure :

Le miroir mobile *utilise* une information sur la distribution initiale d'atome, à savoir

- une information sur la distribution de vitesse,
- mais aussi, *et surtout*, une information sur la distribution en paquets atomiques distincts injecté à des instants connus.

L'effet direct est de réduire l'entropie finale du jet atomique obtenu par recouvrement des paquets.

Ainsi, le miroir mobile agit comme un *démon de Maxwell*. L'entropie ne diminue certes pas, mais son augmentation est réduite.

Chapitre 4

Transport de paquets atomiques dans un train de pièges magnétiques



Sommaire

4.1	Trar	Transport de paquets atomiques ultra froids : introduction 92	
	4.1.1	Enjeu général	
	4.1.2	Logique de cette approche pour la formation d'un jet atomique	
		ultra-froid	
4.2	\mathbf{Un}	train de pièges magnétiques à aimants permanents 94	
	4.2.1	Obtention d'un train de pièges magnétiques quadrupolaires 94	
	4.2.2	Résultats préliminaire : piégeage d'un paquet atomique dans le train	
		de pièges quadrupolaires	
4.3	\mathbf{Obt}	ention d'un train de pièges de Ioffe-Pritchard 100	
	4.3.1	Dispositif	
	4.3.2	Caractéristiques des pièges de Ioffe-Pritchard	
	4.3.3	Choix des dimensions du solénoïde 104	
4.4	4.4 Piégeage d'un paquet atomique dans le train de pièges de Ioffe-		
	Prit	chard	
	4.4.1	Extension longitudinale du paquet atomique	
	4.4.2	Influence de la synchronisation	
	4.4.3	Influence de la vitesse d'injection	
	4.4.4	Simulations numériques	
4.5	Piég	eage et refroidissement de paquets atomiques successifs 110	
	4.5.1	Injection répétée de paquets atomiques	
	4.5.2	Échauffement dû à la capture dans le train de piège	
	4.5.3	Refroidissement par évaporation forcée dans le train de pièges 113	
4.6	Con	clusion	

4.1 Transport de paquets atomiques ultra froids : introduction

4.1.1 Enjeu général

Le transport de paquets atomiques ultra froids a connu un développement remarquable ces dernières années. La motivation initiale résidait dans le transport d'une chambre de préparation de ces nuages d'atomes vers une autre chambre ou le vide de bien meilleure qualité était mis à profit pour étudier le régime de dégénérescence quantique dans des conditions optimales.

Les premières expériences combinant deux chambres à vide utilisaient alors deux pièges magnéto-optiques. Le premier assurait le chargement et le refroidissement d'un nuage d'atomes. Celui-ci lancé ou tombant simplement sous l'effet de la gravité, était récupéré dans la deuxième chambre par le deuxième piège magnéto-optique [5]. Dans d'autres dispositifs, le deuxième piège est alimenté par des jets d'atomes froids, réalisés grâce à un piège magnéto-optique comportant un axe de fuite [30, 9].

Une nouvelle génération de dispositif expérimental a ensuite vu le jour avec la mise en place d'un seul piège magnéto-optique et d'un système de transport magnétique ou optique des atomes froids vers la seconde chambre à vide dépourvue, elle, de piège magnéto-optique. Ceci présente l'avantage de bénéficier dans la seconde chambre d'un accès optique optimal. L'équipe du professeur Theodor Hänsch de l'université de Munich a développé dès 2001 un transport magnétique sur une distance de 30 cm [12]. Le principe de sa méthode repose sur l'utilisation d'un enchevêtrement de paires de bobines dans lesquelles des courants alternés permettent de déplacer le minimum d'un potentiel magnétique de piégeage. Ce même groupe propose la même année une version miniaturisée d'un dispositif de transport magnétique en imprimant par lithographie sur une *puce à atome* les fils conducteurs qui génèrent les champs magnétiques [14]. L'équipe d'Eric Cornell de l'université de Boulder utilise depuis 2002 un système de transport magnétique qui consiste à déplacer mécaniquement une paire de bobines [27].

Le transport d'atomes froids s'effectue également par des moyens purement optiques. Le groupe du professeur Wolfgang Ketterle (*Massachusetts Institute of Technology*) a ainsi mis au point en 2002 une *pince optique* autorisant le transport sur plus de 40 cm d'un condensat de Bose-Einstein [13]. Ces innovations ont depuis largement été reprises et adaptées par un grand nombre de groupes expérimentaux travaillant sur des gaz quantiques dégénérés.

4.1.2 Logique de cette approche pour la formation d'un jet atomique ultrafroid

La motivation de notre équipe vis-à-vis du transport de paquets atomiques ultra froids diffère sensiblement du cadre dans lequel ces premières études ont été menées. Nous souhaitons en effet mettre au point le transport, non pas d'un seul paquet, mais *de plusieurs paquets simultanément*. Ceux-ci sont destinés à traverser des zones d'évaporation au fil de leur avancée, puis à être relâchés dans le guide magnétique.

Rappel : les trois difficultés inhérentes à l'évaporation d'un jet atomique guidé

A la fin du chapitre 1, nous avons mentionné trois raisons expliquant pourquoi l'évaporation forcée d'un jet atomique est une tâche fondamentalement plus ardue que pour un nuage piégé. Rappelons brièvement ces trois points :

- l'injection pulsée implique une *dilution spatiale* des paquets suivant l'axe du guide magnétique. Ceci se traduit par une perte en densité atomique, et donc en taux de collisions élastiques.
- le guide ayant une longueur finie, le temps alloué pour réaliser l'évaporation est limité par la vitesse moyenne du jet. En pratique nous disposons d'environ 6 s.
- le confinement purement transverses rend le processus d'évaporation moins efficace que dans le cas d'un piégeage suivant les trois dimensions. Il est en particulier impossible d'observer un emballement de l'évaporation dans un potentiel de piégeage transverse harmonique.

Nous avons donc conclu à la nécessité de développer de nouveau outils visant à améliorer les conditions d'évaporation dans le guide magnétique. Ainsi, Dans le chapitre ??, nous avons décrit une technique permettant de ralentir les paquets atomiques par réflexion sur un miroir magnétique mobile. Le jet ainsi formé par recouvrement de ces paquets est plus lent, et plus dense. Ceci répond donc aux deux premières difficultés sitées ci-desus.

Pour aller un cran plus loin

La mise en œuvre de la techniques du miroir magnétique mobile (chapitre ??) est instructive puisqu'elle nous a permis de mettre en évidence les possibilités liées à l'utilisation d'un potentiel dépendant du temps afin d'agir sur les degrés de liberté externes des atomes.

Dans ce chapitre, nous allons présenter une technique originale permettant de maintenir momentanément un piégeage tridimensionnel dans le guide magnétique. Pour ce faire, les paquets atomiques successivement injectés dans le guide magnétique sont immédiatement recapturés dans un train de pièges magnétiquesen mouvement.

Nous commencerons ce chapitre par l'étude des caractéristiques du confinement dans le train de pièges. Nous étudierons ensuite les paramètres intervenant lors du piégeage et du transport d'un paquet atomique. Nous expliciterons, avec l'appui de simulations numériques, les mécanismes physiques à l'œuvre dans ce problème de transport multiple. Nous présenterons enfin les résultats démontrant le transport et le refroidissement simultané des paquets piégés dans le train de pièges magnétiques.

4.2 Un train de pièges magnétiques à aimants permanents

Cette section a pour but de détailler les caractéristiques du confinement magnétique produit par le train de pièges magnétiques.

Remarque

Rappelons que le confinement transversale des atomes est assuré par le guide qui fournit un gradient transverse de champ magnétique b' (voir la sous-section 1.1.1). Dans tous ce chapitre, il sera question d'une valeur de b' = 800 G/cm.

Le principe de piégeage suivant la dimension longitudinale de l'axe z du guide est directement inspiré de la technique du miroir magnétique. La modulation du champ magnétique longitudinal $B_0(z)$ induit une variation de l'énergie potentielle le long de l'axe z.

Afin de créer un train de piège, nous avons mise en place des aimants permanents³⁵ sur la couroie du convoyeur. Celle-ci comporte 50 sites de fixation espacés de 5 cm. Le convoyeur est celui dont les caractéristiques ont déja été détaillées dans la section 3.5 traitant de la mise en mouvement du miroir magnétique mobile.

La figure 4.1 montre la manière dont les aimants sont disposés :

- tous les 5 cm sur la couroie du convoyeur longeant le guide,
- avec l'aimantation suivant l'axe z du guide,
- et ayant leur aimantation deux à deux opposées.

Nottons qu'il est possible, sur chaque site de la couroie du convoyeur, de fixer plusieurs aimants de manière à obtenir un champ magnétique plus intense. En pratique, nous avons mené diverse expérience, avec 1, 2 ou 3 aimants sur chaque site.

4.2.1 Obtention d'un train de pièges magnétiques quadrupolaires

Le piégeage des atomes suivant l'axe z est assuré par la modulation de la composante longitudinale $B_0(z)$. La mise en place de la chaine d'aimants le long du guide conformément à la figure 4.1 produit une configuration de champ magnétique dont la figure 4.2 représente, dans le plan horizontal (x, z), quelques lignes de champ ainsi que quelques lignes equipotentielles. Le champ magnétique fournit par la chaine d'aimants est caractérisé par le fait que :

– le module de $B_0(z) = B_0^{\text{aim}}(z)$ s'annule dans chaque plan médiant ³⁶ séparant deux aimants successifs (plan d'anti-symétrie pour l'aimantation),

^{35.} Ce sont encore une fois les mêmes aimants permanents que nous avons utilisé pour l'évaporation sur une pièce de céramique (section 2.5), et pour la mise en œuvre du miroir magnétique mobile (chapitre ??). Leurs caractériques principales sont données dans l'Annexe A.

^{36.} En affirmant ceci, on néglige les effets de bord, c'est-à-dire que l'on néglige le fait que la chaine d'aimant n'est pas infinie.



FIGURE 4.1 – La couroie du convoyeur longe le tube de verre du guide magnétique sur une longueur de 120 cm. La couroie du convoyeur comporte 50 sites de fixation espacé de 5 cm. Sur chacun d'eux, un ou plusieurs aimants permanents sont fixés, avec l'aimantation suivant l'axe z. Les aimants de deux sites consécutifs sont dirigés dans des directions opposées de manière à produire la configuration de champ magnétique illustrée sur la figure 4.2. Un paquet atomique injecté dans le guide se propage librement jusqu'en $z \approx 25$ cm où l'influence du champ fournit par les aimants se fait sentir. Un laser sonde permet de mesure la densité linéique d'atomes $nuage(z = z_s, t)$ dans le guide (voir la sous-section 1.3.1). Notons qu'une plaque de μ -métal de 40x40 cm (non représentée) sert à protéger la chambre du piège magnéto-optique de l'influence des aimants du convoyeur.



FIGURE 4.2 – Allure de quelque lignes de champ et de lignes équipotentielles (suivant lesquelles le module du champ magnétique est constant). En superposant le champ produit par les aimants à celui du guide magnétique nous obtenons une succession de pièges quadrupolaires tridimensionnels décalés transversalement de part et d'autre de l'axe du guide. La profondeur de ces pièges est contrôlée en ajustant la distance $D_{\rm aim}$ séparant les aimants de l'axe du guide.

– la composante transverse B_{\perp}^{aim} , elle, y est maximale. En ajoutant la contribution du gradient transverse de champ magnétique du guide, nous obtenons l'annulation de $B_{\perp} = B_{\perp}^{\text{aim}} + B_{\perp}^{\text{g}}$, non plus sur l'axe z, mais le long d'une ligne sinuant ³⁷ autours de l'axe.

La superposition du champ fournit par les aimants à celui du guide conduit donc à une succession de pièges quadrupolaires tridimensionnels espacés de $D_{\rm qp} = 5$ cm et répartis successivement de part et d'autre de l'axe du guide. Les pièges sont situés dans les plan médian entre deux aimants successifs. Nous produisons donc, tout au long des 120 cm du convoyeur, environs 20 pièges magnétiques quadrupolaires.

La mise en mouvement de la couroie du convoyeur à une vitesse constante v_{conv} entraine la chaine d'aimants et permet de transporter des paquets atomiques le long du guide magnétique. La figure 4.3 représente les variations de la composante longitudinale $B_0^{\text{aim}}(z)$ du champ magnétique produit par les aimants au voisinage de l'axe z du guide.

FIGURE 4.3 – (Animation online) Allure de la composante longitudinale $B_0(z)$ du champ magnétique sur l'axe z du guide pour la configuration représenté sur la figure 4.1. Le potentiel magnétique $U_0(z,t)$ auquel sont soumis les atomes est proportionnel au module du champ $|B_0|$. La configuration obtenu est celle d'un train de pièges quadrupolaires, pour laquelle le champ s'annule ponctuellement. L'espacement entre de deux pièges successifs est $D_{\rm qp} = 5$ cm.

Remarque

Notre dispositif expérimental n'ayant initialement pas été prévu pour cette tâche spécifique, et pour des raisons d'encombrement, le convoyeur ne peut pas être positionné à moins de $z \approx 25$ cm du piège magnéto-optique. Un paquet injecté dans le guide se propage donc librement dans le guide sur une distance d'environ 25 cm avant d'être *recapturés* dans le train de pièges quadrupolaires.

^{37.} C'est exactement ce principe qui est mis en œuvre dans le chapitre ??, traitant de l'évaporation du jet en déviant sa trajectoire vers une surface matérielle.

Profondeur des pièges quadrupolaires

La profondeur des pièges quadrupolaires est donnée par l'amplitude $B_{\rm conv}$ des variations du champ magnétique longitudinal $|B_0^{\rm aim}(z)|$ au voisinage de l'axe du guide. Pour le dispositif expérimental représenté sur la figure 4.1 page 95, l'amplitude $B_{\rm conv}$ dépend de plusieurs paramètres :

- la distance $D_{\rm aim}$ à laquelle se trouve les aimants de l'axe du guide,
- la force des aimants permanents,
- le nombre d'aimants fixés sur chaque site de la couroie du convoyeur.

Pour de simples raisons d'encombrement, la distance D_{aim} séparant les aimants de l'axe z du guide est d'au moins 35 mm. Pour une configuration avec 2 aimants par site, nous mesurons :

$$B_{\rm conv} \approx 55$$
 G, avec $D_{\rm aim} = 35$ mm,
 $B_{\rm conv} \approx 25$ G, avec $D_{\rm aim} = 45$ mm,
 $B_{\rm conv} \approx 9$ G, avec $D_{\rm aim} = 55$ mm,

Pour $D_{\rm aim} = 35$ mm la composante transverse du champ magnétique produit par les aimants atteint $B_{\perp}^{\rm max} \approx 40$ G.

Application numérique

Evaluons la profondeur des pièges quadrupolaires. Rappelons que nous considérons des atomes de ⁸⁷Rb piégés dans l'état $|5^{2}S_{1/2}, F = 1, m_{F} = -1\rangle$. Considérons une configuration à deux aimants par site, positionné à $D_{\text{aim}} = 35$ mm de l'axe z. On a donc $B_{\text{conv}} \approx 55$ G, et la profondeur des pièges est :

$$U_0 = \mu B_{\rm conv} = 1, 4 \cdot 10^{-26} \, {\rm J}$$

Ceci correspond à une température $T \approx 1 \text{ mK}$ ou encore à une énergie cinétique $\frac{1}{2} m_{\text{Bb}} v^2$ avec v = 40 cm/s.

Du fait de la valeur élevée du champ transverse $B_{\perp}^{\max} \approx 40 \text{ G}$ produit par les aimants au niveau des pièges quadrupolaires, ces derniers sont décalés de l'axe du guide d'une distance (voir le chapitre ??) :

$$\delta = \frac{B_{\perp}^{\max}}{b'} \approx 0,5 \text{ mm}.$$

Cette valeur est à mettre en regard du rayon interne R = 1,5 mm des pièces de céramique à travers lesquelles les atomes doivent passer lors de leur propagation dans le guide magnétique.

Nous pouvons donc souligner deux défauts majeurs quant au piégeage dans un train de pièges quadrupolaires :

- la présence dans chaque piège d'un point de champ magnétique nul est génant si nous envisageons le refroidissement poussé des paquets atomiques.
- le décalage δ des pièges hors de l'axe z du guide peut l'élimination non contrôlée d'atomes du fait de la présences des pièces de céramique réparties sur toute la longueur du guide.

La section section 4.3 montrera comment nous pouvons contourner ces deux inconvénients en produisant un train de pièges de Ioffe-Pritchard. Nous avons toutefois brièvement étudié le transport de paquets atomiques dans le train de pièges quadrupolaires. Les résultats correspondant font l'objet de la sous-section suivante.

4.2.2 Résultats préliminaire : piégeage d'un paquet atomique dans le train de pièges quadrupolaires

Dans la toute la suite de ce chapitre les résultats présentés concernent des expériences faisant intervenir des paquets contenant typiquement 10^9 atomes, préparés puis injectés dans le guide suivant la procédure d'écrite dans la sous-section 1.2.2.

