Manipulation et refroidissement par évaporation forcée d'ensembles atomiques ultra-froids pour la production d'un jet intense dans le régime de dégénérescence quantique : vers l'obtention d'un laser à atomes continu

Gael Reinaudi

▶ **To cite this version:**

Gael Reinaudi. Manipulation et refroidissement par évaporation forcée d'ensembles atomiques ultra-froids pour la production d'un jet intense dans le régime de dégénérescence quantique : vers l'obtention d'un laser à atomes continu. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Ecole Normale Supérieure de Paris - ENS Paris, 2008. Français. NNT : . tel-00310387v1

HAL Id: tel-00310387

https://theses.hal.science/tel-00310387v1

Submitted on 8 Aug 2008 (v1), last revised 10 Sep 2008 (v2)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Département de physique **Laboratoire Kastler Brossel**
École Normale Supérieure

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité :
Physique Quantique

présentée par

Gaël REINAUDI

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Manipulation et refroidissement par évaporation forcée d'ensembles atomiques ultra-froids pour la production d'un jet intense dans le régime de dégénérescence quantique : vers l'obtention d'un *laser à atomes* continu

---

Devant être soutenue le 11 Juillet 2008
devant le jury provisoire composé de :

M.	**Antoine BROWAEYS**	Rapporteur
M.	**Pierre LEMONDE**	Rapporteur
M.	**Jacques TREINER**	Président du jury
M.	**Claude COHEN-TANNOUDJI**	Examinateur
M.	**Bruno DESRUELLE**	Examinateur
M.	**David GUÉRY-ODELIN**	Directeur de thèse

Table des matières

Principales notations utilisées

Introduction **1**

1 Quand la matière devient une onde cohérente 2
2 Vers le laser à atomes continu à grand flux atomique 4
3 Présentation des travaux 5

Partie I Production et évaporation d'un jet atomique guidé

Chapitre 1
Dispositif expérimental, évaporation d'un jet atomique guidé

1.1 Piégeage dans un guide magnétique quadrupolaire 10
1.1.1 Configuration quadrupolaire de champ magnétique 11
1.1.2 Guidage magnétique d'un jet atomique ultra-froid 16
1.2 De l'injection pulsée de paquets atomiques à l'obtention d'un jet continu . . . 17
1.2.1 Pourquoi une injection pulsée ? 17
1.2.2 Formation de paquets atomiques ultra-froids 18
1.2.3 Technique d'injection dans le guide magnétique 20
1.2.4 Entrée non-adiabatique du jet dans le guide magnétique 21
1.3 Caractérisation du jet atomique 22
1.3.1 Mesure de la densité linéique d'atomes et du flux dans le guide 22
1.3.2 Mesure de la température transverse du jet 24
1.4 Évaporation par cycles discrets et gain d'un facteur 10 dans l'espace des phases à une particule 30
1.4.1 Rethermalisation du jet après une zone de filtrage radio-fréquence . . 31
1.4.2 Gain d'un facteur 10 dans l'espace des phases à une particule 33
1.5 Conclusion 35
1.5.1 Difficultés inhérentes à l'évaporation forcée d'un jet atomique guidé . 35
1.5.2 Nécessité de développer de nouveaux outils 35

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

2.1 Mise en œuvre . . . 38
2.1.1 Principe de la méthode . . . 39
2.1.2 Adaptation de la technique à un jet magnétiquement guidé . . . 40
2.1.3 Déviation du jet à l'aide d'une paire de bobines . . . 42
2.2 Résultats expérimentaux . . . 43
2.2.1 Échauffement dû à la déviation du jet . . . 43
2.2.2 Variation du flux atomique . . . 44
2.2.3 Gain en densité dans l'espace des phases à une particule . . . 45
2.3 Dimensionnalité de l'évaporation . . . 46
2.4 Interprétation des résultats . . . 48
2.4.1 Simulations numériques . . . 48
2.4.2 Variation du flux atomique . . . 49
2.4.3 Gain en densité dans l'espace des phases à une particule . . . 50
2.4.4 Gain en taux de collisions élastiques . . . 52
2.5 Déviation du jet à l'aide d'aimants permanents . . . 53
2.5.1 Mise en œuvre . . . 53
2.5.2 Calibration du champ magnétique produit par les aimants . . . 54
2.5.3 Variation du flux atomique . . . 55
2.6 Conclusion . . . 55

Partie II Manipulation de paquets atomiques dilués

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

3.1 Introduction . . . 60
3.2 Limites du ralentissement par une section pentue . . . 61
3.3 Réflexion d'un paquet atomique sur un miroir mobile . . . 62
3.3.1 Principe de la méthode . . . 62
3.3.2 Modélisation simple de la collision avec un miroir mobile . . . 62
3.3.3 Réflexion d'un paquet atomique . . . 65
3.3.4 Évolution de la densité atomique dans le guide magnétique . . . 67
3.4 Mise en œuvre expérimentale . . . 68
3.4.1 Un miroir magnétique à aimants permanents . . . 68
3.4.2 Disposition des aimants autour du guide magnétique . . . 69
3.4.3 Potentiel "*ressenti*" par les atomes dans le guide magnétique . . . 70

3.5 Mise en mouvement du miroir . . . 72
3.5.1 Le convoyeur . . . 73
3.5.2 Synchronisation du mouvement avec le reste de l'expérience . . . 73
3.6 Résultats obtenus . . . 74
3.6.1 Réflexion d'un paquet unique . . . 74
3.6.2 Réflexions de paquets atomiques successifs . . . 76
3.6.3 Paramètres pertinents à considérer pour la formation d'un jet . . . 78
3.7 Miroir mobile ***"démoniaque"***, et théorème de Liouville . . . 81
3.7.1 Augmentation de la densité moyenne dans l'espace des phases . . . 81
3.7.2 Miroir mobile ***"démoniaque"*** . . . 84
3.7.3 Optimisation de la vitesse du miroir . . . 84
3.7.4 Conclusion . . . 87

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

4.1 Transport de paquets atomiques ultra-froids : introduction . . . 90
4.1.1 Enjeu général . . . 90
4.1.2 Logique de cette approche pour la formation d'un jet atomique ultra-froid 91
4.2 Un train de pièges magnétiques à aimants permanents . . . 92
4.2.1 Obtention d'un train de pièges magnétiques quadrupolaires . . . 94
4.2.2 Piégeage d'un paquet atomique dans un train de pièges quadrupolaires 97
4.3 Obtention d'un train de pièges de Ioffe-Pritchard . . . 99
4.3.1 Dispositif . . . 99
4.3.2 Caractéristiques des pièges de Ioffe-Pritchard . . . 102
4.3.3 Choix des dimensions du solénoïde . . . 103
4.4 Piégeage d'un paquet atomique dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard . . . 105
4.4.1 Extension longitudinale du paquet atomique . . . 105
4.4.2 Influence de la synchronisation . . . 106
4.4.3 Influence de la vitesse d'injection . . . 108
4.4.4 Simulations numériques . . . 110
4.5 Piégeage et refroidissement de paquets atomiques successifs . . . 113
4.5.1 Injection répétée de paquets atomiques . . . 114
4.5.2 Échauffement dû à la capture dans le train de pièges . . . 115
4.5.3 Refroidissement par évaporation forcée dans le train de pièges . . . 117
4.6 Conclusion . . . 117

Partie III Production, manipulation et caractérisation de nuages denses

Chapitre 5
Production et transport non-adiabatique de nuages denses dans un piège dipolaire