Nous mesurons l'influence du train de pièges quadrupolaires sur la propagation d'un paquet atomique dans le guide magnétique. Pour ce faire, nous plaçons le laser sonde en $z_{\rm s} = 1,75$ m, soit 20 cm après le convoyeur. Les figures 4.4 et 4.5 représentent les mesures de densité linéique d'atomes $n(z_{\rm s},t)$ obtenues dans différentes configurations :

- avec une vitesse du convoyeur v_{conv} égale à la vitesse d'injection v_{inj} , mais pour différentes amplitude de modulation des pièges quadrupolaires, $B_{\text{conv}} = 0$ G, 9 G et 55 G (figure 4.4),
- avec une profondeur fixée, mais pour différentes vitesses du convoyeur, $v_{\rm conv} < v_{\rm inj}$ (figure 4.5).



FIGURE 4.4 – Mesure de l'influence du train de pièges quadrupolaires sur la propagation d'un paquet atomique dans le guide magnétique. Le laser sonde est positionné en $z_{\rm s} = 1,75$ m (20 cm au delà du convoyeur) et mesure la densité linéique d'atomes $n(z_{\rm s},t)$ en fonction du temps t après l'injection. En l'absence de convoyeur, le signal de détection perdure pendant plusieurs secondes, signe de l'étalement spatial durant la propagation du paquet. En présence d'un train de pièges quadrupolaires animé d'une vitesse $v_{\rm conv} = v_{\rm inj} = 80$ cm/s, et dont la profondeur correspond à $B_{\rm conv} = 9$ G, une petite partie des atomes arrive de manière groupée (pics repérés par le symbole •). Avec $B_{\rm conv} = 55$ G, le signal est intense et localisé dans le temps, signe que les atomes ont été piégés et que l'étalement spatial a été momentanément gelé.



FIGURE 4.5 – Dans les mêmes conditions que pour la figure 4.4, avec $B_{\rm conv} = 55$ G, mais pour différentes vitesses $v_{\rm conv} < v_{\rm inj}$. Les pics de détection (repérés par le symbole •), localisés autour d'un temps correspondant approximativement à $t = z_{\rm s}/v_{\rm conv}$ mettent en évidence le piégeage d'atomes dans le train de pièges quadrupolaires à la vitesse $v_{\rm conv}$. On constate cependant que certains atomes ne sont pas piégés et traversent le train de pièges rapidement (pics repérés par le symbole *), et d'autre le traverse lentement (pics repérés par le symbole ÷). Ces phénomènes sont décrits dans la suite (sous-section 4.4.3)

Interprétation des résultats

Proposons nous d'interpréter les mesures présentés sur les figures 4.4 et 4.5. Plusieurs points doivent en effet attirer notre attention :

- En l'absence du train de pièges quadrupolaires et du fait de l'étalement du paquet atomique lors de sa propagation libre dans le guide, le signal de détection dure plusieurs secondes (figure 4.4). En revanche, en présence du train de pièges on observe un pic de détection localisé en $t = z_s/v_{conv} \approx 2$ s. Ceci traduit le fait que l'étalement du paquet a momentanément été gelé.
- Pour une faible profondeur des pièges (9 G sur la figure 4.4), une grande partie du signal de détection (correspondant aux atomes les plus lents) reste très proche de celui obtenu sans le train de pièges. Ceci traduit le fait que seule une petite partie des atomes a effectivement été piégée.
- Pour une profondeur plus élevée (55 G sur la figure 4.4), il est possible de piéger presque intégralement les atomes. Nous avons par ailleurs mis en évidence que si la profondeur est trop élevée, une grande partie des atomes est réfléchie à l'entrée du train de pièges. Nos avons défini, pour notre dispositif expérimental une plage convenable de profondeur des

pièges de 35 G à 55 G.

- On constate sur la figure 4.5 qu'il est possible de ralentir efficacement le paquet atomique. En effet, le temps t d'arrivé du pic de détection correspond au temps attendu si l'on considère que le paquet est capturé après 25 cm de propagation libre.
- Si le train va très lentement par rapport à la vitesse d'injection ($v_{conv} = 37 \text{ cm/s}$ sur la figure 4.5), un deuxième pic de détection apparait (pic repéré par une étoile). Ceci traduit le fait qu'une partie des atomes est beaucoup trop rapide pour être ralentie par le train de pièges.

4.3 Obtention d'un train de pièges de Ioffe-Pritchard

4.3.1 Dispositif

Nous avons mentionné dans la section 4.2 que si le train de pièges quadrupolaires permet de transporter des paquets atomiques, il est difficilement enviseageable de les y refroidir de manière poussé. Cette section montre comment nous pouvons produire un train de pièges de type Ioffe-Pritchard, qui se prête de manière idoine à la manipulation et au refroidissement d'ensembles atomiques ultra-froids.

La solution consiste à superposer au champ du guide et du train d'aimants, un troisième champ magnétique suivant l'axe z du guide. Pour ce faire, nous avons bobiné un solénoïde autour du guide. La figure 4.6 décrit le dispositif.



La composante longitudinale $B_0(z)$ du champ magnétique alors produit sur l'axe du guide est la somme des contributions dues aux aimants et au solénoïde :

$$B_0(z) = B_0^{\rm aim}(z) + B_0^{\rm sol}(z), \qquad (4.1)$$

où il convient de souligner le fait que $B_0^{sol}(z)$ est toujours du même signe alors que $B_0^{aim}(z)$ change fréquemment de signe (voir la figure 4.3). Notons que la dépendance en z du champ

longitudinal produit par le solénoïde sur l'axe du guide dépend de ces dimensions et de son positionnement par rapport au guide. En jouant sur ces paramètres et sur le courant traversant le solénoïde, nous pouvons obtenir un champ longitudinal $B_0(z)$ dont le signe ne change jamais sur l'axe z, tout en présentant des minima locaux. Ce point est illustré par la figure 4.7. Nous pouvons ainsi produire un train de pièges de Ioffe-Pritchard. Notons que le module du champ



magnétique au fond des puits de potentiel magnétique n'est pas nul, mais vaut :

$$B_0^{\min} \equiv B_0^{\text{sol}} - B_{\text{conv}} > 0.$$
 (4.2)

Le courant parcourant le solénoïde permet d'ajuster précisément la valeur de B_0^{\min} .

En pratique, nous ajustons toujours le courant du solénoïde de manière à avoir $B_0^{\min} \approx 1$ G, valeur assurant de faible pertes par retournement de spin tout en maintenant un bon confinement transverse des atomes (voir la sous-section 1.1.1, page 8).

Remarque

Le nombre de pièges de Ioffe-Pritchard produit par cette configuration est d'environs 10, soit deux fois moins que le nombre de pièges quadrupolaires dont il était question dans la section 4.2. En effet, les minima de module du champ magnétique se trouvent face aux aimants dont le champ s'oppose au champ du solénoïde au niveau de l'axe z du guide (ce qui correspond à un aimant sur deux). L'espacement entre deux piège successifs est donc $D_{\rm IP} = 10$ cm.

La configuration de champ magnétique ainsi obtenue fait l'objet de la figure 4.8 qui représente, dans le plan horizontal (x, z), quelques lignes de champ ainsi que quelques lignes équipotentielles.



FIGURE 4.8 – Représentation de l'allure de quelques lignes de champ magnétique ainsi que quelques lignes équipotentielles (suivant lesquelles le module du champ magnétique est constant) pour la configuration décrite sur la figure 4.6. En superposant le champ produit par les aimants à celui du solénoïde et du guide magnétique nous obtenons une succession de pièges de Ioffe-Pritchard sur l'axe du guide.
Remarque

La figure 4.8 met en évidence le fait que les pièges de Ioffe-Pritchard ne sont pas répartit spatialement de part et d'autre de l'axe z du guide (contrairement aux pièges quadrupolaires dont il est question dans la section 4.2). En effet, les extrema de champ magnétique sont maintenant situés, non plus dans des plans médians entre deux aimants successifs, mais dans des plans *passant* par les aimants, là où le champ magnétique transverse B_{\perp}^{aim} y est très faible. Il y est même théoriquement nul si l'on considère une chaine infinie d'aimants. En conséquence, les pièges de Ioffe-Pritchard sont positionnés *sur l'axe z du guide magnétique*, ce qui présente l'avantage de produire des pièges qui peuvent passer optimalement au centre des pièces de céramique.

4.3.2 Caractéristiques des pièges de Ioffe-Pritchard

Profondeur

Notons que du fait de la présence du solénoïde, la distance $D_{\rm aim}$ séparant les aimants de l'axe z du guide est maintenant d'au moins 45 mm. Pour une configuration avec 2 aimants par site, et avec $D_{\rm aim} = 45$ mm, l'amplitude des variations de la composante longitudinale du champ magnétique est $B_{\rm conv} \approx 25$ G.

On constate sur la figure 4.7 page 101 que, si le nombre de piège est divisé par deux, leur profondeur, elle, est doublée. En effet, celle-ci est donnée par l'amplitude crête-à-crête $2 B_{\rm conv}$ des variations de la composante longitudinale du champ magnétique. En utilisant deux aimants sur chaque site de la couroie du convoyeur, nous pouvons donc obtenir des profondeurs de piège correspondant typiquement à $2 B_{\rm conv} \approx 50$ G.

Remarque

Fluctuations de la profondeur

En plaçant une sonde de champ magnétique aux abords du convoyeur, nous avons constaté que, d'un piège à l'autre, la profondeur varie typiquement de 5%. Ceci est probablement dû à la dispersion des aimantations des aimants. Soulignons cependant le fait que ces fluctuations ne sont a priori pas problématiques puisqu'elles concernent une statistique sur des pièges différents.

En repérant chaque piège lors de sont passage devant la sonde, nous avons mesurer, au fil des passages successifs, des fluctuations typiquement inférieures à 1% pour chaque piège. Ces fluctuations sont à mettre sur le compte des vibrations de la couroie du convoyeur.

fréquences d'oscillation

L'autre caractéristique importante des pièges de Ioffe-Pritchard est la force du confinement. Comme nous l'avons vu dans la sous-section 1.1.1, c'est la valeur de la composante longitudinale B_0^{\min} du champ sur l'axe du guide qui détermine la forme du confinement hyperbolique dans le plan transverse³⁸. Quant au confinement suivant l'axe longitudinal z, il est principalement

^{38.} On néglige l'influence le gradient transverse de champ magnétique produit par les aimants au niveau de l'axe z du guide. Celui-ci est en effet de l'ordre de 20 G/cm à comparer à celui fournit par le guide, de typiquement

caractérisée par la profondeur des pièges et leur espacement.

Application numérique

On peut exprimer le confinement en terme de fréquences d'oscillation des atomes dans le piège. On considère une configuration à deux aimants par site, positionné à $D_{\text{aim}} = 35 \text{ mm}$ de l'axe z. On a alors :

 des fréquences d'oscillation typique suivant les axes du plan transverse d'environ 700 Hz,

– et une fréquence d'oscillation suivant l'axe longitudinale d'environ 3 Hz.

La moyenne géométrique de ces fréquences d'oscillation d'environ 120 Hz est comparables à celle obtenue dans un piège magnétique typique utilisé pour les expériences de condensation usuelles.

4.3.3 Choix des dimensions du solénoïde

Nous venons de voir que la mise en place d'un solénoïde permet de maintenir une valeur minimal du champ magnétique au sein du train de pièges afin de s'affranchir de pertes par retournement de spin. Mais, si le contrôle du courant électrique traversant le solénoïde permet d'ajuster la valeur $B_0^{\rm sol}$ du champ magnétique produit sur l'axe z du guide, nous allons montrer que ses dimensions ne peuvent pas être choisies arbitrairement. Ce sont elles qui détermineront le taux d'accroissement du champ $B_0^{\rm sol}$ à l'entrée et à la sortie du solénoïde.

Remarque

Le taux d'accroissement du champ magnétique sur l'axe d'un solénoïde dont la longueur est grande devant son rayon répond à une loi du type (voir l'illustration ci-contre) :

$$B_0^{\rm sol}(z) \propto \frac{z}{\sqrt{z^2 + R^2}} + 1 \,,$$



où R est le rayon du solénoïde. Le champ $B_0^{\text{sol}}(z)$ passe de 10% à 90% de sa valeur maximal sur une distance $\Delta z = \frac{8R}{3}$.

Soulignons les points importants qu'il faut garder à l'esprit pour le choix des dimensions du solénoïde :

- Nous l'avons dit, le champ ne doit pas s'annuler dans le train de pièges magnétiques. Ceci est tout particulièrement vrai en sortie du train dans la mesure où, si nous refroidissons les paquets atomiques piégés, ceux-ci seront d'autant plus sensibles aux pertes par retournement de spin.
- La valeur minimale B_0^{\min} du champ magnétique au fond des pièges doit rester assez faible, soit environ 1 G afin de maintenir un bon confinement transverse (voir la section 4.3).
- En sortie du train de pièges, les paquets atomiques ne doivent pas être accélérés par un fort gradient de champ magnétique suivant l'axe longitudinal.

La figure 4.9 illustre trois cas caractéristiques d'un mauvais choix des dimensions du solénoïde :

 $1000~{\rm G/cm}.$

 $\label{eq:FIGURE 4.9-(Animation online) Illustration de trois cas caractéristiques d'un mauvais choix des dimensions du solénoïde. Dans le cas d'un solénoïde trop court ou de diamètre trop faible, le champ magnétique s'annule en sortie du train. Si on compense cet effet en augmentant le courant, le paquet atomique est soumis à une forte accélération longitudinale due à la décroissance brusque du champ. Dans le cas d'un solénoïde trop long ou de diamètre trop élevé, le paquet atomique est libéré du train de pièges dans un gradient longitudinal de champ magnétique. Il subit là aussi une forte accélération.$

- s'il est de trop faible diamètre, ou trop court, le champ B_0^{sol} aux extrémités du train de pièges devient plus faible que l'amplitude B_0^{aim} des barrières produites par les aimants. On revient alors localement à une configuration de piège quadrupolaire.
- on peut alors être tenter d'augmenter le courant parcourant le solénoïde afin de compenser cet effet aux extrémités du train de pièges. On a alors une forte valeur de B_0^{\min} sur toute la longueur du convoyeur et les atomes sont libérés du train de pièges dans un fort gradient longitudinal. Ils subissent une forte accélération dans le guide.
- Enfin, si le solénoïde est de trop grand diamètre, ou trop long, le champ B_0^{sol} aux extrémités du train de pièges devient significativement plus élevé que l'amplitude B_0^{aim} des barrières produites par les aimants. B_0^{\min} augmente en sortie de convoyeur et les atomes sont là aussi libérés du train de pièges dans un fort gradient longitudinal de champ magnétique.

Nous avons choisi un diamètre de $D_{\rm sol} = 15$ cm de manière à voir une montée du champ $B_0^{\rm sol}$ le long de l'axe z sur une distance $\Delta z = 20$ cm, légèrement supérieure à la distance typique (≈ 15 cm) d'établissement des barrières de potentiel dues aux aimants du convoyeur.

4.4 Piégeage d'un paquet atomique dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard

Nous allons maintenant nous intéresser aux piégeage et au refroidissement de paquets atomiques dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard en mouvement. Notre but est, rappelons le, de capturer les paquets, de manière à momentanément :

- limiter la dilution longitudinale, afin de maintenir un taux de collisions élastiques élevé,

- recréer des conditions de piégeage tridimensionnel,

et cela afin de bénéficier d'une évaporation plus efficace. De plus, nous pouvons envisager de ralentir les paquets lors de leur capture de manière à disposer, par la suite d'un jet atomique lent sur la dernière partie du guide.

Lors ce que les paquets atomiques atteignent le train de pièges de Ioffe-Pritchard en mouvement, ils sont soumis à un potentiel dépendant du temps : des barrières de potentiel magnétique s'élèvent sur leur chemin. Dans cette section, nous nous proposons d'étudier l'influence des différents paramètres intervenant lors de la capture d'un seul paquet atomique par le train de pièges de Ioffe-Pritchard. Afin de souligner les effets physiques mis en jeu lors de ce processus, les observations expérimentales seront mise en rapport avec des résultats de simulations numériques. Rappelons que les paquets atomiques dont il est question dans la suite contiennent typiquement 10⁹ atomes et sont préparé puis injecté dans le guide suivant la procédure d'écrite dans la sous-section 1.2.2.

Trois critères intuitifs peuvent d'ores et déjà être soulignés en ce qui concerne l'alimentation optimale des pièges successifs :

- l'extension longitudinale du paquet doit être sensiblement plus petite que la distance entre deux pièges consécutifs,
- le lancement des paquets doit être synchronisé avec le déplacement des pièges,
- la vitesse d'injection du paquet doit être voisine de la vitesse de déplacement du train de pièges de Ioffe-Pritchard.

Chacun de ces points fait l'objet d'une sous-section ci-dessous.