5.1 Introduction . . . 122
5.1.1 De l'amélioration de la préparation des nuages atomiques . . . 122
5.1.2 Vers l'utilisation d'un piège dipolaire . . . 123
5.2 Mise en place d'un laser d'une puissance de 300 Watts . . . 124
5.2.1 Propriétés du laser . . . 124
5.2.2 Montage d'un nouveau dispositif expérimental . . . 125
5.2.3 Contrôle de la puissance et de la positon du faisceau dipolaire . . . 126
5.3 Piégeage optique par forces dipolaires . . . 126
5.3.1 Potentiel dipolaire et chauffage pour un atome alcalin . . . 127
5.3.2 Piégeage dans un faisceau unique . . . 129
5.3.3 Lois de proportionnalité et ordres de grandeur . . . 132
5.3.4 Caractérisation expérimentale du piège dipolaire . . . 133
5.4 Production de nuages atomiques très denses . . . 135
5.4.1 Alimentation du piège dipolaire . . . 135
5.4.2 Pertes atomiques . . . 136
5.4.3 Évaporation et compression de nuages atomiques . . . 137
5.4.4 Retour sur l'injection par une technique de mélasse mouvante . . . 139
5.5 Transport optimisé de nuages atomiques . . . 139
5.5.1 Mise en perspective et enjeux . . . 140
5.5.2 Mise en mouvement du piège dipolaire . . . 140
5.5.3 Mesures d'oscillations résiduelles après transport . . . 142
5.6 Modélisation pour un piège unidimensionnel harmonique . . . 145
5.6.1 Étude du mouvement du centre de masse dans le référentiel du piège . . . 145
5.6.2 Mouvement du centre de masse du nuage . . . 146
5.6.3 Amplitude des oscillations en fin de transport . . . 146
5.6.4 Confrontation aux données expérimentales ; mélange non-linéaire . . . 147
5.6.5 Analogie avec l'optique et l'analyse spectrale . . . 149
5.6.6 Transport sur des durées inférieures à la période d'oscillation propre . . . 150
5.6.7 Conclusion . . . 151

Chapitre 6
Imagerie de nuages denses par absorption dans le régime de forte saturation

6.1 Imagerie d'un ensemble atomique froid . . . 155

6.1.1 Système optique . . . 155
6.1.2 Interaction atome-laser . . . 157
6.1.3 Absorption et diffusion de la lumière au sein d'un nuage atomique . . . 159
6.2 Fiabilité d'une prise d'image . . . 160
6.2.1 Diffusion due à l'agitation thermique . . . 160
6.2.2 Accélération due à la pression de radiation . . . 161
6.2.3 Chauffage dû à l'émission spontanée . . . 161
6.3 Techniques d'imagerie usuelles . . . 162
6.3.1 Imagerie par fluorescence . . . 162
6.3.2 Imagerie par absorption dans le régime de faible saturation . . . 164
6.4 Fiabilité d'une mesure sur un nuage très dense . . . 167
6.4.1 Limites du protocole d'imagerie par fluorescence . . . 167
6.4.2 Limites de l'imagerie par absorption faiblement saturante . . . 169
6.4.3 Absorption d'un faisceau laser désaccordé . . . 171
6.4.4 Absorption sur une transition ouverte . . . 174
6.5 Imagerie par absorption dans le régime de forte saturation . . . 175
6.5.1 Position du problème . . . 175
6.5.2 Intensité de saturation ***effective*** et section efficace ***effective*** . . . 176
6.5.3 Réponse non-linéaire des atomes . . . 177
6.5.4 Protocole de mesure et détermination du paramètre de correction . . . 179
6.5.5 Conclusion . . . 182

Conclusion **185**

Annexes

Annexe A
Résumés des articles rédigés dans le cadre de la thèse

A.1 Evaporative cooling of a guided rubidium atomic beam . . . 189
A.2 Transport of atom packets in a train of Ioffe-Pritchard traps . . . 189
A.3 Evaporation of an atomic beam on a material surface . . . 190
A.4 A moving magnetic mirror to slow down a bunch of atoms . . . 190
A.5 Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms . . . 190
A.6 Optimal transport of ultracold atoms in the nonadiabatic regime . . . 191
A.7 A Maxwell's demon in the generation of an intense and slow guided beam . . . 191
A.8 A quasi-monomode guided atom-laser from an all-optical BEC . . . 191

Annexe B
Théorème de Liouville et *Démon de Maxwell*

B.1 Le théorème de Liouville 193
B.2 Volume dans l'espace des phases à N particules 194
B.3 Le Démon de Maxwell 195
B.4 Retour sur la technique du miroir mobile 195

Annexe C
Force dipolaire

C.1 Méthode de *l'atome habillé* 197
C.1.1 Modélisation 197
C.1.2 Couplage atome-laser 198
C.1.3 Interprétation des termes du hamiltonien 198
C.2 Traitement perturbatif du couplage 199
C.2.1 Calcul du déplacement lumineux 200
C.2.2 Application au cas d'un atome alcalin 202
C.2.3 Dépendance du potentiel en fonction de l'état interne 203

Annexe D
Effet d'une section pentue sur les caractéristiques du jet atomique

D.1 Étude de la mise hors d'équilibre du jet atomique 206
D.2 Rethermalisation du jet atomique 208

Annexe E
Modélisation des aimants

Bibliographie **213**

Principales notations utilisées

Nous définissons ici les principales notations utilisées dans ce manuscrit, en précisant le numéro de page sur laquelle chacune d'entre elles apparaît pour la première fois. De plus, afin de faciliter la lecture, chaque première occurrence sera repérée dans le manuscrit par une mise en marge de la notation. Un exemple de mise en marge est présenté ici pour la notation $\Phi(\delta)$.

$\Phi(\delta)$

Ch.1 - Dispositif expérimental, évaporation d'un jet atomique guidé

b'	Gradient transverse de champ magnétique au voisinage de l'axe z	12
a	Espacement entre les axes de tubes adjacents du guide magnétique	12
μ	Moment magnétique de l'atome	12
r	Distance à l'axe du guide magnétique	13
B_0	Champ magnétique uniforme selon l'axe de guide	13
U_0	Potentiel magnétique sur l'axe du guide	14
α	Paramètre sans dimension caractérisant le confinement "*vu*" par les atomes	14
$\overline{v_z}$	Vitesse moyenne du jet se propageant selon l'axe z du guide magnétique	16
Φ	Flux atomique du jet	16
$n(r), n_0$	Densité atomique du jet, et sa valeur maximale, sur l'axe z du guide	16
$\rho(r), \rho_0$	Densité dans l'espace des phases, et sa valeur maximale, sur l'axe z du guide	16
γ_c	Taux moyen de collision élastique par atome au sein du jet	16
N_c	Nombre moyen de collision élastique par atome au sein du jet	16
$\overline{\mathcal{E}}$	Énergie mécanique moyenne par atome au sein du jet	16
σ	Section efficace de collision dans l'onde s	16
$T_\perp$	Température transverse du jet atomique	24
ν_{rf}	Radio-fréquence passer d'un état magnétiquement piégé, à un état non-piégé	24
$R(\nu_{rf})$	Rayon du cylindre de filtrage spatial	24
ΔZ_{ant}	Portée selon l'axe du guide magnétique de l'antenne de filtrage spatial	24
η	Paramètre sans dimension décrivant le filtrage spatial du jet	26
$\varphi(\nu_{rf})$	Fraction du flux restant après l'action dune zone de filtrage spatial	26

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

R	Rayon du trou central des pièces de céramique	40
ℓ	Extension longitudinale (selon l'axe z) des pièces de céramique	40
δ	Déviation de la trajectoire du jet hors de l'axe z du guide	40
$B_\perp$	Champ magnétique transverse permettant de dévier la trajectoire du jet	42
$\Phi(\delta)$	Flux atomique en aval de la céramique et en présence d'une déviation δ	44
φ	Rapport des flux atomiques avec et sans déviation au niveau de la céramique	44

Ch.3 - Réflexion d'un paquet atomique sur un miroir mobile

V_m	Vitesse du miroir mobile	63
Z_m	Position du miroir mobile à l'instant initial	63
t_col	Instant de la collision d'un atome avec le miroir mobile	63
$\mathcal{T}_\mathrm{c}$	Durée typique de la collision d'un paquet avec le miroir mobile	63
v_inj	Vitesse moyenne du paquet atomique au moment de l'injection	63
v_max	Vitesse maximale relative à la barrière de potentiel pour qu'un atome soit réfléchi	71
$\mathcal{T}_\mathrm{c}$	Durée de la collision entre un paquet atomique et le miroir mobile	78
$\mathcal{L}_\mathrm{c}$	Longueur nécessaire pour effectuer la réflexion d'un paquet atomique	78
Δv	Dispersion de vitesse longitudinale d'un paquet atomique	78
Δz	Dispersion en position initiale d'un paquet atomique	78
δ_m	Épaisseur du miroir	78
τ	Période de répétition d'un cycle d'injection	78
τ_min	Période minimale de répétition de l'injection	80
$\overline{\rho_z}$	Moyenne sur l'axe z de la densité dans l'espace des phases à une particule	81
ρ'	Densité moyenne dans l'espace des phases après action du miroir mobile	82
ρ_p	Densité initiale d'un paquet atomique dans l'espace des phases à une particule	84
V_m^*	Vitesse optimale du miroir mobile pour maximiser le rapport R	84
R	Rapport de la densité dans l'espace des phases du jet et d'un paquet	84

Ch.4 - Transport de paquets atomiques dans un train de pièges magnétiques

B_0^aim	Composante longitudinale du champ magnétique produit par la chaîne d'aimants	94
$B_\perp^\mathrm{aim}$	Composante transverse du champ magnétique produit par la chaîne d'aimants	94
v_conv	Vitesse du train de pièges	95
B_conv	Amplitude des variations du champ magnétique longitudinal sur l'axe du guide	95
B_0^sol	Composante longitudinale du champ produit par le solénoïde	99
B_0^min	Module du champ magnétique au fond des pièges de Ioffe-Pritchard	100

Ch.5 - Production et transport non-adiabatique de nuages denses dans un piège dipolaire

U_{dip} Potentiel dipolaire 127

ζ Facteur de proportionnalité entre U_{dip} est l'intensité laser 127

P Puissance de faisceau dipolaire 129

w_0 *Waist* du faisceau laser 129

z_{R} Longueur de Rayleigh du faisceau laser 129

η Paramètre décrivant la profondeur du piège par rapport à la température 131

U_{h} Approximation harmonique du potentiel dipolaire au fond du piège 131

$\overline{n}$ Densité atomique moyenne du nuage dans le piège dipolaire 132

$\overline{\rho}$ Densité moyenne dans l'espace des phases du nuage dans le piège dipolaire 132

$\overline{\gamma_{\mathrm{c}}}$ Taux de collisions élastiques moyen du nuage dans le piège dipolaire 132

$z_{\mathrm{c}}(t)$ Position, en fonction du temps, du fond du piège dipolaire selon l'axe z 141

$\dot{z_{\mathrm{c}}}(t)$ Vitesse, en fonction du temps, du fond du piège dipolaire selon l'axe z 141

$\ddot{z_{\mathrm{c}}}(t)$ Accélération, en fonction du temps, du fond du piège dipolaire selon l'axe z 141

T_{f} Durée de la mise en mouvement 141

A_{m} Valeur maximale de l'accélération du piège dipolaire 141

D Longueur du déplacement du piège dipolaire 141

$\mathcal{A}$ Amplitude des oscillations résiduelles en fin de transport 142

V_{m} Valeur maximale de la vitesse du piège dipolaire 143

$\widehat{a}$ Profil d'accélération *normalisé* 147

Ch.6 - Imagerie de nuages denses par absorption dans le régime de forte saturation

ρ_{c} Densité colonne d'atome intégrée selon l'axe z 155

γ Grandissement du système optique 157

τ Durée du pulse du faisceau imageur 157

$I(x, y)$ Intensité lumineuse dans le plan objet 157

ω_{L} Pulsation du laser imageur 157

ω_{A} Pulsation de résonance de l'atome à 2 niveaux 157

δ Désaccord entre la pulsation laser ω_{L} et la pulsation ω_{A} de résonance 157

P_{e} Population atomique de l'état excité 158

s Paramètre de saturation de la transition atomique 158

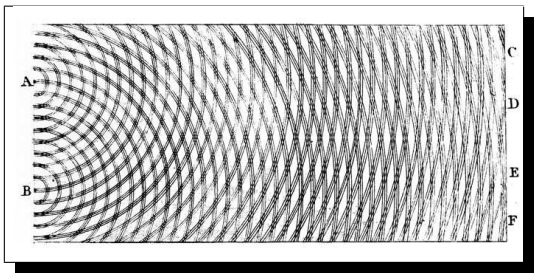
I_0^{sat} Intensité de saturation à résonance 159

$\mathcal{P}_{\mathrm{dif}}$ Puissance lumineuse absorbée et diffusée au sein du nuage atomique 159

Ω	Angle solide d'interception de la lumière diffusée	162
σ_0	Section efficace à résonance de la transition	165
I_{in}	Intensité incidente du laser imageur sur le nuage	165
I_{out}	Intensité du laser imageur après la traversée du nuage	165
po	Profondeur optique du nuage selon l'axe z	166
OD	Densité optique du nuage selon l'axe z	166
ℓ	Libre parcours moyen d'un photon dans le nuage	168
σ_{eff}	Section efficace effective	177
$I_{\text{eff}}^{\text{sat}}$	Intensité de saturation effective	177
α^*	Paramètre de correction rendant compte des imperfections expérimentales	177
α	Valeur ajustable du paramètre de correction	181

Introduction

La description de la lumière a suivi au cours de l'histoire un curieux mouvement de balancier entre une vision ***corpusculaire*** et une vision ***ondulatoire***. Dans la plupart des théories jusqu'au 18^{e} siècle, on considère que la lumière est constituée de particules.



Un changement de paradigme a lieu à partir de la mise en évidence des phénomènes d'interférences et de diffraction de la lumière par Thomas Young et Augustin Fresnel au début du 19^{e} siècle. L'illustration ci-contre de Thomas Young (1803) représente une expérience d'interférences à double fente. Vers 1850 le modèle ondulatoire devient la norme. La prédiction par Maxwell en 1865 du fait que la lumière est une onde électromagnétique [1], suivie de la confirmation expérimentale par Hertz en 1888, porte un coup de grâce aux théories corpusculaires de la lumière.

C'est en tentant de modéliser le *rayonnement du corps noir* qu'en 1900, Max Planck émet l'hypothèse que les échanges d'énergie entre matière et rayonnement sont quantifiés [2]. Celui-ci pose alors sans le savoir la première pierre de la physique quantique. Presque cinq ans plus tard, Albert Einstein remet en question la nature même du rayonnement électromagnétique en stipulant que la quantification de l'énergie en est une propriété fondamentale [3]. La notion de *photon* émerge alors, soulignant une dualité apparemment paradoxale : la lumière semble posséder les propriétés à la fois d'une onde et d'un corpuscule. C'est le développement de la mécanique quantique, durant les vingt années suivantes, qui va permettre d'interpréter cette double nature.

Louis de Broglie, durant sa thèse de doctorat [4] en 1923, formule l'hypothèse selon laquelle tout corpuscule matériel possède des propriétés ondulatoires caractérisées par une longueur d'onde λ_{dB} qui s'exprime :

$$\lambda_{\mathrm{dB}} = \frac{h}{p}\,,$$

où h est la constante de Planck et p est la quantité de mouvement de la particule. Cette hypothèse généralisait donc aux ***particules massive*** la dualité onde-corpuscule.

L'expérience de Davisson-Germer, en 1927, apporte la première confirmation expérimentale de l'hypothèse de de Broglie par l'observation de la diffraction d'électrons par un cristal de nickel [5]. La longueur d'onde de de Broglie étant inversement proportionnelle à la masse et à la vitesse des particules, il est difficile de mettre en évidence le caractère ondulatoire des atomes [1]. Il faut attendre les années 1980 pour observer la diffraction d'un jet d'atomes issus d'une source à température ambiante [6, 7].

1. Considérons le cas d'un atome léger, l'hélium, pris dans des conditions de température ambiante. La longueur d'onde thermique de de Broglie est alors : $\lambda_{\mathrm{dB}} = h/\sqrt{2\,\pi\,m\,k_{\mathrm{B}}\,T} \approx 0{,}5\,\text{Å}$, qui est de l'ordre du rayon de l'atome d'hélium.

Avec l'apparition des techniques de refroidissement laser [8, 9, 10, 11] on observe un développement spectaculaire du domaine de l'*optique atomique*. Cette discipline, dont la référence [12] présente une introduction détaillée, consiste à tirer parti des propriétés ondulatoires de la matière pour des expériences de diffraction ou d'interférences traditionnellement réalisées avec de la lumière.

Dans une expérience d'optique atomique, une source d'atomes froids peut être considérée comme l'analogue d'une source lumineuse ayant une faible largeur spectrale. Toutefois, même à très faible température, les sources atomiques ne sont pas parfaitement cohérentes.