4.4.1 Extension longitudinale du paquet atomique

Nous considérons dans cette sous-section que la vitesse d'injection v_{inj} du paquet correspond à la vitesse v_{conv} du train de pièges. Si nous voulons avoir une chance de capturer intégralement un paquet atomique dans l'un des pièges en mouvement, il semble nécessaire que son extension longitudinale soit inférieure à la distance entre deux pièges consécutifs. Sur l'illustration ci-contre nous représentons de manière schématique deux situations. Dans la première, le nuage possède une extension longitudinale suffisamment faible pur être capturé dans l'un des puits de potentiel. Dans la seconde situation, il est impossible d'y parvenir.



Dès l'injection dans le guide magnétique, le paquet atomique commence à s'étaler spatialement du fait de sa dispersion de vitesse longitudinale. Comme nous l'avons vu dans le chapitre ??, la température d'un paquet, une fois injecté dans le guide, est typiquement de $T = 150 \ \mu\text{K}$. Ceci correspond à une dispersion de vitesse longitudinale :

$$\Delta v_z = \sqrt{\frac{k_{\rm B} T}{m_{\rm Rb}}} \approx 12 \,\,\mathrm{cm/s}\,. \tag{4.3}$$

Application numérique

La vitesse d'injection v_{inj} étant voisine de 1 m/s, et la distance entre le piège magnéto-optique et le train de pièges étant de 25 cm, le paquet s'étale librement pendant environ 0,25 s. La taille d'un paquet au moment d'atteindre le train de pièges est donc de typiquement 6 cm. Cette extension longitudinale n'est pas beaucoup plus faible que la distance $D_{IP} = 10$ cm séparant deux pièges consécutifs. Nous montrons dans la suite (figure 4.10) que la capture dans ces conditions reste toutefois convenable. Il convient de noter que notre technique de capture dans un train de pièges de Ioffe-Pritchard a été mise en œuvre sur un dispositif expérimental qui n'avait pas été prévu pour cette tâche lors de sa conception. Les contraintes d'encombrement spatial autour de la chambre du piège magnétooptique nous empêchent d'approcher le convoyeur plus près de l'entrée du guide magnétique.

Le but de nos études consiste précisément en la compréhension des paramètres cruciaux de ce type de méthode de manière à pouvoir concevoir dans le futur un nouveau dispositif optimisé pour tirer parti au mieux de notre technique.

4.4.2 Influence de la synchronisation

Si la taille d'un paquet atomique doit être plus petite que l'espacement entre deux pièges consécutifs, cela ne saurait être une condition suffisante. Le paquet doit bien entendu arriver au niveau du convoyeur au bon moment. Nous représentons cicontre deux situations faisant intervenir un paquet atomique de faible extension longitudinale. La première représente un paquet atteignant le train de pièges de manière à être entouré de deux barrière de potentiel. Dans la seconde situation, le paquet arrive une demi-période plus tard et *chevauche* une barrière.



Cette situation est regrettable à deux égards :

- les atomes du paquet vont se séparer de chaque coté de la barrière de potentiel,
- l'énergie fournie aux atomes lors de l'apparition de la barrière de potentiel est très élevée.

Mesures expérimentale

Afin de démontrer expérimentalement l'influence de la synchronisation sur le piégeage d'un paquet atomique dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard, nous avons mesuré la densité linéique d'atomes $n(z_{\rm s},t)$ dans le guide, dans la zone couverte par le convoyeur. Le laser sonde est positionné en $z_{\rm s} \approx 100$ cm. La figure 4.10 illustre le résultat de deux mesures effectuées en utilisant un train de pièges dont la profondeur correspond à $2 B_{\rm conv} = 32$ G et se déplaçant à une vitesse $v_{\rm conv} = v_{\rm inj} = 88$ cm/s :

- l'une correspondant à un paquet atomique intégralement piégé dans l'un des pièges de Ioffe-Pritchard,
- l'autre est obtenue avec la même séquence expérimentale, mais en retardant l'injection du paquet de 57 ms. Ce déphasage correspond à la moitié du temps séparant l'arrivée de deux barrières successives.

Dans le deuxième cas, les atomes sont clairement séparés en deux ensembles, dans deux pièges contigus. Il convient donc de toujours tenir compte de la synchronisation de l'injection des paquets atomiques afin d'assurer une capture optimale dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard.

4.4.3 Influence de la vitesse d'injection

Jusqu'à présent, nous avons discuté des paramètres influant sur la capture d'un paquet dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard dont la vitesse v_{conv} de déplacement est égale à la vitesse



Chapitre 4. Transport de paquets atomiques dans un train de pièges magnétiques

FIGURE 4.10 – Mesure de la densité linéique d'atomes $n(z_s, t)$ au sein du train de pièges de Ioffe-Pritchard ($z_s \approx 100 \text{ cm}$). Le graphe supérieure correspond à une bonne synchronisation parfaite de l'injection du paquet atomique, lequel est intégralement piégé dans l'un des pièges de Ioffe-Pritchard (la courbe grisée représente le champ magnétique $B_0(t)$ au niveau du laser sonde). Sur le graphe inférieur, on a synchronisé l'injection de manière à retarder la capture de la moitié du temps séparant deux piège successifs. Le paquet atomique est alors scindé en deux parties, dans deux pièges contigus.

d'injection v_{inj} du paquet. Dans cette sous-section, nous abordons le cas d'une capture avec un convoyeur ayant une vitesse $v_{conv} \neq v_{inj}$.

La figure 4.11 présente des données prises dans des conditions telles que $2B_{\rm conv} = 55$ G et $B_0^{\rm min} = 1$ G, et pour différentes vitesses du convoyeur : $v_{\rm conv} = 115$ cm/s, 90 cm/s, 82 cm/s, 65 cm/s, 50 cm/s, 33 cm/s. Le laser sonde permettant de mesurer la densité linéique d'atomes est positionné en aval du convoyeur : $z_{\rm s} = 175$ cm. Les temps d'arrivée des pics de détection (repérés par le symbole •) ainsi que leur extension temporelle mettent en évidence le piégeage d'une partie substantielle des atomes, et ce, sur une large plage de vitesse.

Soulignons aussi le fait qu'une partie des atomes n'est pas piégée :

- Les atomes dont la vitesse est largement supérieure à v_{conv} ne peuvent être ralentis suffisamment à l'entrée du train de pièges. Le temps d'arrivé de ces atomes au niveau du laser sonde correspond approximativement au temps d'arrivé d'un paquet atomique libre (signaux repérés par le symbole * sur la figure 4.11).
- Certain des atomes dont la vitesse est largement plus faible que $v_{\rm conv}$ peuvent aussi traverser le train de pièges (signaux repérés par le symbole \div). Ces atomes, bien qu'ayant initialement une faible énergie cinétique, peuvent acquérir l'énergie nécessaire lors de l'apparition des barrières de potentiel magnétique.



• Enfin, Certains atomes sont réfléchis dès l'entrée du train de pièges et ne parviennent donc pas jusqu'au laser sonde. La mise en évidence de ces atomes se fait en estimant le nombre d'atome participant au signal d'absorption, et en le comparant au cas d'un paquet atomique se propageant librement dans le guide (voir la remarque page 110).



FIGURE 4.11 – Mesure en fonction du temps suivant l'injection d'un paquet de la densité linéique d'atomes $n(z_{\rm s}, t)$ en aval du convoyeur ($z_{\rm s} = 175$ cm). Pour une gamme de vitesse allant de 33 cm/s à 115 cm/s une partie substantielle des atomes est piégée dans le train de pièges de loffe-Pritchard (pics de détection repérés par le symbole •). Si la vitesse $v_{\rm conv}$ du convoyeur est très faible par rapport à la vitesse d'injection $v_{\rm inj}$ une partie des atomes traverse le train de pièges presque sans être ralentie (pic de détection repéré par le symbole *). Aussi, on constate que certains atomes allant plus lentement que le convoyeur peuvent traverser le train de pièges (signaux repérés par le symbole ÷).

Remarque : Estimation du nombre d'atomes piégés

Le laser sonde permet de mesurer la densité linéique d'atomes en un point du guide magnétique. Pour obtenir le nombre d'atome concerné par la mesure, il faut effectuer une intégration temporelle du flux atomique $\Phi(z_s, t)$. Celui-ci peut être estimé :

- dans le cas d'un paquet atomique se propageant librement dans le guide par l'expression $\Phi(z_{\rm s}, t) = n(z_{\rm s}, t) z_{\rm s}/t$. Celle-ci se traduit par le fait que les atomes attairment le lager gende en un terme t cent enimée d'une viteges $u = z_{\rm s}/t$
- atteignant le laser sonde en un temps t sont animés d'une vitesse $v = z_s/t$.
- dans le cas d'atomes piégés dans le train de pièges et du fait de la faible extension temporelle du signal mesuré, on peut estimer la vitesse des atomes comme étant en moyenne égale à la vitesse du convoyeur, $\Phi(z_s, t) = n(z_s, t) v_{conv}$.

Pour chaque courbe représentée sur la figure 4.11, et en tenant compte de la vitesse des atomes passant devant le laser sonde, nous pouvons estimer la fraction d'atome piégée dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard. Le graphe ci-contre représente la fraction d'atomes piégés en fonction de la vitesse $v_{\rm conv}$ du convoyeur. La ligne en trait pointillé représente (en unité arbitraire) une distribution de vitesse gaussienne centrée en $v_{\rm inj}$ et de variance $\Delta v = 12$ cm/s (valeur typique pour nos paquet atomique). Celle-ci met en évidence le fait que le train de pièges ne fait pas que piéger la fraction d'atomes



ayant une vitesse initial voisine de celle du convoyeur, mais que des processus de ralentissement permettent de capturer des atomes ayant une vitesse significativement.

4.4.4 Simulations numériques

4.5 Piégeage et refroidissement de paquets atomiques successifs

Nous avons montré que notre technique permet de capturer efficacement et de transporter un paquet atomique dans un train de pièges de Ioffe-Pritchard. Dans cette section nous exposons les résultats relatifs au piégeage de plusieurs paquets simultanément, ainsi que de leur refroidissement par évaporation forcée. C'est en effet cet aspect que nous cherchons à mettre en valeur dans le contexte de notre expérience de production et d'évaporation d'un jet atomique ultra-froid.

4.5.1 Injection répétée de paquets atomiques

Pour démontrer l'efficacité du piégeage de paquets atomiques injectés successivement, nous plaçons le laser sonde en $z_{\rm s} \approx 100$ cm afin de mesurer la densité linéique d'atomes $n(z_{\rm s}, t)$ dans le train de pièges (comme dans la sous-section 4.4.2 où il s'agissait du piégeage d'un paquet). La figure 4.12 illustre deux mesures dans le cas d'une injection périodique, 4,4 fois par seconde :

 la première est effectuée en l'absence du convoyeur. On y observe la formation d'un jet atomique continu, résultat du recouvrement des paquets atomiques qui se propagent librement dans le guide. – la seconde est effectuée en présence du train de pièges de Ioffe-Pritchard ayant une profondeur donnée par $2 B_{\text{conv}} = 32$ G et animé d'une vitesse $v_{\text{conv}} = v_{\text{inj}} = 88$ cm/s . Notons que chaque injection de paquet dans le guide est synchronisée avec le convoyeur de manière à optimiser le chargement des pièges.



FIGURE 4.12 – Mesure de la densité linéique d'atomes $n(z_s, t)$ au sein du train de pièges de loffe-Pritchard ($z_s \approx 100$ cm). Le graphe supérieure correspond, en l'absence du convoyeur, à la formation d'un jet atomique continu obtenu le recouvrement de paquets atomiques injectés 4, 4 fois par seconde (voir la section 1.2). Le graphe inférieur correspond lui aux même condition expérimentale, mais en présence du train de pièges de loffe-Pritchard animé d'une vitesse $v_{\rm conv} = v_{\rm inj} = 88$ cm/s, le tout étant convenablement synchronisé (voir la sous-section 4.4.2). Le fait q'un piège sur deux soit vide prouve que chaque paquet atomique est capturé intégralement dans un piège donné. Comme attendu, la densité linéique d'atomes est notablement plus élevée dans les pièges que ce qu'elle n'est dans le jet atomique obtenu dans les mêmes conditions.

On constate non-seulement le piégeage individuel de chaque paquet dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard, mais aussi et surtout, que la densité atomique est notablement plus élevée dans chaque piège que dans le jet atomique en absence de convoyeur. Ce dernier point, synonyme d'un taux de collisions élevé, est très important dans la perspective de mettre en œuvre le refroidissement par évaporation forcée.

4.5.2 Échauffement dû à la capture dans le train de piège

Les paquets d'atomes piégés subissent lors de leur capture une compression longitudinale, et il en résulte une augmentation de leur température longitudinale. Réciproquement à la sortie du convoyeur, une décompression longitudinale et un refroidissement prennent place. Nos simulations montrent qu'un paquet initialement sans dispersion de vitesse longitudinale, mais dont l'extension est comparable à la distance entre deux pièges successifs, ressort du train de pièges avec une dispersion de vitesse longitudinale de l'ordre ³⁹de $\Delta v = 10$ cm/s, ce qui correspond à une température de 100 μ K. Après rethermalisation, c'est-à-dire après la redistribution de cette énergie sur les degrés de liberté transverses, cet excès de température est de 20 μ K. Un paquet dont la taille initiale est plus petite subit naturellement un moindre échauffement.

Échauffement lors d'une capture instantanée des paquets atomiques

Essayons de comprendre le processus physiques à l'origine de l'échauffement. Nous envisageons pour cela le cas d'une capture instantanée des paquets atomiques, c'est-àdire en considérant que ceux-ci sont soumis brusquement à l'apparition des barrières de potentiel magnétiques. La figure ci-contre illustre le chauffage d'un paquet atomique dans deux cas :

– celui d'une faible extension longitudinale du paquet,

– celui d'une extension longitudinale comparable à l'espacement $D_{\rm IP}$ entre pi Au moment ou la barrière apparait, les atomes se voient fournir une énergie potentielle d'autant plus élevée que ceux-ci explore une large plage du potentiel. Dans le cas où la taille du paquet est comparable à la distance $D_{\rm IP}$ entre deux pièges (soit 10 cm) on peut estimer le gain d'énergie comme étant inférieur, mais de l'ordre de la moyenne du potentiel U_0 .



Une fois les atomes piégés, l'énergie potentielle acquise va se redistribuer sur tous les degrés de liberté. Ainsi, si on considère que les barrières de potentiel disparaissent soudainement en sortie du convoyeur, l'énergie potentielle qui sera reprise aux atomes ne correspondra qu'a une fraction de celle fournit à l'entrée.

Application numérique

Considérons un paquet atomique dont la extension longitudinale au moment du piégeage est d'environ 10 cm. En prenant les conditions exposé ci-dessus, avec des pièges dont la profondeur est donnée par $2 B_{\rm conv} = 35$ G, l'énergie potentielle acquise en moyenne par chaque atome en entrée est de l'ordre de

$$\langle U_0 \rangle = \mu_{\rm B} B_{\rm conv} \approx 5 \cdot 10^{-27} \,\mathrm{J}\,,$$

ce qui correspond à une température d'environ 350 $\mu K.$

Considérons maintenant que cette énergie potentielle se redistribue sur les tous les degrés de liberté :

- 3 degrés de liberté en vitesse,
- 2 degrés de liberté transverses avec un potentiel de confinement linéaire en distance à l'axe,
- 1 degré de liberté longitudinal selon lequel on modélise le piégeage par un confinement harmonique.

^{39.} L'amplitude des barrières de potentiel magnétique utilisée pour ces simulations correspond à $2 B_{conv} = 35 \text{ G}$. Ces simulations se base sur une modélisation par un problème à une dimension.

Dans ces conditions il ne restera, après rethermalisation, plus qu'un quart de l'énergie potentielle acquise selon l'axe longitudinale des pièges (se reporter à la remarque sur le théorème du viriel, page 63). La température aura donc finalement augmenter d'environ 80 μ K.

En sortie du train de pièges, la disparition soudaine des barrières emporte avec elle l'énergie potentielles longitudinale sans conduire à un refroidissement dans la mesure où l'énergie restante est déjà bien répartie sur les autres degrés de liberté.

Simulations numériques et mesures

Nous avons effectué des mesures de température sur le jet atomique au bout du guide magnétique (voir la sous-section 1.3.2). Dans des conditions expérimentales typiques (voir la section 1.2), avec une injection des paquets atomiques à une vitesse $v_{inj} = 1$ m/s, nous comparons deux cas expérimentaux :

- en l'absence de convoyeur, la température transverse du jet mesurée est $T=600\pm20~\mu\mathrm{K},$
- en présence du train de pièges de Ioffe-Pritchard dont la profondeur correspond à $2 B_{\text{conv}} = 35 \text{ G}$, et animé d'un mouvement à une vitesse $v_{\text{conv}} = v_{\text{inj}} = 1 \text{ m/s}$, nous mesurons $T = 590 \pm 20 \text{ }\mu\text{K}$.

Nous ne détectons pas d'échauffement mesurable dans la limite de la précision dont nous disposons sur la mesure de la température transverse du jet.