1 Quand la matière devient une onde cohérente

La lumière laser

La notion de *laser* a pris naissance avec le concept d'émission stimulée introduit par Albert Einstein en 1917 [13]. Mais ce n'est qu'en 1953 qu'est conçu le premier *maser* (l'analogue du laser pour le domaine des micro-ondes) [14]. En 1960, le physicien américain Théodore Maiman obtient pour la première fois une émission laser ***pulsée*** en utilisant un cristal de rubis comme milieu amplificateur [15]. Six mois plus tard Ali Javan et ses collaborateurs mettent au point un laser au gaz (hélium et néon) dont l'émission est cette fois-ci ***continue*** [16].

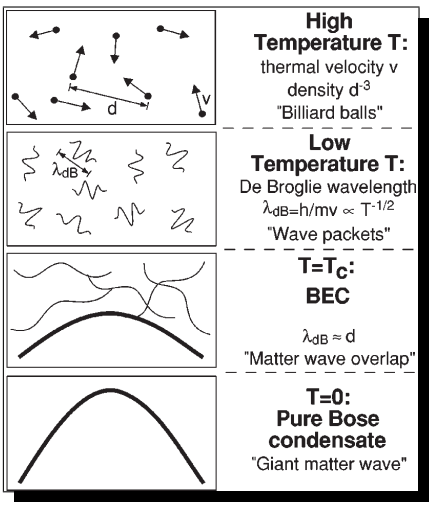
Dans une cavité laser, un nombre macroscopique de photons occupent tous le même mode spatial de propagation et sont cohérents entre eux (même longueur d'onde, même phase, même polarisation). Chaque photon fait partie d'une seule et même onde macroscopique cohérente. C'est de cette propriété que découle la plupart des applications de la lumière laser : télécommunications, médecine, recherche fondamentale, armement, industrie, etc. . .

La condensation de Bose-Einstein

En 1924, prolongeant une idée du physicien indien Satyendranath Bose, Albert Einstein formule une autre prédiction théorique : pour un ensemble de particule confinée sans interaction, en dessous d'une certaine température critique, un nombre macroscopique d'atomes s'accumulent dans l'état d'énergie minimale[2]. En entrant dans ce régime dit de *dégénérescence quantique*, les atomes occupent tous, de manière cohérente, une même fonction d'onde macroscopique, formant ce qu'on appellera plus tard un *condensat de Bose-Einstein*. Toutefois la condensation de Bose-Einstein se produit à des températures si basses qu'il est inimaginable en 1924 que l'on puisse l'atteindre un jour.

Plus de 70 ans plus tard, en combinant les techniques de refroidissement laser avec et du *refroidissement par évaporation forcée*, Eric Cornell, Carl Wieman et Wolfgang Ketterle produisent en 1995 les premiers condensats de Bose-Einstein [17, 18]. Ils obtiennent pour leurs travaux le Prix Nobel en 2001.

L'illustration ci-contre est issue de la *conférence Nobel* 2001 [19]. Elle schématise la condensation de Bose-Einstein, qui intervient quand la longueur d'onde de de Broglie devient de l'ordre de la distance entre atomes.



2. Cette transition ne peut être effectuée que par une certaine classe de particules, appelées *bosons*, dont le *spin* (le moment cinétique intrinsèque) est un multiple entier de $\hbar$.

Le caractère cohérent des condensat de Bose-Einstein a été mis en exergue dès 1997 par l'équipe du professeur W. Ketterle [20]. En 2000, le groupe de T. Hänsch (Prix Nobel 2005) s'est intéressé à la longueur de cohérence spatiale d'un condensat de Bose-Einstein. Il observe que la longueur de cohérence est, pour une géométrie tridimensionnelle, de l'ordre de la taille du condensat [3] [23].

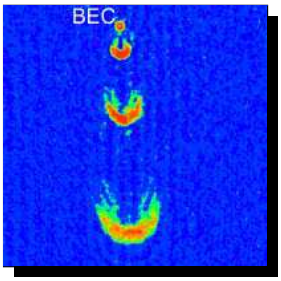
L'analogie entre les photons d'une cavité laser et les atomes d'un condensat est évidente. La manipulation d'ondes de matière cohérente ouvre alors de nombreuses perspectives :

- en métrologie, pour mesurer avec une très grande précision des temps, des vitesses de rotation ou des accélérations [24],
- en nano-lithographie, où l'on peut imaginer graver des structures sub-nanométrique par interférences,
- des mesures interférométriques de grandeurs jusqu'alors inaccessible aux systèmes optiques, les atomes étant sensibles à différents champs de force (champ de gravité, champ magnétique,...).

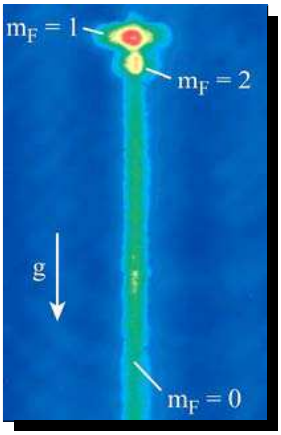
Cependant, il faut disposer d'un moyen d'extraire, puis de manipuler les atomes d'un condensat, tout en préservant leur cohérence.

Le laser à atomes

L'extraction d'ondes de matière cohérente à partir de ces condensats a d'ores et déjà été réalisée par plusieurs groupes de recherche. Pour ce faire, divers types de coupleur de sortie ont été réalisés :



- en utilisant une impulsion radio-fréquence induisant des transitions entre les sous-niveaux Zeeman, les atomes peuvent passer d'un état piégé magnétiquement à un état non piégé. Un paquet d'ondes de matière cohérente tombe alors sous l'effet de la gravité [25]. L'illustration ci-contre est issue de la référence [19].
- par un schéma de couplage utilisant des impulsions laser pour effectuer des transition *Raman* [26]. Le paquet d'onde de matière est découplé en se voyant communiquer une quantité de mouvement bien contrôlée.



- il est aussi possible d'obtenir un couplage de sortie continu par application d'une onde radio-fréquence. L'extraction *quasi-continue* peut alors atteindre une durée de 100 ms [27] (voir l'illustration ci-contre). Celle-ci n'est limitée que par le nombre d'atomes initialement présents dans le condensat. Au fur et à mesure que celui-ci se vide, la radio-fréquence doit être précisément ajustée afin de maintenir un taux de sortie le plus constant possible.
- le groupe australien du professeur J. D. Close a récemment mis au point une nouvelle méthode d'extraction quasi-continue d'atomes à partir d'un condensat piégé magnétiquement grâce à une paire de faisceaux Raman [28]. Ce même groupe affirme qu'il n'est d'ailleurs pas possible d'augmenter arbitrairement le flux atomique extrait d'un condensat par une méthode radio-fréquence sans impliquer une forte augmentation des fluctuations d'intensité du laser à atomes [29].

3. Si pour une géométrie tridimensionnelle la phase de la fonction d'onde est constante sur toute l'extension du condensat, d'autre expériences montrent en revanche que, dans une géométrie unidimensionnelle, des fluctuations de phase sont observées le long de l'axe longitudinal [21, 22].

Dans un piège purement optique l'extraction de l'onde de matière peut s'obtenir en réduisant progressivement la puissance des faisceaux lasers en fonction du temps [30].

De tels dispositifs sont communément désignés par le terme de ***laser à atomes***. En toute rigueur, tous les lasers à atomes existant à ce jour doivent être qualifiés de ***pulsé*** car l'extraction de l'onde de matière mène à la déplétion du condensat. Il faut alors en produire un nouveau pour répéter l'opération.

S'il a fallu à peine six mois, en 1960, pour passer du laser à rubis pulsé au laser He-Ne continu, on constate que l'obtention d'une onde de matière cohérente, continue et intense reste toujours un défi expérimental, treize ans après l'obtention du premier condensat.

Propriétés d'un laser à atomes

Plusieurs expériences ont été réalisées afin d'étudier les caractéristiques des faisceaux d'ondes de matière obtenus par extraction cohérente depuis un condensat de Bose-Einstein. On peut citer des travaux concernant l'étude des propriétés suivantes :

- la qualité du faisceau d'un laser à atomes [31, 32],
- sa cohérence temporelle [33],
- ses propriétés statistiques (fonction de corrélation) [34].