4.5.3 Refroidissement par évaporation forcée dans le train de pièges

Le transport multiple de paquets atomiques dans le train de pièges de type Ioffe-Pritchard se prête fort bien à la mise en œuvre du refroidissement par évaporation. Afin de démontrer ceci expérimentalement nous avons placé quatre antennes radio-fréquences sur le tube de verre du guide magnétique dans la zone couverte par le convoyeur. Chaque paquet atomique piégé traverse ainsi successivement quatre zones d'évaporation durant son transport. Nous avons réussi à diminuer la température des paquets atomiques piégés par près d'un facteur 2 pour atteindre 280 μ K. Toutefois la diminution du nombre d'atomes relativement importante due à un vide de qualité médiocre a limité le gain dans l'espace des phases à seulement un facteur 2.

4.6 Conclusion

Grâce à un agencement périodique d'aimants permanents fixés sur un tapis roulant le long du guide, nous avons pu créer train de pièges de Ioffe-Pritchard mobiles le long de l'axe du guide. Ce dispositif a été mis en place sur le premier des 4,5 m du guide magnétique. Les paquets d'atomes injectés dans le guide sont re-capturés longitudinalement. Nous avons démontrer expérimentalement les deux avantages de cette technique :

- l'étalement longitudinal des paquets est gelé, le taux de collisions élastiques est ainsi plus élevé dans chaque piège que dans un jet continu,
- il est possible de ralentir les paquets lors de la capture.

Ces expériences nous ont permis de définir les paramètres critiques qui permettront peut être la mise au point d'un dispositif expérimental entièrement optimisé pour l'usage du convoyeur. Nous avons de plus mis en œuvre le refroidissement par évaporation forcée sur 5 paquets simultanément et avec une alimentation périodique du train de pièges. Ce résultat, qui constitue une première dans notre communauté, ouvre diverses perspectives , comme la parallélisation de la production

de condensats de Bose-Einstein. On peut toutefois se demander si notre technique, qui fait intervenir des pièces mécaniques mobiles soumises à d'inévitables vibrations, resterait exploitable s'il s'agissait de refroidir des paquets atomiques jusqu'à des température beaucoup plus faibles. Un condensat de Bose-Einstein résisterait-il aux vibrations de la courroie du convoyeur? Troisième partie

Production, manipulation et caractérisation de nuages atomiques très denses

Chapitre 5

Imagerie de nuages denses par absorption dans le régime de forte saturation



Sommaire

5.1	Ima	Imagerie d'un ensemble atomique froid	
	5.1.1	Système optique	
	5.1.2	Signal fourni par le capteur CCD	
	5.1.3	Interaction atome-laser	
	5.1.4	Puissance absorbée et diffusée par le nuage atomique	
	5.1.5	Précautions à prendre pour produire une image fiable	
5.2	5.2 Techniques d'imagerie usuelles		
	5.2.1	Imagerie par fluorescence	
	5.2.2	Imagerie par absorption dans le régime de faible saturation 129	
5.3	Fair	e l'image d'un nuage très dense	
	5.3.1	Imagerie par fluorescence dans un régime extrêmement saturant 132	
	5.3.2	Limite de l'imagerie par absorption faiblement saturante 133	
	5.3.3	Absorption d'un faisceau laser désaccordé	
	5.3.4	Absorption sur une transition ouverte	
5.4	Ima	Imagerie par absorption dans le régime de forte saturation 137	
	5.4.1	L'intensité de saturation <i>effective</i> et la section efficace <i>effective</i> 137	
	5.4.2	Réponse non-linéaire des atomes	
	5.4.3	Protocole de mesure et détermination du paramètre de correction . 140	
	5.4.4	Avantages de l'imagerie par absorption fortement saturante 142	

Lorsque l'on manipule des atomes froids, il est primordial de pouvoir caractériser les ensembles atomiques mis en jeu. Les quantités physiques auxquelles nous voulons avoir accès sont le plus souvent :

- nombre d'atomes,
- distribution spatiale des atomes dans le nuage,
- distribution de vitesse,
- densité dans l'espace des phases à une particule.

Les techniques qui permettent d'acquérir ces informations sont quasi-exclusivement de nature optique, c'est-à-dire se basant sur des processus d'absorption, de diffusion, ou de déphasage d'une onde lumineuse⁴⁰.

Dans ce chapitre, nous allons décrire les deux principales méthodes couramment utilisées pour produire des images d'ensembles atomiques ultra-froids : l'imagerie par fluorescence, et l'imagerie par absorption dans le régime de faible saturation. Les limites de ces méthodes quand il s'agit de produire des images de nuages denses nous amèneront à nous pencher sur des techniques plus élaborées, mais plus complexes à mettre en œuvre. Enfin, nous présenterons le nouveau protocole d'imagerie que nous avons développé lors de ma deuxième année de thèse. Celui-ci, permet de résoudre les structures de nuages atomiques denses, et donne accès à des mesures quantitativement très précises.

^{40.} Mentionnons un exemple de technique non optique développée par le groupe d'Alain Aspect (institut d'optique, Orsay) : Les atomes d'un condensat de Bose-Einstein d'atome d'hélium méta-stables sont lâchés en chute libre sur un capteur matriciel. Certains atomes d'hélium méta-stables délivrent une énorme énergie électrique ($\approx 20 \text{ eV}$) en se désexcitant au contact du capteur. En mesurant précisément les temps et position d'arrivé sur le capteur, il est possible de construire une image en trois dimension de la distribution spatiale au sein du condensat de Bose-Einstein. Il est même possible d'observer l'analogue atomique de l'effet Hanbury Brown Twiss [42].

5.1 Imagerie d'un ensemble atomique froid

Dans cette section, nous allons décrire un dispositif optique minimal, nécessaire pour faire une image d'un ensemble atomique. Nous porterons notre attention sur la nature digitalisée de l'information obtenue lors d'une prise d'image. Les interactions atome-laser seront aussi décrites, puisque les équations qui en découlent permettent d'exploiter de manière quantitative les données contenues dans une image.

5.1.1 Système optique

Afin de concentrer notre attention sur le principe des méthodes d'imagerie, nous considèrerons le dispositif le plus simple possible en négligeant les imperfections des composants optiques⁴¹



Dans toute la suite, nous considèrerons un nuage atomique dont la distribution spatiale d'atomes sera notée n(x, y, z). Un dispositif optique, schématisé sur la figure 5.1, permet de faire l'image du nuage atomique sur un capteur CCD⁴² composé d'une matrice de pixels. Nous pouvons ainsi mesurer l'intensité lumineuse I(x, y) dans le plan objet⁴³. L'axe optique sera pris comme étant l'axe z.

Certaines conditions doivent être réunies afin que le système optique puisse fournir des images exploitables. En particulier, la taille du nuage suivant l'axe z sera supposée très faible par rapport à la profondeur de champ du système optique. En d'autres termes, dans l'approximation de Gauss, chaque point (x, y, z) du nuage possède un point image net en (x', y') sur le capteur CCD. Le grandissement γ du système optique définit la relation entre les bases (x, y) et (x', y'): un point (x', y') du capteur correspond à un point $(x, y) = (x'/\gamma, y'/\gamma)$ du plan objet.

^{41.} Nous négligerons donc les imperfections comme l'astigmatisme, les aberrations sphériques, etc.

^{42.} CCD est l'acronyme anglais de *Charge-Coupled Device* qui signifie détecteurs à couplage de charge. Ce type de capteur fournit un signal électrique dont la tension est proportionnelle à la quantité de lumière collectée pendant le temps d'exposition.

^{43.} Chaque pixel mesure en fait l'énergie lumineuse collectée pendant le temps d'exposition τ . Connaissant ce temps, ainsi que la taille d'un pixel, nous déduisons l'intensité lumineuse de la lumière qui a atteint chaque pixel.

Système laser

Sauf mention contraire, le système laser que nous considèrerons dans la suite est du type de celui schématisé sur la figure 5.2.



Nous pouvons produire des impulsions lumineuses dont la durée τ , et la puissance $P_{\rm L}$ sont contrôlées précisément. Les impulsions les plus courtes que nous utilisons avec notre système ont une durée $\tau = 250$ ns.

5.1.2 Signal fourni par le capteur CCD

Cette sous-section a pour seul but de préciser deux points relatifs à la nature informatique des signaux délivrés par le capteur CCD.

Échantillonnage spatial

Le nombre fini de pixels sur le capteur fixe une limite quant à la précision spatiale du signal fourni par le CCD. C'est ce qu'on appelle l'échantillonnage spatial (aussi désigné par le terme pixelisation). Pour les capteurs CCD usuels, la taille d'un pixel est typiquement de l'ordre de 5 µm. Cette limitation est à prendre en compte quand on désire faire des images d'ensemble atomiques dont l'extension spatiale est très faible (typiquement inférieure à 100 µm). Le système optique devra alors être conçu de manière à fournir une image agrandie du nuage sur le capteur. Dans la suite, nous négligerons cet aspect. Par ailleurs, le signal fourni par la matrice du capteur sera noté S(x, y), où (x, y) correspondra au coordonnées dans le plan objet du nuage atomique.

Quantification de l'amplitude

Le signal $\mathcal{S}(x, y)$ que le capteur CCD délivre est le résultat d'une conversion analogique \rightarrow numérique sur un nombre $N_{\rm b}$ de bits. Ceci implique une quantification de l'amplitude du $\mathcal{S}(x, y)$ puisqu'il ne peut prendre que $2^{N_{\rm b}}$ valeurs possibles.

En pratique, utilisant des gains électroniques, on peut ajuster la valeur maximale S_{max} que peut mesurer le capteur (c'est-à-dire la valeur de S qui correspond au nombre binaire 111...11). Le pas de quantification δS , c'est-à-dire la valeur de S qui correspond au nombre 000...01, est alors donné par la relation :

$$\delta \mathcal{S} = \frac{\mathcal{S}_{\max}}{2^{N_{\rm b}} - 1}$$

Le capteur CCD utilisé sur notre dispositif expérimental est un modèle **Basler A102 f** monochrome dont la fenêtre de protection a été retirée afin de bénéficier d'une meilleur sensibilité, et d'éviter des phénomènes d'interférences par réflexions multiples. La taille des pixels est de $6, 45 \ \mu\text{m} \times 6, 45 \ \mu\text{m}$. Le signal est digitalisé sur $N_{\rm b} = 8$ ou 12 bits au choix. La sensibilité du capteur a été calibrée par nos soins. Pour la longueur d'onde que nous utilisons ($\approx 780 \text{ nm}$), et en l'absence de gain électronique, le pas de discrétisation ainsi mesuré correspond à une énergie de $2, 4 \cdot 10^{-19}$ J, soit 365 photons.

Remarque

Il faut aussi tenir compte du bruit électronique de la caméra. Celui-ci joue un rôle important dans le processus d'interprétation des signaux. Nous ne détaillerons cependant pas ce point ici puisque même en l'absence total de bruit, la quantification de l'amplitude reste la limite ultime de précision.

Utilisation du capteur CCD comme puissance-mètre

Mentionnons un dernier point quant à l'interprétation du signal fourni par le capteur CCD. Dans les conditions de fonctionnement normal, chaque pixel fournit un signal S proportionnel à l'énergie lumineuse E_{pix} accumulée pendant le temps d'exposition τ . Or, nous verrons dans la suite que l'information que nous exploitons en pratique est la répartition d'intensité I(x, y) dans le plan objet du système optique (là où se trouve le nuage). Le capteur CCD peut tout à fait fournir cette information si l'on connait les paramètres suivants :

- La sensibilité du capteur (voir ci-dessus).
- Le grandissement γ du système optique qui détermine la surface que représente un pixel dans le plan objet.
- La durée τ d'exposition qui détermine la puissance lumineuse reçue.
- Les pertes et atténuations η sur le trajet du faisceau dans le système optique, entre le nuage et le capteur.

Nous désignerons par $I_{CCD}(x', y')$ la répartition d'intensité mesurée sur le capteur. L'intensité dans le plan objet I(x, y) des atomes se déduit alors par

$$I(x,y) = \eta \gamma^2 I_{\text{CCD}}(\gamma x, \gamma y)$$
(5.1)

Dans la suite, les signaux provenant du capteur seront systématiquement interprétés en terme d'intensité I(x, y) dans le plan objet. Pour souligner le caractère expérimental de la grandeur mesurée, nous utiliserons la notation $\eta \gamma^2 I_{\text{CCD}}(\gamma x, \gamma y)$.

5.1.3 Interaction atome-laser

Modélisation

Dans cette sous-section, nous examinons les interactions fondamentales entre les atomes du nuage et la lumière monochromatique d'un laser de pulsation $\omega_{\rm L}$. Nous considérons le cas simple d'un *atome à deux niveaux d'énergie* que l'on dénotera par $|g\rangle$ (état fondamental) et $|e\rangle$ (état excité). L'énergie $E_{\rm ge}$ qui sépare ces deux niveaux correspond à une pulsation de résonance

$$\omega_0 = \frac{E_{\rm ge}}{\hbar} \,,$$

pour la transition $|g\rangle \longleftrightarrow |e\rangle$. Cette transition possède une largeur Γ spectrale naturelle liée à la durée de vie du niveau excité

 $\tau_{\rm spt}$. Le désaccord entre la pulsation las $\omega_{\rm L}$ et la pulsation ω_0 de résonance sera noté δ :

$$\delta\equiv\omega_{
m L}-\omega_0$$
 .

Remarque

Élargissement inhomogène

Nous négligerons dans toute la suite les sources d'élargissement inhomogène (i. e. nous considèrerons que les atomes du nuage réagissent tous de la même manière vis à vis de la lumière). La pulsation de résonance ω_0 est alors la même pour tous les atomes. Ceci suppose en particulier que :

- − nous supposerons que la température du nuage est faible devant la température Doppler afin de s'affranchir de l'effet Doppler.Pour le ⁸⁷Rb, $T_{\text{Dop}} \approx 1 \text{ mK}$.
- nous supposerons l'absence de gradient de champ magnétique notable sur l'extension spatiale du nuage.

De manière plus générale, tout type de confinement (magnétique, dipolaire, etc) déplaçant les niveaux énergétiques des atomes devra être coupé lors de la prise d'image. Ceci signifie que le nuage est alors en expansion balistique.

Équations de Bloch optiques

Une description détaillée des processus d'interaction entre un champ électrique oscillant et un atome sort du cadre de ce mémoire de thèse. Rappelons simplement que, dans le cas considéré ici d'une onde lumineuse cohérente, il est possible de décrire l'évolution des populations et des cohérences atomique grâce aux équations de Bloch optiques. Celles-ci s'obtiennent en effectuant plusieurs approximations que nous rappelons ici :

- l'approximation du champ tournant⁴⁴,
- l'approximation de *mémoire courte*⁴⁵,



^{44.} Cette approximation consiste à négliger les grandeurs oscillant à des fréquences très élevées (le double de la fréquence optique), et dont les valeurs moyennes sont nulles.

^{45.} Celle-ci consiste à considérer que les modes vides du rayonnement électromagnétique constituent un *réservoir* dont les fluctuations sont extrêmement rapides. Ceci assure en particulier que l'émission spontanée est un phénomène irréversible.

 il faut aussi supposer que toute les fréquences typiques de couplage entre atome et champ sont négligeables devant la fréquence optique ⁴⁶.

5.1.4 Puissance absorbée et diffusée par le nuage atomique

Modélisation par un système à deux niveaux

Dans toute la suite, nous considèrerons le régime stationnaire⁴⁷ atteint par un atome soumis à une onde laser d'intensité I, désaccordée de δ . Dans ce cas, la population $P_{\rm e}$ de l'état excité est donnée par :

$$P_{\rm e} = \frac{1}{2} \frac{\chi}{1+\chi},\tag{5.2}$$

où χ est le paramètre de saturation

$$\chi \equiv \frac{I}{I_0^{\text{sat}}} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} .$$
(5.3)

Le paramètre χ est proportionnel à l'intensité *I*. Dans la suite, nous considèrerons la dépendance spatiale de l'intensité I(x, y, z) et donc de $\chi(x, y, z)$. Cependant, pour alléger les expressions, nous conserverons la notation χ .

Notons que la population dans l'état excité est une fonction non-linéaire de l'intensité I puisque $P_{\rm e}$ sature à une valeur $P_{\rm e}^{\rm max} = \frac{1}{2}$ quand $I \to \infty$.