De plus, il a été démontré qu'un tel faisceau de matière cohérente peut être manipulé à la manière d'une onde lumineuse. *Réflexion*, *focalisation*, *stockage dans un résonateur* ; ces termes, habituellement associés à des faisceaux optiques, entrent dans le vocabulaire propres aux lasers à atomes [35].

2 Vers le laser à atomes continu à grand flux atomique

Le caractère pulsé des lasers à atomes que nous avons décrits présente un inconvénient évident pour un certain nombre d'applications. De plus ils ne mettent à disposition qu'un très faible flux moyen d'atomes condensés. C'est en effet cette propriété dont il faut tenir compte pour des applications de type nano-lithographie ou certaines mesures de précision.

> Remarque
>
> Un condensat de Bose-Einstein ($\approx 10^5$ atomes) vidé toutes les 5 secondes (temps typique pour reformer un nouveau condensat) donne un flux moyen de quelques $2 \cdot 10^4$ atomes par seconde. Ce qui signifie, pour donner un ordre d'idée, que le temps nécessaire pour couvrir un millimètre carré d'une monocouche atomique serait d'environ 10 ans ...

Certaines applications potentielles des lasers à atomes nécessiteraient l'obtention de flux atomiques beaucoup plus élevés et, si possible, d'un fonctionnement en continu. Pour cela, deux approches semblent possibles :

- la première consiste à ré-alimenter le condensat au fur et à mesure de l'extraction de l'onde de matière. Un premier pas dans cette direction a été fait par l'équipe de W. Ketterle en 2002 au *MIT* [36] : un condensat de Bose-Einstein piégé optiquement est périodiquement ré-alimenté par de nouveaux condensats produits dans une chambre auxiliaire et transportés à l'aide d'une *pince optique*.
- la seconde possibilité consiste à produire un jet atomique guidé, puis à y adapter la technique d'évaporation forcée afin d'atteindre le régime de dégénérescence quantique. C'est cette méthode originale, proposée en 2000 par le groupe *Atome-Froids* du laboratoire Kastler Brossel (ENS) [37], qui fait l'objet de ce mémoire de thèse.

3 Présentation des travaux

Le travail réalisé au cours de ma thèse peut se décomposer en trois parties, chacune contenant deux chapitres. Les différents thèmes de recherche qui seront présentés dans ce mémoire de thèse ont tous donné lieu à la rédaction d'un article scientifique [38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45]. Les références et résumés de ces articles sont réunis dans l'annexe A (page 189).

Première partie : Production et évaporation d'un jet atomique guidé

- le chapitre 1 introduit les concepts qui vont servir de supports aux différentes analyses liées au guidage magnétique. Nous y présenterons notamment le dispositif expérimental tel qu'il existait 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. À l'issue de ma première année de thèse, nous avons ainsi pu mettre en évidence un gain d'un ordre de grandeur sur la densité dans l'espace des phases du jet [38].
- le chapitre 2 présente une technique efficace 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 [46] à notre dispositif expérimental.

Dans la première partie nous soulignerons le fait que l'évaporation d'un jet atomique est une tâche fondamentalement plus ardue que celle mise en œuvre habituellement sur un nuage piégé. Afin de pouvoir atteindre le régime de dégénérescence quantique, nous conclurons sur la nécessité de développer de nouveaux outils permettant d'augmenter le nombre de collisions élastiques au sein du jet.

Deuxième partie : Manipulation de paquets atomiques dilués

- le chapitre 3 décrit la mise en œuvre d'une technique de ralentissement de paquets atomiques guidés par réflexion sur un miroir magnétique mobile. Nous y démontrons l'efficacité de cette méthode ainsi que l'intérêt qu'elle présente dans le contexte de la production d'un jet atomique ultra-froid continu et dense [41]. Nous serons d'ailleurs amenés à comparer l'action du miroir mobile sur les paquets avec celle d'un *démon de Maxwell* [45].
- le chapitre 4 présente une technique originale permettant de capturer les paquets atomiques guidés dans un train de pièges magnétiques tridimensionnels fait d'aimants permanents [39]. Nous expliciterons, avec l'appui de simulations numériques, les mécanismes physiques à l'œuvre dans ce problème de transport. Nous y présenterons enfin les résultats démontrant le transport ainsi que le refroidissement des paquets piégés dans le train de pièges magnétiques.

Troisième partie : Production, manipulation et caractérisation de nuages denses

- le chapitre 5 présente une méthode de production de paquets atomiques très denses grâce à un piège optique à force dipolaire. Nous y traiterons aussi de la mise en mouvement de ces nuages. Un modèle analytique simple nous servira de support pour présenter les résultats expérimentaux liés à l'optimisation du transport [42].
- le chapitre 6 décrit un nouveau protocole d'imagerie que nous avons développé lors de ma deuxième année de thèse. En effet, les deux techniques prédominantes pour faire l'image d'ensembles atomiques dilués, à savoir l'*imagerie par absorption à faible intensité* et l'*imagerie par fluorescence*, s'avèrent peu fiables lorsqu'il s'agit de traiter des nuages dont la profondeur optique excède 4-5. Notre protocole permet de résoudre les structures de nuages atomiques denses et donne accès à des mesures quantitatives et précises [43].

Première partie

Production et évaporation d'un jet atomique guidé

Chapitre 1

Dispositif expérimental, évaporation d'un jet atomique guidé

Sommaire

1.1 Piégeage dans un guide magnétique quadrupolaire 10
1.1.1 Configuration quadrupolaire de champ magnétique 11
1.1.2 Guidage magnétique d'un jet atomique ultra-froid 16
1.2 De l'injection pulsée de paquets atomiques à l'obtention d'un jet continu 17
1.2.1 Pourquoi une injection pulsée ? 17
1.2.2 Formation de paquets atomiques ultra-froids 18
1.2.3 Technique d'injection dans le guide magnétique 20
1.2.4 Entrée non-adiabatique du jet dans le guide magnétique 21
1.3 Caractérisation du jet atomique 22
1.3.1 Mesure de la densité linéique d'atomes et du flux dans le guide . . . 22
1.3.2 Mesure de la température transverse du jet 24
1.4 Évaporation par cycles discrets et gain d'un facteur 10 dans l'espace des phases à une particule 30
1.4.1 Rethermalisation du jet après une zone de filtrage radio-fréquence . 31
1.4.2 Gain d'un facteur 10 dans l'espace des phases à une particule . . . 33
1.5 Conclusion 35
1.5.1 Difficultés inhérentes à l'évaporation forcée d'un jet atomique guidé 35
1.5.2 Nécessité de développer de nouveaux outils 35

Ce chapitre a pour but d'introduire les concepts qui vont servir de support aux différentes analyses liées au guidage magnétique d'atomes. 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 [47] 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.

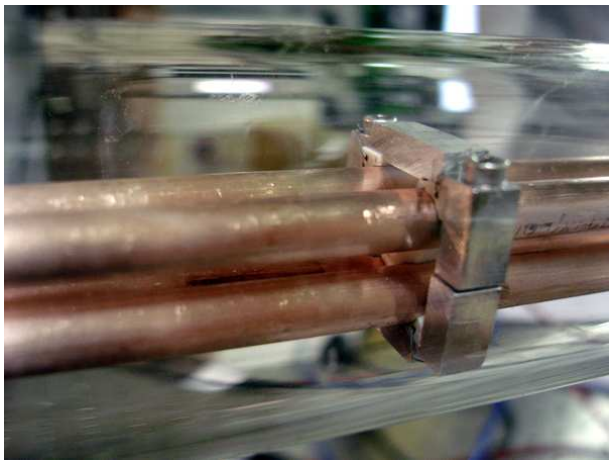
Dans ce chapitre, nous allons décrire la configuration magnétique choisie pour réaliser le guidage d'atomes sur notre dispositif expérimental. Le principe d'obtention d'un jet ultra-froid et intense d'atomes de ^{87}Rb sera ensuite détaillé. Nous aborderons la description du processus d'évaporation forcée, après avoir étudié les différentes manières de caractériser le jet.