 $I_0^{\rm sat}$, désigne *l'intensité de saturation* de la transition $|{\rm g}\rangle \longleftrightarrow |{\rm e}\rangle$. Celle-ci correspond à la valeur de l'intensité d'un laser à résonance pour avoir $P_{\rm e}=P_{\rm e}^{\rm max}/2=\frac{1}{4}$. L'intensité de saturation est liée à la section efficace σ_0 de la transition par la relation

$$\sigma_0 \equiv rac{\hbar \, \omega_0 \, \Gamma}{2 \, I_0^{
m sat}} \, .$$



Puissance lumineuse absorbée et diffusée au sein du nuage atomique

Un atome absorbe, et diffuse⁴⁸, un nombre $\Gamma P_{\rm e}$ de photons par unité de temps. En chaque point (x, y, z) du nuage (dont la densité atomique est n(x, y, z)), la puissance d $\mathcal{P}_{\rm dif}$ absorbée et diffusée dans un volume élémentaire dx dy dz est donc donnée par

(5.4)

$$d\mathcal{P}_{dif} = \hbar \,\omega_0 \,\Gamma \, P_e \, n \, dx \, dy \, dz$$

= $\hbar \,\omega_0 \,\Gamma \, \frac{1}{2} \, \frac{\chi}{1+\chi} \, n(x,y,z) \, dx \, dy \, dz \,,$ (5.5)

^{46.} C'est-à-dire que la pulsation de Rabi, le taux d'émission spontanée Γ du niveau excité, et le désaccord δ sont négligeables devant $\omega_{\rm L}$. Cette approximation est en générale très bien vérifiée dans le domaine optique, mais peut être mise à défaut si on utilise des champs lasers impulsionnels extrêmement intenses.

^{47.} Les équations de Bloch optiques montrent que la constante de temps typique d'établissement du régime stationnaire est $\frac{1}{\Gamma} \approx 26$ ns dans le cas du ⁸⁷Rb. Avec les impulsions lumineuses que nous utilisons en pratique (d'une extension temporelle allant typiquement de 0,5 µs à 100 µs), le régime stationnaire représente l'essentiel de la dynamique d'interaction.

^{48.} En effet en régime stationnaire, la population de l'état excité est constante, ce qui traduit le fait qu'il y a autant de photons absorbés que de photons diffusés.

Utilisation d'un faisceau laser très intense

Si l'intensité I(x, y, z) est grande devant l'intensité de saturation I_0^{sat} , i. e. $\chi \gg 1$, l'expression 5.5 devient

$$d\mathcal{P}_{dif} = \frac{\hbar \omega_0 \Gamma}{2} n(x, y, z) \, dx \, dy \, dz \quad \text{avec} \quad \chi \ll 1$$
(5.6)

Dans cette limite, la puissance absorbée et diffusée $\mathcal{P}_{dif}(x, y, z)$ et alors proportionnelle à la densité atomique n(x, y, z), mais est indépendante de l'intensité lumineuse locale I(x, y, z).

Utilisation d'un faisceau laser peu intense

Si l'intensité I(x, y, z) est faible devant l'intensité de saturation I_0^{sat} , i. e. $\chi \ll 1$, l'expression 5.5 devient

$$d\mathcal{P}_{dif} = \chi \frac{\hbar \omega_0 \Gamma}{2} n(x, y, z) \, dx \, dy \, dz \quad \text{avec} \quad \chi \ll 1$$

= $I(x, y, z) \frac{\sigma_0}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} n(x, y, z) \, dx \, dy \, dz$. (5.7)

Dans cette limite, la puissance absorbée et diffusée $\mathcal{P}_{\text{dif}}(x, y, z)$ et alors proportionnelle à la densité atomique locale n(x, y, z), et à l'intensité lumineuse locale I(x, y, z).

5.1.5 Précautions à prendre pour produire une image fiable

Les protocoles décris dans la section suivante sont le plus souvent des mesures destructives, c'est-à-dire modifiant les propriétés du nuage dont l'image est faite. En effet, dès l'instant où les atomes absorbent et diffusent des photons, leurs vitesses et leurs positions se mettent à changer. Pour cette raison, il est souvent impossible de pratiquer deux mesures successives sur un même nuage.

Remarque

Ainsi, dans la suite (notamment dans la section 5.4), quand il sera question de faire plusieurs fois l'image d'un même nuage, il faudra garder à l'esprit que chaque mesure est en fait effectuée sur un nuage atomique différent, mais préparé rigoureusement dans les mêmes conditions expérimentales. Une bonne reproductibilité de l'expérience est alors une condition sine qua non afin d'assurer la production répétée de nuages identiques.

Nous pouvons donc nous accommoder du fait que la mesure modifie les propriétés du nuage. Mais il est primordial que celles-ci ne changent pas de manière significative *pendant* la prise d'une image, sans quoi l'image n'est plus exploitable. Sur ce point, nous nous proposons maintenant de discuter la fiabilité d'une prise d'image, dans le cas simple d'une impulsion laser de durée τ éclairant un nuage. Nous supposerons pour simplifier que le paramètre de saturation χ est le même pour chaque atome du nuage.

Diffusion due à la température du nuage

Avant de considérer l'effet de la lumière sur les degrés de liberté externes des atomes, rappelons que, dans la plupart des cas rencontré, le confinement du nuage est coupé au moment de la prise d'image. L'*expansion balistique* du nuage pendant la prise d'image doit être considérée. En effet, si on considère un nuage à l'équilibre thermodynamique défini par la température T, la vitesse quadratique moyenne des atomes au sein du nuage est $u = \sqrt{k_{\rm B} T/m_{\rm Rb}}$. Chaque atome se déplace en moyenne⁴⁹ de $d = \tau u$ pendant la durée τ de l'impulsion. d est donc une borne supérieure quant à la résolution spatiale que l'on peut espérer lors de la prise d'image.

Application numérique

Considérons un nuage dont la température d'équilibre thermodynamique est $T = 100 \ \mu$ K. Calculons la durée maximale τ qui soit compatible avec une diffusion des positions atomiques inférieure à $d = 10 \ \mu$ m (ceci correspond à la taille typique couverte par un pixel du capteur CCD) :

$$\tau \leqslant d \sqrt{\frac{m_{\rm Rb}}{k_{\rm B} T}} \approx 100 \ \mu {\rm s} \,.$$
 (5.8)

Modification de la vitesse moyenne des atomes

Le premier effet du laser sur la position et la vitesse des atomes est la pression de radiation. Celle-ci pousse les atomes dans le sens de propagation du laser. Comme vu plus haut, chaque atome absorbe (puis diffuse dans une direction aléatoire) un nombre $\frac{\Gamma}{2} \frac{\chi}{1+\chi}$ de photons par unité de temps. Ceci correspond à une accélération moyenne a, une vitesse moyenne v_{τ} , et un déplacement spatial moyen d_{τ} à la fin de l'impulsion de durée τ :

$$a = v_{\rm rec} \frac{\Gamma}{2} \frac{\chi}{1+\chi}, \qquad v_{\tau} = \tau \, v_{\rm rec} \frac{\Gamma}{2} \frac{\chi}{1+\chi}, \qquad d_{\tau} = \tau^2 \, v_{\rm rec} \frac{\Gamma}{4} \frac{\chi}{1+\chi},$$

où $v_{\rm rec} = \frac{\hbar \omega_0}{mc}$ est la vitesse de recul de l'atome ($\approx 6 \text{ mm/s}$ pour le ⁸⁷Rb). Nous voulons éviter que la vitesse moyenne des atomes n'augmente trop pendant la prise d'image, sans quoi l'effet Doppler modifie le désaccord δ apparent du laser.

^{49.} Ce raisonnement n'est valable que si l'on suppose l'absence de collision élastique inter-atomique pendant la durée τ de l'impulsion lumineuse. Dans le cas d'un régime fortement collisionnel, il faut tenir compte du processus de diffusion. Quoi qu'il en soit, $d = \tau u$ reste une borne supérieure à la distance moyenne parcouru par un atome.

Chapitre 5. Imagerie de nuages denses par absorption dans le régime de forte saturation

Application numérique

Quelle condition doit on remplir pour avoir un déplacement par effet Doppler négligeable devant la largeur naturelle Γ de la transition? Nous pouvons écrire

$$v_{\tau} \, \frac{2 \, \pi}{\lambda} \ll \Gamma \, ,$$

où λ est la longueur d'onde du laser. Nous obtenons donc la condition sur la durée τ de l'impulsion lumineuse et le paramètre de saturation χ :

$$au \frac{\chi}{1+\chi} \ll \frac{\lambda}{\pi v_{
m rec}} \approx 40 \ \mu {
m s} \,.$$

On pourra donc s'autoriser des impulsions lumineuses très intenses ($\chi \gtrsim 1$) dont la durée est de l'ordre de la microseconde. Pour un impulsion dont l'intensité est faible ($\chi \ll 1$), la durée du τ peut être plus grande (quelques dizaines de microsecondes pour une intensité $I = I_0^{\text{sat}}/10$).

Diffusion de la vitesse

Le deuxième effet est lié aux ré-émissions des photons dans des directions aléatoires et tend à faire diffuser les vecteurs vitesses de chaque atome. On peut montrer que ce processus correspond à un chauffage du nuage. En reprenant les notations précédemment utilisées, nous exprimons le taux de chauffage du nuage pendant l'impulsion lumineuse :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = \frac{\Gamma}{2} \frac{m_{\mathrm{Rb}} v_{\mathrm{rec}}^2}{k_{\mathrm{B}}} \frac{\chi}{1+\chi}.$$

Considérons une borne supérieure à l'effet de l'échauffement dû au laser. En reprenant le critère 5.8 précédemment établi entre la température T du nuage et la durée τ de l'impulsion, nous pouvons utiliser la valeur maximale de la température atteinte (même si celle-ci augmente en fait progressivement pendant l'impulsion) :

$$\tau \leqslant d \sqrt{\frac{m_{\rm Rb}}{k_{\rm B} \left(T + \tau \frac{\Gamma}{2} \frac{m_{\rm Rb} v_{\rm rec}^2}{k_{\rm B}} \frac{\chi}{1 + \chi}\right)} \,. \tag{5.9}$$

Application numérique

Dans le cas du rubidium, l'échauffement s'exprime numériquement, en fonction du paramètre de saturation χ :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} \approx \frac{\chi}{1+\chi} \times 7 \; \mu\mathrm{K}/\mu\mathrm{s} \,.$$

La relation 5.9 se résout exactement, et, pour reprendre les valeurs précédemment utilisées ($T = 100 \ \mu\text{K}$ et $d = 10 \ \mu\text{m}$), nous obtenons $\tau \leq 50 \ \mu\text{s}$.

5.2 Techniques d'imagerie usuelles

Différentes techniques peuvent être utilisées afin d'obtenir une image représentative de la densité atomique du nuage. Dans cette section, nous présentons les deux principales méthodes couramment utilisées, puis nous soulignerons les limites de celles-ci quand il s'agit de produire des images de nuages très denses.

5.2.1 Imagerie par fluorescence

La technique qui semble la plus simple à mettre en œuvre consiste simplement à éclairer le nuage atomique, et à recueillir la lumière diffusée par celui-ci à travers le système optique décrit au début de ce chapitre. On parle d'*imagerie par fluorescence*. Comme le montre la figure 5.3, le faisceau laser incident n'arrive pas suivant l'axe optique z de manière à ne pas gêner la détection de la lumière diffusée par le nuage.



FIGURE 5.3 – Schéma illustrant un système optique simple pour faire une image par fluorescence. Le faisceau laser incident n'arrive pas suivant l'axe optique z de manière à ne pas gêner la détection de la lumière diffusée par le nuage. Nous avons représenté symboliquement l'émission spontanée de quelques photons. Seule une fraction de ceux-ci sont émis en direction du système optique.

L'émission spontanée de photons est isotrope, et seule une fraction de la lumière diffusée est recueillie par le système optique. Si $R_{\mathcal{L}}$ est le rayon de la lentille \mathcal{L} et que $D_{\mathcal{L}}$ est la distance nuage-lentille, celle-ci est vue par le nuage sous un angle solide

$$\Omega = 2 \pi \left(1 - \frac{D_{\mathcal{L}}}{\sqrt{R_{\mathcal{L}}^2 + D_{\mathcal{L}}^2}} \right) \,.$$

En supposant que tous les photons qui atteignent la lentille sont envoyés vers le capteur CCD, celui-ci mesure une fraction $\Omega/4\pi$ de la lumière diffusée par le nuage.

Utilisation d'un faisceau laser saturant la transition

L'expression 5.5 de la puissance diffusée par les atomes du nuage fait intervenir l'intensité lumineuse locale I(x, y, z). Or en pratique, le laser qui excite le nuage ne possède jamais un profile d'intensité totalement uniforme. De plus, du fait de l'absorption, l'intensité du laser diminue au cours de la propagation. Il parait donc difficile d'extraire une information relative au nuage dans la mesure où on ne connait pas précisément le profil d'intensité du laser.

La technique usuelle d'imagerie par fluorescence consiste à utiliser un faisceau laser résonant, et dont *l'intensité est grande devant l'intensité de saturation*. Dans ces conditions, et d'après l'expression 5.6, la saturation de la transition fait que chaque atome du nuage diffuse la même puissance lumineuse, indépendamment des variations locales d'intensité.

Le capteur CCD permet alors de mesurer l'intensité lumineuse ⁵⁰

$$\eta \gamma^2 I_{\rm CCD}(\gamma \, x, \gamma \, y) = I_{\rm bkg}(x, y) + \frac{\Omega}{4\pi} \int \mathcal{P}_{\rm dif} \, \mathrm{d}z$$

$$= I_{\rm bkg}(x, y) + \frac{\Omega}{4\pi} \, \hbar \, \omega_0 \, \Gamma \, P_{\rm e} \int n(x, y, z) \, \mathrm{d}z \quad \text{d'après l'équation 5.5}$$

$$\approx I_{\rm bkg}(x, y) + \frac{\Omega}{4\pi} \, \frac{\hbar \, \omega_0 \, \Gamma}{2} \, \int n(x, y, z) \, \mathrm{d}z \quad \text{puisque} \ P_{\rm e} \approx \frac{1}{2} \,. \tag{5.10}$$

 $I_{\text{bkg}}(x, y)$ désigne l'intensité de la lumière de fond (*background* en anglais), qui est mesurée par le capteur CCD même en l'absence du nuage⁵¹. La dernière égalité de l'expression 5.10 introduit la densité colonne \hat{n} définie par

$$\widehat{n}(x,y) \equiv \int n(x,y,z) \,\mathrm{d}z \,. \tag{5.11}$$

Celle-ci correspond à la densité surfacique d'atome si le nuage était projeté sur le plan (x, y).

Protocole de mesure

L'expression 5.10 contient donc un signal de fond $I_{bkg}(x, y)$, et un signal utile, proportionnel à la densité colonne. En pratique, on s'affranchit du premier terme en capturant non pas une, mais deux images sur le capteur CCD.

- La première est une image du nuage atomique, en présence de la lumière laser excitatrice.
 Le signal recueilli correspond à l'expression 5.10
- La deuxième est une image prise dans les mêmes conditions, mais en l'absence du nuage.

Le signal mesuré est alors composé uniquement du terme $\eta \gamma^2 I_{\text{CCD}}(\gamma x, \gamma y) = I_{\text{bkg}}(x, y)$. Une simple soustraction des deux images permet d'obtenir un signal utile donnant la densité colonne

$$\widehat{n}(x,y) = \frac{4\pi}{\Omega} \frac{2}{\hbar\omega_0 \Gamma} \left(\left| I_{\rm CCD}(\gamma \, x, \gamma \, y) \right|_{\rm avec \ nuage} - \left| I_{\rm CCD}(\gamma \, x, \gamma \, y) \right|_{\rm sans \ nuage} \right) \eta \, \gamma^2 \, .$$

^{50.} Rappelons que l'axe du système optique est l'axe z, γ est le grandissement du système optique, et η est le facteur d'atténuation de la lumière entre le nuage est le capteur CCD (voir la sous-section 5.1.2).

^{51.} Cette lumière de fond provient de diverses sources, comme la lumière ambiante dans l'environnement du laboratoire, et qui atteint le capteur.



5.2.2 Imagerie par absorption dans le régime de faible saturation

L'autre méthode usuelle est l'*imagerie par absorption*. Celle-ci consiste à éclairer le nuage atomique avec une onde laser progressive, et à faire l'image de l'ombre portée (voir la figure 5.5).



Tout au long de sa propagation à travers le nuage, le faisceau las er est absorbé. L'expression 5.5 page 123 permet de déterminer la variation élémentaire dI d'intensité lors de la propagation du las er dans le nuage sur un longueur dz:

$$dI = \hbar \omega_0 \Gamma \frac{1}{2} \frac{\chi}{1+\chi} n(x, y, z) dz.$$
(5.12)

Si nous faisons apparaître explicitement la dépendance en intensité I(x, y, z), nous obtenons l'équation différentielle non-linéaire du premier ordre vérifiée par l'intensité au cours de la traversée du nuage :

$$\frac{\mathrm{d}I(x,y,z)}{\mathrm{d}z} = -\hbar\,\omega_0\,\Gamma\,\frac{1}{2}\,\frac{I(x,y,z)}{I_0^{\mathrm{sat}}}\,\frac{1}{1+\frac{I(x,y,z)}{I_0^{\mathrm{sat}}} + \left(\frac{2\,\delta}{\Gamma}\right)^2}\,n(x,y,z)\,.$$
(5.13)

Utilisation de basses intensités

La technique usuelle d'imagerie par absorption consiste à utiliser un faisceau laser résonant, et dont l'intensité est faible devant l'intensité de saturation. On parlera alors d'*imagerie par absorption dans le régime de saturation faible*. L'expression 5.7 page 124 permet dans ce cas d'écrire l'équation différentielle linéaire du premier ordre

$$\frac{\mathrm{d}I(x,y,z)}{\mathrm{d}z} = -I(x,y,z)\,\sigma_0\,n(x,y,z)\,. \tag{5.14}$$

Si nous désignons par $I_{in}(x, y)$ l'intensité du laser lorsque celui-ci atteint le nuage, nous pouvons exprimer l'intensité $I_{out}(x, y)$ du laser après la traversée du nuage :

$$I_{\text{out}}(x,y) = I_{\text{in}}(x,y) e^{-\sigma_0 \,\hat{n}(x,y)} \,. \tag{5.15}$$

L'équation 5.15 n'est rien d'autre que la loi de Beer-Lambert.

Protocole de mesure

En pratique, comme dans le cas de l'imagerie par fluorescence, le capteur CCD mesure une lumière de fond $I_{bkg}(x, y)$. Le protocole d'extraction de la densité colonne $\hat{n}(x, y)$ consiste à capturer trois images.

- La première est une image du nuage atomique, en présence de la lumière laser excitatrice. Le signal recueilli correspond à $\eta \gamma^2 I_{\text{CCD}}(\gamma x, \gamma y) = I_{\text{bkg}}(x, y) + I_{\text{out}}(x, y)$.
- La deuxième est une image prise dans les mêmes conditions, mais en l'absence du nuage. Le signal mesuré est alors $\eta \gamma^2 I_{\text{CCD}}(\gamma x, \gamma y) = I_{\text{bkg}}(x, y) + I_{\text{in}}(x, y)$ puisque le laser n'est pas absorbé.
- La troisième est une image prise dans les mêmes conditions, mais en l'absence du nuage et du laser imageur. Le signal mesuré est alors composé uniquement du terme $I_{bkg}(x, y)$.

On peut alors effectuer l'opération suivante sur chaque pixel (x, y), qui donne la densité colonne (voir la figure 5.6) :

$$\sigma_{0} \,\widehat{n}(x,y) = \ln\left(\frac{I_{\rm CCD}(\gamma \, x, \gamma \, y)|_{\rm sans \, nuage} - I_{\rm bkg}(x,y)}{I_{\rm CCD}(\gamma \, x, \gamma \, y)|_{\rm avec \, nuage} - I_{\rm bkg}(x,y)}\right)$$
$$= \ln\left(\frac{I_{\rm in}(x,y)}{I_{\rm out}(x,y)}\right)$$
(5.16)

Ce protocole d'imagerie par absorption dans le régime de saturation faible possède une qualité majeure : la sensibilité du capteur CCD, ainsi que les caractéristiques de la transition $(I_0^{\text{sat}}, \sigma_0)$ n'ont pas besoin d'être connues pour donner des mesures quantitatives ^a de densité optique. En effet, seul le rapport des deux intensités I_{in} et I_{out} intervient. En revanche, il est nécessaire de connaitre avec précision la section efficace σ_0 de la transition pour pouvoir calculer la densité colonne. Ce point apparemment anodin sera abordé dans la section 5.4.

a. Attention cependant ! Nous montrerons dans la suite que l'interprétation d'images par absorption peu être erronée si l'intensité de saturation *effective* (voir la section 5.4) n'est pas précisément mesurée.



5.3 Faire l'image d'un nuage très dense

Les deux techniques précédemment décrites dans la section 5.2 sont assez simples à mettre en œuvre, et sont largement utilisées. Cependant, nous allons voir dans cette section, que le traitement de nuages très dense rend ces techniques peu adaptées[20, 19]. Nous allons ici souligner les limites de ces protocoles, puis nous présenterons succinctement des exemple de techniques développées de manière à obtenir des images exploitables de nuages atomiques denses.

5.3.1 Imagerie par fluorescence dans un régime extrêmement saturant

Limites de l'imagerie par fluorescence

Lors du traitement théorique du protocole d'imagerie par fluorescence, nous avons implicitement fait une hypothèse simplificatrice importante. Celle qui consiste à considérer que seul un photon provenant du laser imageur pouvait être absorbé par un atome. En réalité, il se peut qu'un photon diffusé par un atome soit immédiatement ré-absorbé dans le nuage par un autre atome.

En quoi ce phénomène est-il gênant? Si les photons émis au sein du nuage ont une probabilité nonnégligeable d'être ré-absorbés, alors le système optique (lentille + capteur CD) ne percevra pas de la même manière tous les atomes, suivant leur position dans le nuage. L'illustration ci-contre représente les trajets de deux photons émis par deux atomes, pris arbitrairement de part et d'autre du nuage. L'un des deux photons (celui de gauche) aurait dû être collecté par le système optique, mais ne le sera pas à cause des ré-absorptions successives.



Ce critère peut se traduire en terme de libre parcours moyen $\ell_{\rm ph}$ d'un photon dans le nuage. Le libre parcours moyen $\ell_{\rm ph}$ d'un photon dans un nuage de densité atomique typique n est défini par

$$\ell_{
m ph}\,\sigma_{\chi}\,n\equiv 1$$
 ,

où σ_x est la section efficace de la transition, en tenant compte de la saturation de celle-ci :

$$\sigma_{\chi} \equiv \sigma_0 \, \frac{1}{1+\chi} \, .$$

Si $\ell_{\rm ph}$ est grand devant $\ell_{\rm n}$, taille caractéristique du nuage suivant l'axe optique, alors un photon aura peu de chance d'être ré-absorbé avant d'avoir quitté le nuage. En revanche, si $\ell_{\rm ph} \ll \ell_{\rm n}$, chaque photon diffusé sera très probablement ré-absorbé, puis ré-émis, puis ré-absorbé,... un grand nombre de fois avant de quitter le nuage.

Sachant $n \ell_n \approx \hat{n}$, densité colonne du nuage, nous pouvons donc dégager un critère sur la profondeur optique du nuage : les processus de ré-absorption peuvent être négligés si

$$\sigma_0 \,\widehat{n} \ll 1 + \chi \,. \tag{5.17}$$

Application numérique

Estimons l'intensité nécessaire pour obtenir une image exploitable dans deux cas. 1. Dans le piège magnéto-optique décrit dans la sous-section 1.2.2, la densité atomique d'un nuage est typiquement $2 \cdot 10^{10}$ at/cm³. Avec une taille transverse (suivant l'axe du système optique) $\ell_n \approx 5$ mm, la profondeur optique atteint donc

$$\sigma_0 \, \widehat{n}|_{_{\rm PMO}} \approx 30$$

2. Dans un condensat de Bose-Einstein de rubidium, la densité atomique atteint typiquement $10^{14}~{\rm at/cm^3}$. Considérons une taille typique $\ell_n\approx 10~{\mu}{\rm m}$. Dans ces conditions la profondeur optique atteint donc

$$\sigma_0 \left. \widehat{n} \right|_{\text{BEC}} \approx 300 \, .$$

On constate donc qu'il faut utiliser des intensités très importantes, de plusieurs dizaines voire plusieurs centaines de fois l'intensité de saturation.

Imagerie par fluorescence dans un régime extrêmement saturant

L'équipe de D. Weiss (Berkeley, Californie) a mis en œuvre un protocole d'imagerie par fluorescence dans un régime de saturation extrême afin d'étudier un piège magnéto-optique comprimé d'atome de Césium [8]. Un laser Titane-Saphir génère 500 mW de lumière résonante. Le laser imageur est rétro-réfléchi de manière à supprimer les forces radiatives induites par l'absorption répétée de photons. Avec un faisceau imageur dont le rayon à e^{-2} de 4 mm, il est possible d'obtenir des intensités allant jusqu'à 2000 I_0^{sat} .

Ce protocole n'est cependant pas de toute simplicité à mette en œuvre, tant du point de vue matériel (un laser Titane-Saphir coûte typiquement cent milles euros), que du point de vue technique (un alignement soigneux du laser rétro-réfléchi est primordiale).

5.3.2 Limite de l'imagerie par absorption faiblement saturante

Soulignons maintenant les limites du protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante. L'exploitation des images prises par cette méthode se fait grâce à l'expression 5.16. Or, si la densité optique du nuage est importante, alors la valeur de l'intensité I_{out} après la traversée du nuage peut devenir extrêmement faible ⁵² par rapport à l'intensité incidente I_{in} . En d'autres termes, le nuage peut absorber la quasi-totalité de la lumière incidente.

Ceci pose un réel problème de mesure sur le capteur CCD. En effet, comme nous l'avons mentionné dans la sous-section 5.1.2, le signal $\mathcal{S}(x, y)$ fourni par le capteur CCD est quantifié, et ne peut prendre que $2^{N_{\rm b}}$ valeurs possibles comprises entre 0 et $\mathcal{S}_{\rm max}$. Le pas de discrétisation $\delta \mathcal{S}$ est déterminé par le nombre $N_{\rm b}$ de bits de codage. Il est important d'utiliser au mieux toute la plage des valeurs possibles pour l'acquisition d'images.

Pour ce faire, nous réglons le système optique de manière à ce que le signal S_{\max} corresponde à l'intensité maximale du laser imageur $S_{\max} \longleftrightarrow I_{in}^{\max} \equiv \sup(I_{in}(x, y))$. Le pas de discrétisation δS correspond alors à

$$\delta \mathcal{S} = \frac{\mathcal{S}_{\max}}{2^{N_{\rm b}} - 1} \quad \longleftrightarrow \quad \delta I = \frac{I_{\rm in}^{\max}}{2^{N_{\rm b}} - 1}$$

^{52.} Une densité optique de 7 revient à diviser l'intensité par un facteur e⁻⁷ \approx 1000 lors de la traversée du nuage.

Ceci impose une discrétisation des valeurs obtenues grâce à l'expression 5.16 qui fait intervenir le rapport des deux intensités I_{in} et I_{out} . Il est en particulier important de s'interroger sur la précision obtenue lorsqu'on utilise cette expression avec I_{in} et I_{out} prenant des valeurs discrètes par pas de δI . Une simple différentiation nous permet d'estimer la précision de la mesure :

$$\begin{split} \sigma_0 \, \Delta \widehat{n}(x,y) &= \frac{\delta I}{I_{\rm out}} + \frac{\delta I}{I_{\rm in}} \\ &\approx \frac{\delta I}{I_{\rm out}} \qquad \text{puisqu'on suppose que } I_{\rm out} \ll I_{\rm in} \,. \end{split}$$

Application numérique

Estimons les densités optiques maximales auxquelles nous pouvons avoir accès, en tenant compte de la discrétisation du signal provenant du capteur CCD, dans les deux cas suivants :

1. pour un codage sur $N_{\rm b} = 8$ bits, l'expression 5.16 peut donner une valeur qui vaut au plus

$$\sigma_0 \, \widehat{n}(x, y) = \ln\left(\frac{\mathcal{S}_{\max}}{\delta \mathcal{S}}\right) = \ln\left(2^{N_{\mathrm{b}}} - 1\right) \approx 5, 5 \,.$$

Cependant, si nous voulons disposer d'une erreur relative de 10%, la densité optique calculée ne doit pas excéder 4,5.

2. dans le cas $N_{\rm b} = 12$, la densité optique calculée vaut au plus 8, 3, mais on ne s'autorisera que les valeurs inférieures à 7, 5 pour pouvoir bénéficier d'une erreur relative de 10%.

5.3.3 Absorption d'un faisceau laser désaccordé

Une manière de contourner cette limite est de diminuer l'absorption du las er imageur en jouant sur le désaccord δ du las er.

Application numérique

En effet, l'expression 5.7 page 124 montre que l'on peut diminuer la section efficace en désaccordant le laser imageur. Il suffit ainsi d'avoir $\delta = \Gamma$ pour qu'une densité optique de 7 à résonance devienne proche de l'unité.

Cependant, pour un las er hors résonance, le nuage atomique se présente comme un milieu dispersif, dont l'indice de réfraction $n_{\rm ref}$ est donné par

$$n_{\rm ref}(x, y, z) = 1 - n(x, y, z) \frac{\sigma_0 \lambda}{4\pi} \frac{\frac{2\delta}{\Gamma}}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}, \qquad (5.18)$$

où λ est la longueur d'onde du laser, et n(x, y, z) est la densité atomique du nuage.

Ce phénomène de réfraction fait que l'ensemble atomique agit comme une lentille à gradient d'indice sur le faisceau laser imageur. Les rayons lumineux sont déviés si bien que l'image obtenue sur le capteur CCD, qui correspond à l'intensité lumineuse provenant du plan objet, sera déformée : c'est un effet de mirage optique. Sur l'illustration ci-contre, nous représentons quelques rayons lumineux, ainsi que leur prolongation (en pointillé) dans le plan objet. La déviation des rayons vers le centre du nuage (où la densité atomique est élevée) correspond à un indice de réfraction supérieur à 1, c'est-à-dire à un laser désac-



cordé sur le rouge de la transition ($\delta < 0$). La réfraction du faisceau laser rend l'image inexploitable si, lors de la traversée du nuage, les rayons lumineux sont déviés transversalement (dans le plan objet) d'une distance non négligeable devant la taille transverse du nuage $2 R_{\rm n}$.

Dégageons un critère qui permette de déterminer si l'image d'un nuage avec un faisceau désacordé sera exploitable. L'équation qui décrit la propagation des rayons lumineux dans le nuage est tirée de l'équation *iconale* et peut de mettre sous cette forme :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\left(n_{\mathrm{ref}}\,\overrightarrow{u}\right) = \overrightarrow{\nabla}\left(n_{\mathrm{ref}}\right),$$

où \overrightarrow{u} est le vecteur unitaire porté par la trajectoire du rayon lumineux, et s est l'abscisse curviligne le long de la trajectoire. Un calcul d'ordre de grandeur permet d'estimer la déviation typique ΔR d'un rayon dans le plan transverse après la propagation au travers du nuage sur une longueur ℓ_n :

$$n_{
m ref} \frac{\Delta R}{{\ell_{
m n}}^2} \approx \frac{\Delta R}{{\ell_{
m n}}^2} \approx \frac{n_{
m ref} - 1}{R_{
m n}}$$

En utilisant l'expression 5.18 nous pouvons extraire le critère suivant :

$$rac{\Delta R}{R_{
m n}}pprox rac{\sigma_{
m o}\,\widehat{n}}{1+\left(rac{2\,\delta}{\Gamma}
ight)^2}\,rac{\lambda\,\ell_{
m n}}{R_{
m n}^{-2}}\,rac{\delta}{\Gamma}\ll 1\,,$$

qui permet d'estimer que l'effet de la réfraction est négligeable. On reconnait dans cette expression la profondeur optique apparente $\frac{\sigma_0 \hat{n}}{1 + \left(\frac{2 \delta}{\Gamma}\right)^2}$ qui doit être de l'ordre de l'unité afin d'obtenir une image de qualité.

Chapitre 5. Imagerie de nuages denses par absorption dans le régime de forte saturation

Application numérique

Calculons ce critère dans les deux cas considérés précédemment (voir 133).

1. La profondeur optique PO ≈ 30 d'un nuage du piège magnéto-optique, nous incite à utiliser un désaccord $\delta \approx 1, 5\Gamma$, avec une taille typique $\ell_{\rm n} \approx 2R_{\rm n} \approx 5$ mm, nous obtenons

$$\left. \frac{\Delta R}{R_{\rm n}} \right|_{\rm PMO} \approx 3 \cdot 10^{-3}$$

2. Dans un condensat de Bose-Einstein de rubidium, avec PO ≈ 300 et $\ell_{\rm n}\approx 2\,R_{\rm n}\approx 10~\mu{\rm m},$ nous obtenons avec $\delta\approx 5\,\Gamma$

$$\left.\frac{\Delta R}{R_{\rm n}}\right|_{\rm BEC}\approx 5$$

On peut donc utiliser un laser désaccordé dans le premier cas, mais pas dans le second.

Remarque

Imagerie par contraste de phase

Une technique d'imagerie dite *par contraste de phase*[20] permet d'exploiter l'effet de la réfraction du faisceau imageur. Le capteur CCD fait alors l'image de la distribution d'intensité dans un plan objet situé en aval du nuage. Un algorithme mathématique permet d'obtenir la densité colonne du nuage. Une démonstration expérimentale de cette méthode fait l'objet de la référence [48].

5.3.4 Absorption sur une transition ouverte

Une autre méthode pouvant être utilisée pour obtenir une image par absorption d'un nuage optiquement épais consiste à utiliser le laser imageur non pas sur la transition cyclante $|g\rangle \longleftrightarrow |e\rangle$, mais sur une transition ouverte⁵³.

Deux photons pour chaque atome

Dans le cas de l'atome de ⁸⁷Rb, nous utilisions la transition ⁵⁴ $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle \longrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 2\rangle$. Quand un atome est excité sur cette transition ouverte, il y a alors une probabilité

$$p = \frac{1}{2}$$

pour que celui-ci retombe dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$, devenant une nouvelle fois candidat à l'absorption d'un photon. Si l'atome retombe ⁵⁵ dans $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$, il ne pourra plus absorber les photons du laser.