1.1 Piégeage dans un guide magnétique quadrupolaire

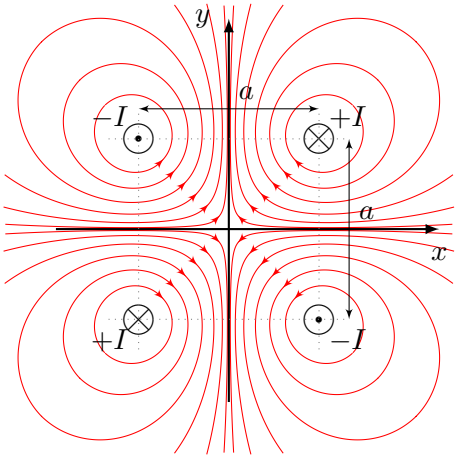
L'élément le plus caractéristique du dispositif expérimental, qui a servi de support à ma première année de thèse, est un guide magnétique d'une longueur $L = 4{,}5\,\mathrm{m}$. Le guidage d'atomes neutres le long de structures filiformes parcourues par des courants est un domaine qui s'est fortement développé depuis une dizaine d'années [48, 49, 50, 51, 52]. 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

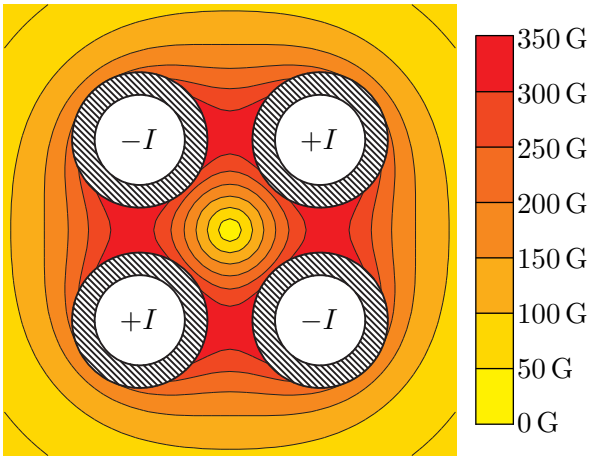
La configuration qui à été choisie sur notre dispositif expérimental pour guider magnétiquement les atomes de ^{87}Rb est celle d'un champ magnétique quadrupolaire à deux dimensions [53] créé par quatre tubes de cuivre parallèles parcourus par des courants deux à deux opposés (voir la figure 1.1).



(a) Photo du guide magnétique



(b) Lignes de champ



(c) Lignes équipotentielles

FIGURE 1.1 – Positionnement des tubes de cuivre et orientation des courants d'un système produisant un champ magnétique quadrupolaire à deux dimensions.
(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 lesquelles le module du champ magnétique est constant). Sur tout l'axe z, normal au plan de la figure, le module du champ s'annule.

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

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

b' où b' est le gradient transverse de champ magnétique au voisinage de l'axe z et a est l'espacement
a entre les axes de 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 de champ magnétique

Calculons le gradient b' sachant que :
- le courant I dans les tubes de cuivre du guide magnétique peut monter jusqu'à une valeur de 400 A,
- l'espacement entre deux tubes adjacents est $a = 8\,\text{mm}$.

En utilisant le courant maximal, on obtient un gradient transverse de champ magnétique :

$$b' = 1\,\text{kG/cm}\,.$$

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.

Remarque

La puissance dissipée par effet joule dans le guide peut atteindre 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 [47] pour avoir des détails sur les contraintes techniques liées à la mise en œuvre de ce guide magnétique dans un environnement ultra-vide.

Piégeage magnéto-statique

Dans les conditions de nos expériences, le potentiel magnétique d'un atome de ^{87}Rb immergé dans un champ $\overrightarrow{B}$ est [54] :

$$U \approx m_{_F}\, g_F\, \mu_\text{B} \left|\overrightarrow{B}\right|, \tag{1.2}$$

où μ_B est le *magnéton de Bohr*, $g_F \approx \frac{(-1)^F}{2}$ est le facteur de Landé de l'état hyperfin de moment
μ angulaire F et $m_{_F}$ est le nombre quantique magnétique de l'atome. Dans toute la suite, nous aurons pour convention de noter :

$$\mu \equiv m_{_F}\, g_F\, \mu_\text{B}\,,$$

le moment magnétique de l'atome dans l'état $|F, m_{_F}\rangle$ considéré. Pour un atome de ^{87}Rb dans l'état $\left|5^2\text{S}_{1/2}, F=1, m_{_F}=-1\right\rangle$, on a $\mu \approx 4{,}64\,\text{J/T}$.

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

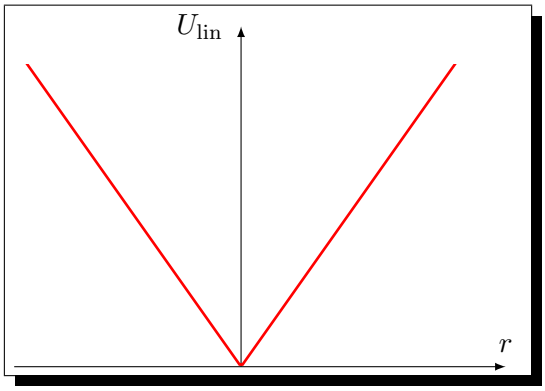
Confinement linéaire

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

$$\begin{aligned} U_{\text{lin}}(x,y,z) &= \mu \sqrt{{B_x}^2 + {B_y}^2 + {B_z}^2} \\ &= \mu\, b' \sqrt{x^2+y^2}, \end{aligned}$$

que nous pouvons aussi mettre sous la forme :

$$U_{\text{lin}}(r) = \mu\, b'\, r \qquad (1.3)$$



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

r

Confinement hyperbolique

Vis-à-vis du piégeage magnéto-statistique d'atomes ultra-froids, le principal défaut du confinement linéaire dont il est question ci-dessus est de voir son champ s'annuler sur tout l'axe z. On peut alors voir apparaître un phénomène de pertes par retournement de spin (ou pertes Majorana [55]). Il est cependant possible de s'affranchir de ce défaut en superposant un champ magnétique uniforme $\overrightarrow{B} = B_0\, \overrightarrow{e_z}$ suivant l'axe z du guide magnétique. Ce champ est qualifié de ***longitudinal***.

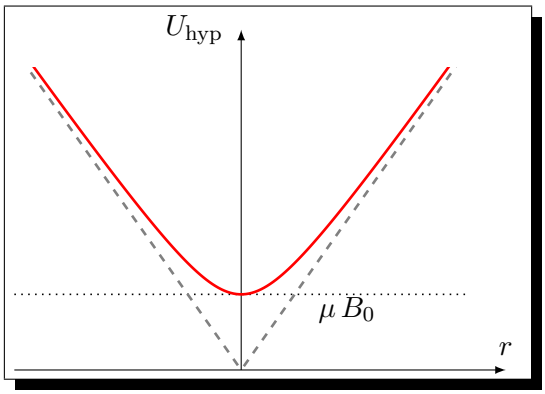
B_0

L'expression du potentiel devient alors :

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

que nous pouvons aussi mettre sous la forme :

$$U_{\text{hyp}}(r) = \mu \sqrt{b'^2\, r^2 + {B_0}^2}\,, \qquad (1.4)$$



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 contrepartie, le potentiel est moins confinant que dans le cas linéaire. Mathématiquement, l'expression de la force de rappel radiale peut se mettre sous la forme :

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

qui est clairement moins intense (à cause du dénominateur strictement supérieur à 1) que dans le cas linéaire ($-\frac{\mathrm{d}U_{\text{lin}}(r)}{\mathrm{d}r} = -\mu\, b'$) et tend même vers 0 au voisinage de l'axe z.