De manière à rendre une telle mesure d'absorption quantitative, nous devons calculer le nombre de photons qui seront absorbés par chaque atome, en moyenne. La probabilité P(n) qu'a

^{53.} Nous avons précédemment mentionné cette technique dans la section 1.3.1 page 16.

^{54.} Cette transition est habituellement utilisée pour *repomper* les atomes dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ dans le piège magnéto-optique.

^{55.} la probabilité de retomber dans $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ est naturellement égale à $1 - p = \frac{1}{2}$.

un atome d'absorber exactement n photons correspond à la probabilité de retomber n-1 fois dans $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$, puis, de tomber dans $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$:

$$P(n) = p^{n-1} (1-p).$$

Nous déduisons donc le nombre moyen $\langle n \rangle$ de photons absorbés par un atome avant qu'il ne tombe dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$:

$$\langle n \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} n P(n) = \sum_{n=1}^{\infty} n p^{n-1} (1-p) = \frac{1}{1-p} = 2.$$

Chaque atome absorbe donc en moyenne 2 photons.

Intérêts et inconvénients

Cette technique d'imagerie présente deux avantages majeurs. Tout d'abord, elle est extrêmement quantitative dans la mesure où le nombre de photons absorbés reflète exactement le nombre d'atomes du nuage⁵⁶. Le deuxième avantage de cette méthode est sa robustesse. En effet, la présence de gradient de champ magnétique, ou de tout autre source d'élargissement des transition cylcante habituellement utilisé (comme ceux évoqués dans la section 1.3.1 page 16) ne modifie en aucun cas le caractère quantitatif de cette technique.

L'inconvénient principal de cette méthode réside sans doute dans la faiblesse des signaux à mesurer. Un ensemble de quelques millions d'atomes (typique pour un condensat de Bose-Einstein) n'absorbera que quelques pico-Joule de lumière.

Remarque

L'utilisation d'une transition ouverte a aussi été étudiée dans le cadre de l'imagerie par fluorescence. On pourra consulter la référence [32].

5.4 Imagerie par absorption dans le régime de forte saturation

Dans cette section, nous allons décrire le protocole d'imagerie par absorption que nous avons mis au point afin de pouvoir acquérir, puis exploiter de manière quantitative, des images d'ensembles atomiques denses. Sur le plan matériel, cette technique se base sur le même dispositif expérimental que celui nécessaire pour l'imagerie par absorption faiblement saturante.

5.4.1 L'intensité de saturation *effective* et la section efficace *effective*

Précisons tout d'abord un point important quant au caractère quantitatif de l'imagerie par absorption faiblement saturante. Nous avons préciser qu'un avantage certain de cette méthode est que la sensibilité du capteur CCD, ainsi que les caractéristiques de la transition $(I_0^{\text{sat}} \text{ et } \sigma_0)$ n'ont pas besoin d'être connues pour donner des mesures quantitatives de densité optique (voir l'expression 5.16 page 131). En revanche, il est nécessaire de connaître avec précision la section

^{56.} Chaque atome absorbera 2 photons, mais à une condition, celle d'envoyer assez de lumière pour que tous les atomes tombent dans l'état $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$. Ceci ne pose en pratique aucune contrainte technique.

efficace $\sigma_{_0}$ de la transition pour pouvoir calculer la densité colonne $\widehat{n}(x,y),$ grandeur qui nous intéresse.

Si, pour un système à deux niveaux, la section efficace σ_0 de la transition s'exprime simplement

$$\sigma_{\scriptscriptstyle 0} = \frac{3\,\lambda^2}{2\,\pi}\,,$$

il faut en pratique tenir compte de la structure énergétique de l'atome. Ainsi, la sélectivité des règles de transitions entre sous-niveaux font que, dans le cas du ⁸⁷Rb, nous pouvons considérer la structure à deux niveaux ($|g\rangle$, $|e\rangle$) décrite précédemment si, par exemple,

$$\begin{aligned} |\mathbf{g}\rangle &= |5^2 \mathbf{S}_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle \\ |\mathbf{e}\rangle &= |5^2 \mathbf{P}_{3/2}, F = 3, m_F = -3\rangle \,, \end{aligned}$$

mais **uniquement** dans le cas où la lumière laser est parfaitement polarisée circulairement σ^- . Si cela n'est pas le cas, les autres sous-niveaux Zeeman vont aussi se peupler.

Ceci a alors pour effet de diminuer la section efficace d'interaction entre le laser et l'ensemble atomique. Parallèlement, l'intensité de saturation augmente ⁵⁷.

Dans toute la suite, nous désigner ons par σ_0 et $I_0^{\rm sat}$, la section efficace et l'intensité de saturation de la transition fermée

$$|5^2 S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle \longleftrightarrow |5^2 P_{3/2}, F = 3, m_F = -3\rangle.$$

Il faut maintenant rendre compte des inévitables imperfections expérimentales qui font que ce cas idéal de transition fermée n'est que théorique. Pour ce faire, nous supposerons qu'il est toujours possible de modéliser l'interaction des atomes du nuage avec l'onde laser par une section efficace *effective* σ^{eff} , et une intensité de saturation *effective* $I_{\text{eff}}^{\text{sat}}$:

$$\sigma^{\text{eff}} \equiv \frac{\sigma_0}{\alpha^*}$$

$$I_{\text{eff}}^{\text{sat}} \equiv \alpha^* \sigma_0 , \qquad (5.19)$$

où α^* est un paramètre de correction supérieur à 1 qu'il faut déterminer expérimentalement si on veut rendre quantitatif une mesure par absorption.

L'équation 5.16 peut alors se réécrire sous la forme

$$\sigma^{\text{eff}} \, \widehat{n}(x, y) = \frac{\sigma_0}{\alpha^*} \, \widehat{n}(x, y) = \ln\left(\frac{I_{\text{in}}(x, y)}{I_{\text{out}}(x, y)}\right).$$

^{57.} La relation de proportionnalité 5.4 page 123 reste toujours valable.
Notons que α^* est à priori propre à chaque situation expérimentale donnée, c'est-à-dire qu'il doit être déterminé de manière systématique pour pouvoir exploiter des images prises par absorption. Le problème est alors le suivant :

Comment déterminer α^* sachant que ce paramètre n'intervient pas lors de la mesure de la densité optique, et qu'on ne connait à priori pas non plus la densité colonne $\hat{n}(x, y)$ du nuage dont on fait l'image ? Nous allons répondre à cette question dans la suite, tout en décrivant notre protocole d'imagerie adaptée aux nuages denses.

Remarque

Donnons d'abord quelques causes expérimentales pouvant expliquer que $\alpha^* \neq 1$.

- La polarisation du laser n'est pas parfaite. Plusieurs sous-niveaux Zeeman sont alors occupés.
- La fréquence du laser imageur n'est pas exactement sur la résonance, $\delta \neq 0$. Les atomes absorbent donc légèrement moins la lumière.
- Un champ magnétique résiduel dans la chambre à vide déplace les sous-niveaux Zeeman, impliquant que le laser imageur devient hors résonance (voir cas précédent).
- Si l'impulsion laser est très court, et que le nombre de photons absorbés par atome est de l'ordre de la dizaine, on doit considérer le régime transitoire des équations de Bloch optiques. La répartition initiale des populations des sousniveaux Zeeman joue alors un rôle important.

5.4.2 Réponse non-linéaire des atomes

Nous avons vu dans la sous-section 5.3.2 que la limite du protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante réside dans le fait que la lumière laser peut être extrêmement atténuée lors de la traversée du nuage. Ce phénomène est principalement dû au caractère exponentiel de la loi de Beer-Lambert (voir l'équation différentielle linéaire 5.14 page 130).

On peut contourner cette limite en utilisant la réponse non-linéaire des atomes à une excitation laser, c'est-à-dire en saturant la transition. Pour cela, nous utilisons des intensités laser plus élevées. Nous parlerons alors d'une technique d'*imagerie par absorption dans le régime de forte* saturation. Rappelons que, dans le cas général, l'évolution de l'intensité laser lors de la propagation dans le nuage est donnée par l'équation différentielle non-linéaire 5.13. Celle-ci, dans le cas d'un laser résonnant ($\delta = 0$), et en tenant compte du paramètre de correction α^* , s'écrit :

$$\frac{\mathrm{d}I(x,y,z)}{\mathrm{d}z} = -n(x,y,z) \frac{\sigma_0}{\alpha^*} \frac{I(x,y,z)}{1 + \frac{I(x,y,z)}{\alpha^* I_0^{\mathrm{sat}}}}.$$
(5.20)

Cette équation s'intègre par séparation de variables pour donner

$$\sigma_0 \,\widehat{n}(x,y) \equiv po(x,y;\alpha^*) = \alpha^* \ln\left(\frac{I_{\rm in}(x,y)}{I_{\rm out}(x,y)}\right) + \frac{I_{\rm in}(x,y) - I_{\rm out}(x,y)}{I_0^{\rm sat}}\,,\qquad(5.21)$$

où $I_{in}(x, y)$ et $I_{out}(x, y)$ ont le même sens que dans la sous-section 5.2.2 :

$$I_{\rm in}(x,y) \equiv \eta \gamma^2 \left(\left. I_{\rm CCD}(\gamma \, x, \gamma \, y) \right|_{\rm sans \ nuage} - I_{\rm bkg}(x,y) \right)$$
$$I_{\rm out}(x,y) \equiv \eta \gamma^2 \left(\left. I_{\rm CCD}(\gamma \, x, \gamma \, y) \right|_{\rm avec \ nuage} - I_{\rm bkg}(x,y) \right) \,.$$

Soulignons trois points importants, spécifiques au protocole d'imagerie par absorption dans le régime de forte saturation.

- Il est indispensable de calibrer la sensibilité du capteur CCD, afin de mesurer de manière absolue⁵⁸ la différence $I_{in}(x, y) - I_{out}(x, y)$. Chaque pixel du capteur CCD fait alors office de puissance-mètre. Il faut pour cela parfaitement calibrer les pertes et atténuations η intervenant sur le trajet du faisceau laser dans le système optique, entre le nuage et le capteur (voir la sous-section 5.1.2).
- L'expression de la densité colonne par la relation 5.21 est remarquable car elle contient deux termes, *dont l'un seulement* fait intervenir le paramètre de correction α^* . Nous allons expliquer en quoi cela permet de déterminer ce dernier.
- La profondeur optique $po(x, y; \alpha^*)$ semble dépendre du paramètre de correction. Il n'en est rien : α^* est *la* valeur pour laquelle l'expression 5.21 donne la profondeur optique. C'est un paramètre expérimental, au même titre que $I_{in}(x, y)$ et $I_{out}(x, y)$. Dans la suite, nous serons amené à considérer α^* comme une variable inconnue de l'expression 5.21. Nous utiliserons alors la notation α .

5.4.3 Protocole de mesure et détermination du paramètre de correction α^*

Décrivons maintenant le protocole que nous avons mis au point pour mener à bien la mesure de densité colonne d'un nuage atomique optiquement épais. Afin de simplifier la compréhension de cette méthode, nous allons nous appuyer sur des données expérimentales. Le nuage atomique dont il sera question dans la suite est obtenu grâce au chargement du piège magnéto-optique décrit dans la sous-section 1.2.2. La densité colonne de ce nuage est volontairement prise assez faible ($\simeq 2$) afin de pouvoir comparer notre technique à son homologue basse intensité.

L'image du nuage est faite comme dans la sous-section 5.2.2, en prenant 3 images (une image avec le nuage, une sans le nuage, et une image de la lumière de fond). Nous acquérons en fait toute une série d'images de nuages préparés dans des conditions identiques ⁵⁹, mais en utilisant différentes intensités lasers incidentes $I_{\rm in}$. La plage de valeurs utilisées peut s'étaler sur 1 ou 2 ordres de grandeur. Pour notre exemple expérimental (voir la figure 5.7 page ci-contre), nous utilisons huit valeurs s'échelonnant entre $I_{\rm in} \approx I_0^{\rm sat}/20 \approx 0,09 \,\mathrm{mW/cm^2}$ et $I_{\rm in} = I_0^{\rm sat} \times 10 \approx 18 \,\mathrm{mW/cm^2}$.

^{58.} En effet, dans le cas de l'imagerie par absorption faiblement saturante de la sous-section 5.2.2, la sensibilité du capteur CCD n'avait pas besoin d'être calibrée, puisque seul le rapport de deux intensités intervenait dans l'équation.

^{59.} On ne peut en effet pas prendre plusieurs images successives du même nuage pour deux raisons. D'abord pour des raisons techniques, il est très difficile de prendre plusieurs images en un temps très court ($\leq 1 \text{ ms}$), c'està-dire pendant lequel le nuage est en expansion libre. Ensuite, chaque prise d'image donne de l'énergie cinétique aux atomes (voir 124) et on peut difficilement faire plusieurs fois l'image d'un nuage sans modifier ces propriétés.



FIGURE 5.7 – Représentation de l'absorption du faisceau laser pour différentes intensités incidentes. Celles-ci correspondent à (a) $I_{\rm in} = 0,09 \,\mathrm{mW/cm^2}, (b)I_{\rm in} = 1,1 \,\mathrm{mW/cm^2}, (c)$ $I_{\rm in} = 4,5 \,\mathrm{mW/cm^2}$, (d) $I_{\rm in} = 18 \,\mathrm{mW/cm^2}$. Les temps d'expositions du capteur CCD sont variés respectivement de 250 ns à 50 µs. Nous ne représentons dans chaque cas que l'image en présence du nuage atomique (en rapport à la sous-section 5.2.2). On constate que le nuage absorbe une grande fraction de la lumière quand celle-ci est peu intense (a). Plus L'intensité incidente $I_{\rm in}$ est élevée, plus la fraction de lumière traversant le nuage est élevée. Sur l'image (d), le nuage absorbe moins de la moitié de la lumière incidente.

Remarque

L'objectif de cette procédure est d'obtenir différentes images d'absorption pour lesquelles les deux termes $\alpha^* \ln (I_{\rm in}/I_{\rm out})$ et $(I_{\rm in}-I_{\rm out})/I_0^{\rm sat}$ de l'expression de la densité colonne 5.21 interviennent avec des poids différents. En effet, on peut montrer moyennant quelques ligne d'algèbre que pour un nuage donné :

le terme en logarithme est une fonction décroissante de l'intensité incidente I_{in} , l'autre terme est une fonction croissante de l'intensité incidente I_{in} .

Pour obtenir la densité colonne $\widehat{n}(x, y)$ du nuage, les différentes images obtenues sont traitées grâce à l'expression 5.21. Celle-ci doit donner le même résultat pour toute la série d'images, puisqu'elle ne fait aucune hypothèse quant à l'intensité incidente du laser⁶⁰. On constate cependant que la profondeur optique $po(x, y; \alpha)$ du nuage calculée dans le cas idéal ($\alpha = 1$) est une fonction croissante de l'intensité incidente. Nous représentons ci-contre la valeur de la profondeur optique po qui correspond au centre du nuage 61 (là où elle est maximale) en fonction de I_{in} , valeur maximale de l'intensité, au



centre du faisceau laser. L'intensité de saturation est représentée par une ligne pointillée. Les barres d'erreur sont obtenues en effectuant chaque mesure une dizaine de fois, c'est-à-dire en prenant une dizaine d'images par absorption de chaque nuage. La croissance de la courbe $po(\alpha)$ montre que, en supposant $\alpha = 1$, nous sous-estimons le terme décroissant en logarithme.

^{60.} contrairement à l'expression 5.16 page 131 relative à l'imagerie par absorption faiblement saturante

^{61.} Dans notre cas, la valeur maximale de la profondeur optique est obtenue en ajustant une fonction gaussienne à deux dimension G(x, y) sur les données po(x, y). La forme du nuage dont il est question ici se prête en effet bien à cette fonction d'ajustement.

Afin de déterminer le paramètre de correction α^* , nous *testons* un nombre arbitraire de valeurs possibles α et calculons la profondeur optique $po(x, y; \alpha)$ de l'expression 5.16, et ce, pour chaque image de la série. La figure 5.8 représente quelques-une des courbes obtenues. Certaines sont



sion 5.16, en fonction de la problemation de la problemation optique po du muage calculée grace à l'expression 5.16, en fonction de $I_{\rm in}$ (valeur maximale de l'intensité, au centre du faisceau laser). Afin d'améliorer la lisibilité de la figure, les barres d'erreurs n'ont pas été représentées ici. Chaque courbe correspond à une valeur différente du paramètre de correction α utilisé lors du calcul par l'expression 5.16. En pratique, une dizaine de valeurs différentes sont prise sur une plage arbitraire. Dans le cas de cette figure, nous utilisons les valeurs suivantes pour α : de bas en haut $\alpha = 1$ (cette courbe est déjà représentée page précédente), puis $\alpha = 2$; 2,2; 2,4 ... 3,8; 4.

décroissantes (laissant supposer que le α utilisé est trop grand), certaines sont croissantes (le α utilisé est vraisemblablement trop faible). L'une de ces courbes ($\alpha = 3$) varie moins que les autres, approchant le comportement prévue d'une indépendance totale face à l'intensité incidente I_{in} .