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, à savoir que 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 dans la suite que la pulsations d'oscillation ω est de l'ordre du kHz. Celle-ci donne l'ordre de grandeur des taux de variation du champ "*vu*" par un atome.
- la fréquence de Larmor ω_{L} est d'environ 1 MHz/G

Afin d'assurer l'inégalité $\omega_{\text{L}} \gg \omega$, 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 pollué par des ondes radio basses fréquences qui pourraient induire des pertes par retournement de spin [56]. 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 ($\left|\overrightarrow{B}\right| \lesssim B_0$). Ceci nous permet de définir une distance à l'axe caractéristique R_0, au delà de laquelle le potentiel linéaire est peu déformé :

$$R_0 \equiv \frac{B_0}{b'}\,.$$

Ainsi, si nous considérons le potentiel hyperbolique $U_{\text{hyp}}(r)$ pour des distances à l'axe $r \gg R_0$, celui-ci est ***comme le potentiel linéaire***. D'après l'expression 1.3, cette distance R_0 définit une énergie U_0 : U_0

$$U_0 \equiv \mu\, b'\, R_0 = \mu\, B_0\,,$$

qui correspond à une plage caractéristique d'énergie sur laquelle le potentiel linéaire a été notablement déformé. Donc, si les atomes du jet possèdent une énergie thermique $k_{\text{B}}\,T$ suffisante (grande devant U_0), ils vont explorer une plage de distances $r \gg R_0$ 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 : α

$$\alpha \equiv \frac{U_0}{k_{\text{B}}\,T} = \frac{\mu\, B_0}{k_{\text{B}}\,T}\,. \tag{1.5}$$

Le paramètre 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 :

$$U_{\text{hyp}}(r) \approx \mu\, b'\, r$$

- 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 $U_{\text{hyp}}(r)$ autour de $r = 0$. On pourra donc considérer que :

$$U_{\text{hyp}}(r) \approx \frac{1}{2}\, m\, \omega^2\, r^2 + \text{const}, \qquad \text{avec} \qquad \omega = \sqrt{\frac{\mu\, b'^2}{m\, B_0}} = \frac{\mu\, b'}{\sqrt{\alpha\, m\, k_{\text{B}}\, T}}\,.$$

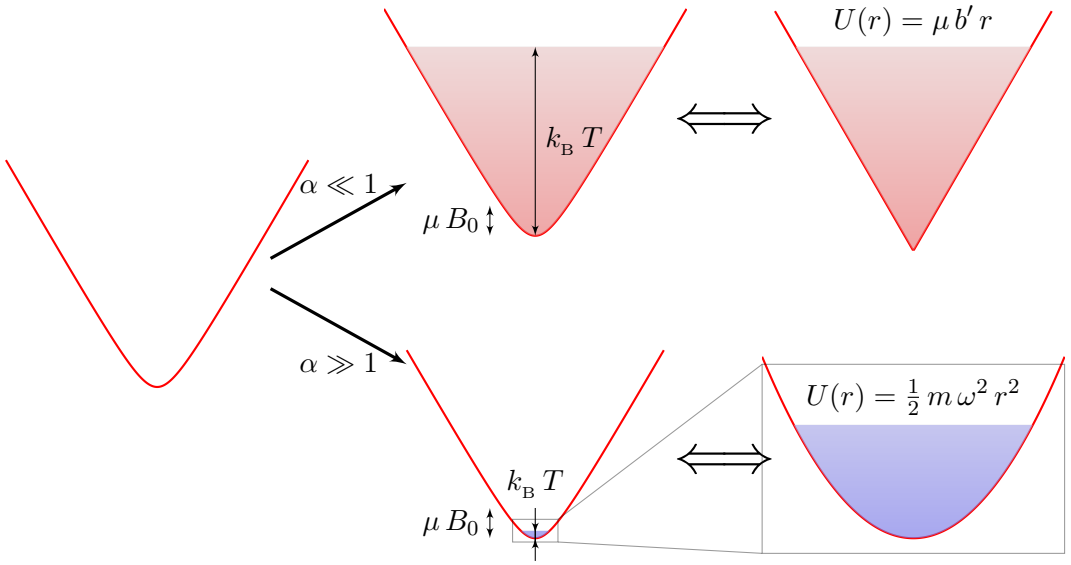


FIGURE 1.2 – Représentation schématique du potentiel de confinement transverse. Si la température du jet atomique est élevée (i. e. : $k_{\text{B}}\, T \gg \mu\, B_0$), le potentiel hyperbolique peut être considéré comme étant essentiellement linéaire. Si à l'inverse sa température est faible (i. e. : $k_{\text{B}}\, T \ll \mu\, B_0$), 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 µK. Pour une valeur de champ longitudinal $B_0 = 0{,}5\,\text{G}$, nous calculons le paramètre $\alpha \approx 0{,}025$. Ceci traduit le fait que le jet est soumis à un potentiel de confinement transverse essentiellement linéaire. L'extension transverse du jet dans le guide correspond typiquement à :

$$R \approx \frac{k_{\text{B}}\, T}{\mu\, b'} \approx 0{,}25\,\text{mm}\,.$$

Dans un tel potentiel linéaire, la période d'oscillation radiale d'un atome dépend de sa trajectoire, mais est typiquement de l'ordre de :

$$\tau \approx \sqrt{\frac{2\, R\, m}{\mu\, b'}} \approx 1\,\text{ms}\,.$$

1.1.2 Guidage magnétique d'un jet atomique ultra-froid

Dans la sous-section précédente nous avons décrit le potentiel $U_{\mathrm{hyp}}(r)$ auquel sont soumis les atomes de ^{87}Rb dans le guide magnétique. Nous voulons maintenant discuter des caractéristiques d'un jet atomique s'y propageant. Pour ce faire, nous allons considérer ici un jet à l'équilibre thermodynamique confiné radialement par le potentiel $U_{\mathrm{hyp}}(r)$. De plus, nous ne considèrerons que le cas d'un jet supersonique dont la vitesse moyenne $\overline{v_z}$ est ***plusieurs fois supérieure*** à sa dispersion de vitesse longitudinale Δv_z. De 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 : $\overline{v_z} \geq 3\,\Delta v_z$.

$\overline{v_z}$

Paramètres décrivant le jet atomique

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

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

Φ

Ces 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, est 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_{c} tout au long de la propagation dans le guide magnétique,
- l'énergie mécanique moyenne $\overline{\mathcal{E}}$ d'un atome du jet.

$n(r), n_0$

$\rho(r), \rho_0$

γ_{c}

N_{c}

$\overline{\mathcal{E}}$

Nous donnons ici l'expression de chacune de ces grandeurs [47] :

$$n_0 = \frac{1}{2\,\pi}\,\frac{1}{1+\alpha}\,\frac{\Phi}{\overline{v_z}}\left(\frac{\mu\,b'}{k_{\mathrm{B}}\,T}\right)^2 , \tag{1.6a}$$

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

$$\gamma_{\mathrm{c}} = \frac{\sigma}{2\,\pi^{3/2}}\,\frac{1+2\,\alpha}{(1+\alpha)^2}\,\frac{\Phi}{\overline{v_z}}\left(\frac{\mu\,b'}{k_{\mathrm{B}}\,T}\right)^2 \sqrt{\frac{k_{\mathrm{B}}\,T}{m}} , \tag{1.6c}$$

$$N_{\mathrm{c}} \equiv \gamma_{\mathrm{c}}\,\frac{L}{\overline{v_z}} = \frac{\sigma}{2\,\pi^{3/2}}\,\frac{1+2\,\alpha}{(1+\alpha)^2}\,\frac{\Phi\,L}{\overline{v_z}^2}\left(\frac{\mu\,b'}{k_{\mathrm{B}}\,T}\right)^2 \sqrt{\frac{k_{\mathrm{B}}\,T}{m}} , \tag{1.6d}$$

$$\overline{\mathcal{E}} = k_{\mathrm{B}}\,T\,\frac{2+\alpha}{1+\alpha} . \tag{1.6e}$$

Dans l'expression 1.6e, 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).

σ

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 30).

Nous envisageons les deux cas limites : $\alpha \ll 1$ (le potentiel ressenti par les atomes est essentiellement linéaire) et $\alpha \gg 1$ (le potentiel ressenti par les atomes est essentiellement harmonique) :

		$\alpha \ll 1$	$\alpha \gg 1$
n_0	$\propto$	$\dfrac{\Phi}{\overline{v_z}\,T^2}$	$\dfrac{\Phi}{\overline{v_z}\,T}$
ρ_0	$\propto$	$\dfrac{\Phi}{\overline{v_z}\,T^{\frac{7}{2}}}$	$\dfrac{\Phi}{\overline{v_z}\,T^{\frac{5}{2}}}$
γ_c	$\propto$	$\dfrac{\Phi}{\overline{v_z}\,T^{\frac{3}{2}}}$	$\dfrac{\Phi}{\overline{v_z}\,\sqrt{T}}$
N_c	$\propto$	$\dfrac{\Phi}{\overline{v_z}^2\,T^{\frac{3}{2}}}$	$\dfrac{\Phi}{\overline{v_z}^2\,\sqrt{T}}$
$\overline{\mathcal{E}}$	$=$	$2\,k_B\,T$	$k_B\,T$

Il est donc clairement intéressant de disposer d'un jet atomique intense, ultra-froid est lent.