De manière à rendre quantitatif cette analyse nous calculons, pour chaque courbe, l'écart type Δpo des valeurs qu'elle prend. La figure 5.9 page suivante représente Δpo en fonction des valeurs de α utilisées. La valeur α^* , qui minimise l'écart type, est déduite par ajustement d'une fonction hyperbolique. Nous déduisons ainsi, dans le cas de notre exemple, $\alpha^* = 2,95$, et nous pouvons grâce à cette valeur exploiter quantitativement les informations contenues dans les images d'absorption. Dans le cas de notre exemple, nous mesurons une profondeur optique po = 8, 4, et un nombre d'atomes total $N = 3, 4 \cdot 10^8$.

5.4.4 Avantages de l'imagerie par absorption fortement saturante

Notre protocole d'imagerie par absorption dans le régime de forte saturation présente trois qualités majeures.



FIGURE 5.9 – Écarts types Δpo de chaque courbe de la figure 5.8 en fonction de la valeur de α utilisée. La présence d'un minimum pour une valeur $\alpha \equiv \alpha^* = 2,95$ est déduite par ajustement d'une fonction hyperbolique (représentée en pointillé).

1 L'utilisation d'intensités laser supérieures à l'intensité de saturation permet de contourner les problèmes liés à l'absorption quasi-totale de la lumière laser par un nuage optiquement épais (po > 5). Nous pouvons ainsi exploiter quantitativement des images de nuages dont la profondeur optique po est très élevée là où l'imagerie basse intensité échoue. Il faut pour cela utiliser une intensité laser typique

$$I = \frac{po}{\alpha^*} \times I_0^{\text{sat}} \,.$$

La figure 5.10 montre un exemple de nuage dont la structure bimodale n'est pas apparente lorsqu'on utilise le régime faiblement saturant.

1 La détermination du paramètre de correction α^* permet d'exploiter de manière quantitative les images par absorption. Les mesures effectuées sur des nuages optiquement peu épais (po < 4) devraient d'ailleurs toujours tenir compte de ce paramètre.

2 Le système optique nécessaire pour pouvoir appliquer cette méthode est tout à fait standard et ne nécessite pas de matériel lourd (comme un laser Titane-Saphir). Il est fort probable qu'un quelconque dispositif permettant d'effectuer des prises d'images par absorption dans le régime de faible saturation puisse être immédiatement adaptable pour mener à bien notre protocole.



FIGURE 5.10 – Image représentant la profondeur optique $po(x, y) = \sigma_0 \hat{n}(x, y)$ d'un nuage allongé (on ne voit qu'une partie de nuage sur cette image). Le graphe représente le valeur de la profondeur optique le long de la ligne pointillée. Les profondeurs optiques élevées excluent l'utilisation de l'imagerie par absorption faiblement saturante. Afin d'interpréter l'image, nous ajustons une fonction somme de deux gaussiennes qui permet de caractériser la structure bimodale du nuage (la fonction est représentée en rouge sur le graphe).

Annexe A

Modélisation des aimants

Les aimants que nous avons utilisés sont composés d'un alliage de Néodyme (Nb-Fe-B) et ont été achetés au près de la société CALAMIT. Ils se présentent sous la forme de parallélépipèdes rectangles de dimension $L_a \times H_a \times P_a = 20 \times 10 \times 5$ mm avec l'aimantation dirigée suivant la normale à la grande face. Nous avons modéliser ces aimants par des parallélépipèdes d'aimantation homogène. Une telle répartition volumique d'aimantation est rigoureusement équivalente à la présence d'une nappe de courant surfacique sur les faces latérales (voir figure ?? page??).

Le champ magnétique se calcule facilement, mais l'expression obtenue pour champ magnétique dans l'espace n'est pas simple :

$$\overrightarrow{B(\overrightarrow{r})} = \int_{-\frac{P_a}{2}}^{\frac{P_a}{2}} \int_{-\frac{H_a}{2}}^{\frac{H_a}{2}} \int_{-\frac{L_a}{2}}^{\frac{L_a}{2}} -\frac{\mu_0}{4\pi} \overrightarrow{\nabla} \left(\frac{(\overrightarrow{M_V} \,\mathrm{d}^3 r_0) \cdot (\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r_0})}{|\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r_0}|^3} \right) \quad , \tag{A.1}$$

où on reconnaît sous le signe intégrale le champ magnétique créé en \overrightarrow{r} par un dipôle élémentaire $(\overrightarrow{M_V} d^3 r_0)$ placé en $\overrightarrow{r_0}$. L'opérateur gradient $\overrightarrow{\nabla}$ () porte sur la variable \overrightarrow{r} . L'intégration s'effectue sur tout le volume de l'aimant.

Un modèle moins "raffiné" d'aimant consiste à considérer celui-ci comme une simple boucle rectangulaire de courant (et non plus comme une nappe). On s'attend à ce que cette modélisation soit très proche de la précédent à partir du moment où l'on se place à une distance grande devant l'épaisseur de l'aimant.



Afin de tester la fiabilité de cette modélisation pour nos aimants, nous avons effectué des mesures de champ magnétique suivant l'axe passant par la grande face d'un aimant et per-

pendiculaire à celle-ci. La figure B.1 témoigne d'un très bon accord avec cette modélisation d'aimantation uniforme ainsi qu'avec le modèle de spire rectangulaire. Ceci nous a permis en outre de déterminer l'aimantation $M_{\rm V} = 840$ kA/m (qui est en bon accord avec l'aimantation nominale de 800 kA/m).

Il est intéresant de constater que le champ produit par un tel aimant est quasimment identique à celui créé par une spire rectangulaire de même extension et parcourue par un courant de 4200 A!!!

Remarque

Notons au passage qu'une aimantation pareille est assez remarquable. Pour s'en convaincre, considérons que :

- dans un aimant (dont le volume est 1 cm^3), il y a environ 10^{23} atomes (le rayon covalent d'un atome de fer est d'environ 2.3 Å),
- le moment dipolaire magnétique d'un aimant est de 840 kA/m \times 1 cm³ = 0,84 m²A.

Or ceci correspond environ au moment dipolaire magnétique obtenu si chaque atome de l'aimant est polarisé et apporte une contribution d'un magnéton de Bohr : $10^{23} \times \mu_{\rm B} = 10^{23} \times 9,27 \cdot 10^{-24} \approx 0,93 \text{ m}^2 \text{A}!$



Annexe B

Conception du nouveau programme informatique de l'expérience

 $FIGURE \ B.1-fig: ChampAimant$

Bibliographie

- M. Anderlini and D. Guéry-Odelin. Thermalization in mixtures of ultracold gases. *Phys. Rev. A*, 73(3) :032706, March 2006.
- [2] M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard, and A. M. Steane. Atom optics in the time domain. *Phys. Rev. A*, 53 :3369–3378, May 1996.
- [3] G. M. Carter and D. E. Pritchard. Recirculating atomic beam oven. Rev. Sci. Instrum., 49:120–121, January 1978.
- [4] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W. D. Phillips. Ramsey resonance in a Zacharias fountain. *Europhys. Lett.*, 16 :165, September 1991.
- [5] E. A. Cornell, C. Monroe, and C. E. Wieman. Multiply loaded, ac magnetic trap for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :2439–2442, October 1991.
- [6] P. Cren, C. F. Roos, A. Aclan, J. Dalibard, and D. Guéry-Odelin. Loading of a cold atomic beam into a magnetic guide. *Eur. Phys. J. D*, 20 :107–116, July 2002.
- [7] N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, S. P. Smith, M. Drndić, R. M. Westervelt, and M. Prentiss. Guiding Neutral Atoms on a Chip. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :1124–1127, February 2000.
- [8] M. T. DePue, S. Lukman Winoto, D. J. Han, and D. S. Weiss. Transient compression of a MOT and high intensity fluorescent imaging of optically thick clouds of atoms. *Opt. Commun.*, 180 :73–79, June 2000.
- [9] K. Dieckmann, R. J. Spreeuw, M. Weidemüller, and J. T. Walraven. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A*, 58 :3891–3895, November 1998.
- [10] M. Drndić, G. Zabow, C. S. Lee, J. H. Thywissen, K. S. Johnson, M. Prentiss, R. M. Westervelt, P. D. Featonby, V. Savalli, L. Cognet, K. Helmerson, N. Westbrook, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, and A. Aspect. Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors of cold Rb atoms. *Phys. Rev. A*, 60 :4012–4015, November 1999.
- [11] T. Fernholz, R. Gerritsma, S. Whitlock, I. Barb, and R. J. C. Spreeuw. A self-biased permanent magnet atom chip for Bose-Einstein condensation. ArXiv e-prints, 705, May 2007.
- [12] M. Greiner, I. Bloch, T. W. Hänsch, and T. Esslinger. Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance. *Phys. Rev. A*, 63(3) :031401-+, March 2001. transport.
- [13] T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard, and W. Ketterle. Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers. *Phys. Rev. Lett.*, 88(2) :020401-+, January 2002. transport optique.
- [14] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff, and T. W. Hänsch. Magnetic Conveyor Belt for Transporting and Merging Trapped Atom Clouds. *Physical Review Letters*, 86 :608–611, January 2001. transport reichel.

- [15] D. M. Harber, J. M. McGuirk, J. M. Obrecht, and E. A. Cornell. Thermally Induced Losses in Ultra-Cold Atoms Magnetically Trapped Near Room-Temperature Surfaces. J. Low Temp. Phys., 133 :229, 2003.
- [16] E. A. Hinds and C. Eberlein. Quantum propagation of neutral atoms in a magnetic quadrupole guide. *Phys. Rev. A*, 61(3):033614-+, March 2000.
- [17] I. G. Hughes, P. A. Barton, T. M. Roach, M. G. Boshier, and E. A. Hinds. Atom optics with magnetic surfaces : I. Storage of cold atoms in a curved 'floppy disk'. J. Phys. B, 30:647–658, February 1997.
- [18] K. S. Johnson, M. Drndic, J. H. Thywissen, G. Zabow, R. M. Westervelt, and M. Prentiss. Atomic Deflection Using an Adaptive Microelectromagnet Mirror. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1137–1141, August 1998.
- [19] S. Kadlecek, J. Sebby, R. Newell, and T. G. Walker. Nondestructive spatial heterodyne imaging of cold atoms. *Optics Letters*, 26:137–139, February 2001.
- [20] W. Ketterle, D. S. Durfee, and D. M. Stamper-Kurn. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. ArXiv Condensed Matter e-prints, April 1999.
- [21] M. Key, I. G. Hughes, W. Rooijakkers, B. E. Sauer, E. A. Hinds, D. J. Richardson, and P. G. Kazansky. Propagation of Cold Atoms along a Miniature Magnetic Guide. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :1371–1373, February 2000.
- [22] T. Lahaye. Refroidissement par évaporation d'un jet atomique guidé magnétiquement. Annales de Physique, 31 :1–166, January 2006.
- [23] T. Lahaye and D. Guéry-Odelin. Discrete-step evaporation of an atomic beam. Eur. Phys. J. D, 33 :67–75, April 2005.
- [24] T. Lahaye and D. Guéry-Odelin. Kinetics of the evaporative cooling of an atomic beam. *Phys. Rev. A*, 73(6) :063622, June 2006.
- [25] T. Lahaye, J. M. Vogels, K. J. Günter, Z. Wang, J. Dalibard, and D. Guéry-Odelin. Realization of a Magnetically Guided Atomic Beam in the Collisional Regime. *Phys. Rev. Lett.*, 93(9) :093003, August 2004.
- [26] T. Lahaye, Z. Wang, G. Reinaudi, S. P. Rath, J. Dalibard, and D. Guéry-Odelin. Evaporative cooling of a guided rubidium atomic beam. *Phys. Rev. A*, 72(3) :033411, September 2005. gael.
- [27] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker, and E. A. Cornell. Observation of Anomalous Spin-State Segregation in a Trapped Ultracold Vapor. *Phys. Rev. Lett.*, 88(7):070403–+, February 2002. transport mécanique.
- [28] A. Libson, M. Riedel, G. Bronshtein, E. Narevicius, U. Even, and M. G. Raizen. Towards coherent control of supersonic beams : a new approach to atom optics. *New J. Phys.*, 8 :77, May 2006.
- [29] Y.-J. Lin, I. Teper, C. Chin, and V. Vuletić. Impact of the Casimir-Polder Potential and Johnson Noise on Bose-Einstein Condensate Stability Near Surfaces. *Physical Review Let*ters, 92(5):050404-+, February 2004.
- [30] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, and C. E. Wieman. Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap. *Phys. Rev. Lett.*, 77:3331–3334, October 1996.
- [31] John Marriner. Stochastic cooling overview. Technical report, Fermi National Accelerator Laboratory, 2002.

- [32] R. R. Mhaskar, S. E. Olson, and G. Raithel. Open-channel fluorescence imaging of atoms in high-gradient magnetic fields. *Eur. Phys. J. D*, 41 :221–227, February 2007.
- [33] W. D. Phillips and H. Metcalf. Laser Deceleration of an Atomic Beam. Phys. Rev. Lett., 48:596–599, March 1982.
- [34] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing. Cambridge : University Press, |c1992, 2nd ed., 1992.
- [35] J. Prodan, A. Migdall, W. D. Phillips, I. So, H. Metcalf, and J. Dalibard. Stopping atoms with laser light. *Phys. Rev. Lett.*, 54 :992–995, March 1985.
- [36] J. V. Prodan, W. D. Phillips, and H. Metcalf. Laser Production of a Very Slow Monoenergetic Atomic Beam. *Phys. Rev. Lett.*, 49 :1149–1153, October 1982.
- [37] H. Rauch and S. Werner. BOOK REVIEW : Neutron Interferometry : Lessons in Experimental Quantum Mechanics. *Measurement Science and Technology*, 12, 2001.
- [38] G. Reinaudi, Z. Wang, A. Couvert, T. Lahaye, and D. Guéry-Odelin. A moving magnetic mirror to slow down a bunch of atoms. *Eur. Phys. J. D*, 40:405–410, December 2006. gael.
- [39] C. F. Roos, P. Cren, T. Lahaye, J. Dalibard, and D. Guéry-Odelin. Injection of a cold atomic beam into a magnetic guide. *Laser Phys.*, 13:605, December 2003.
- [40] P. Rosenbusch, B. V. Hall, I. G. Hughes, C. V. Saba, and E. A. Hinds. Manipulation of cold atoms by an adaptable magnetic reflector. *Appl. Phys. B*, 70:709–720, 2000.
- [41] J. A. Sauer, M. D. Barrett, and M. S. Chapman. Storage Ring for Neutral Atoms. Phys. Rev. Lett., 87(26) :260401, December 2001.
- [42] M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, J. V. Gomes, D. Boiron, A. Aspect, and C. I. Westbrook. Hanbury Brown Twiss Effect for Ultracold Quantum Gases. *Science*, 310 :648– 651, October 2005.
- [43] J. Schmiedmayer. Guiding and trapping a neutral atom on a wire. Phys. Rev. A, 52 :13, July 1995.
- [44] A. I. Sidorov, R. J. McLean, W. J. Rowlands, D. C. Lau, J. E. Murphy, M. Walkiewicz, G. I. Opat, and P. Hannaford. Specular reflection of cold caesium atoms from a magnetostatic mirror. *Quantum and Semiclassical Optics*, 8 :713–725, June 1996.
- [45] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, and J. Dalibard. Phase Modulation of Atomic de Broglie Waves. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :4972–4975, June 1995.
- [46] A. Steyerl, H. Nagel, F.-X. Schreiber, K.-A. Steinhauser, R. Gähler, W. Gläser, P. Ageron, J. M. Astruc, W. Drexel, G. Gervais, and W. Mampe. A new source of cold and ultracold neutrons. *Phys. Lett. A*, 116 :347–352, June 1986.
- [47] B. K. Teo and G. Raithel. Loading mechanism for atomic guides. Phys. Rev. A, 63(3):031402, March 2001.
- [48] L. D. Turner, K. P. Weber, D. Paganin, and R. E. Scholten. Off-resonant defocus-contrast imaging of cold atoms. *Opt. Lett.*, 29 :232–234, February 2004.
- [49] N. V. Vitanov and B. M. Garraway. Landau-zener model : Effects of finite coupling duration. *Phys. Rev. A*, 53(6) :4288–4304, Jun 1996.
- [50] S. A. Werner and A. G. Klein. Neutron scattering . Part A, Volume 23 of Methods of Experimental Physics, eds. K. Sköld and D.L. Price (Academic, New York, 1986) pp.xiv + 550, \$85, ISBN : 0-12-475965-3. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 23, 1986.

[51] H. Yoshida. Recent Progress in the Theory and Application of Symplectic Integrators. Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy, 56 :27–43, March 1993.