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 [57]. 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. 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 d'optimiser simultanément la capture des atomes et leur lancement.
- 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 de 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 ($\approx 3 \cdot 10^8$ at/s) du jet atomique. En revanche, sa température était dix fois inférieure en utilisant la deuxième technique ($\approx 100\,\mu$K) [58]. 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.
- la présence en continu d'un piège magnéto-optique détruit partiellement le jet guidé magnétiquement du fait de la diffusion de lumière sur la transition *repompeur* (les atomes sont en effet préparés dans l'état $\left|5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = -1\right\rangle$). 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. Le flux atomique moyen observé est plus important [2] quand on utilise une injection pulsée.

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 représente 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 [47]. Nous donnerons donc simplement les paramètres importants qui caractérisent les principales parties de notre dispositif expérimental :

- **un four à recirculation** [3] dont la conception est inspirée de la référence [59] fournit un jet collimaté d'atomes de ^{87}Rb avec un flux d'environ $2 \cdot 10^{12}$ at/s et une vitesse moyenne de l'ordre de 400 m/s.
- **un ralentisseur à effet Zeeman** [60, 61, 62] d'un mètre de long ralentit 10% des atomes provenant du four à une vitesse moyenne de l'ordre de 20 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. 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 $N_p = 2 \cdot 10^9$ 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 100-200 µK. Une phase de mélasse optique permet d'obtenir une température d'environ 20-30 µK.

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 piège magnéto-optique du paquet précédemment injecté est grande, moins la lumière *repompeur* affectera celui-ci.

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 pour alimenter le piège magnéto-optique. La dénomination de *four à recirculation* provient du fait que la géométrie du four permet de récupérer automatiquement une partie du rubidium inutilisé. Ceci permet d'augmenter considérablement la durée d'utilisation du four [47].

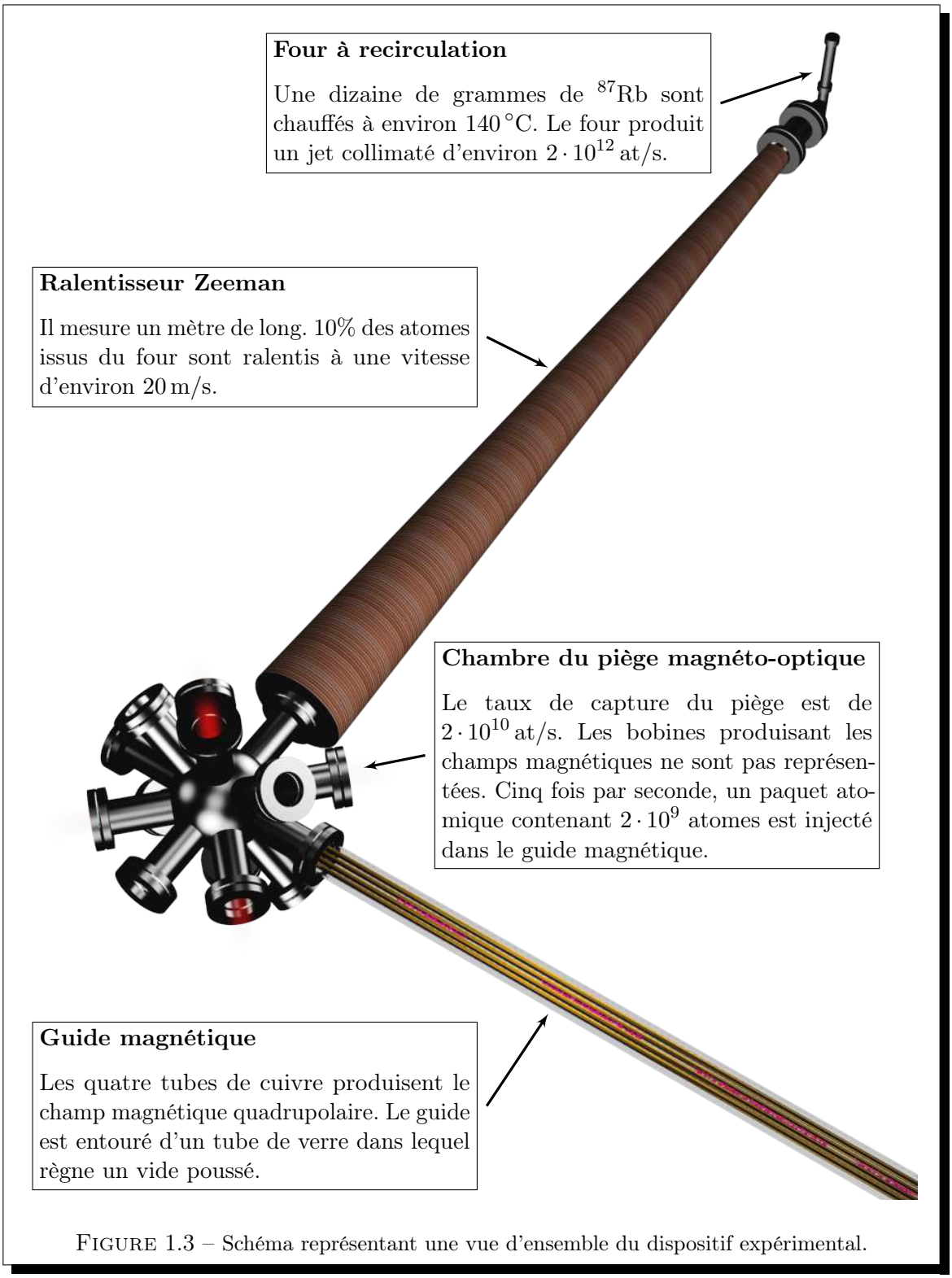


FIGURE 1.3 – Schéma représentant une vue d'ensemble du dispositif expérimental.

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*** [63]. La mise en œuvre de cette technique dans le dispositif expérimental, ainsi que les détails relatifs 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 la thèse de T. Lahaye [47]. 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 $\delta = -3\,\Gamma$ et les gradients de champ magnétique valent typiquement 5 G/cm transversalement et 0,5 G/cm selon 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 $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F = 1, m_F = -1\right\rangle$.
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.

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 :
- $\overline{v_z} = 60$ cm/s (voir la remarque page ci-contre),
- $\Phi = 7 \cdot 10^9$ at/s,
- $T = 600\,\mu$K.

Ces paramètres sont obtenus pour un confinement caractérisé par un gradient transverse de champ magnétique $b' = 800$ G/cm et un champ longitudinal $B_0 = 0{,}5$ G. Le paramètre $\alpha = \mu\, B_0/k_\mathrm{B}\, T$ vaut dans ces conditions $\alpha = 0{,}025$, traduisant le fait que le jet est soumis à un potentiel de confinement transverse essentiellement linéaire (voir la sous-section 1.1.1).

Application numérique

Calculons, grâce aux expressions 1.6a à 1.6c page 16, les autres caractéristiques du jet pour les valeurs énoncées ci-dessus :
- densité atomique sur l'axe z : $n_0 = 3{,}6 \cdot 10^{10}$ at/cm^3,
- densité dans l'espace des phases à une particule sur l'axe z : $\rho_0 = 1{,}7 \cdot 10^{-8}$,
- $\gamma_\mathrm{c} = 3{,}6$ collisions par seconde et par atome.
- $N_\mathrm{c} \approx 20$ collisions tout au long de la propagation dans le guide magnétique.

Utilisation d'une section pentue pour ralentir le jet

Notons que la vitesse d'injection des paquets atomiques est $v_{\text{inj}} = 90\,\text{cm/s}$. La vitesse du jet $\overline{v_z} = 60\,\text{cm/s}$ est obtenue par la mise en place d'une section pentue, ayant un dénivelé de 22 mm sur les premiers 1,7 m du guide magnétique (voir la figure 1.10 page 33). On peut se demander quel est l'avantage à effectuer cette procédure de ralentissement sachant qu'il est techniquement possible de communiquer une vitesse initiale $v_{\text{inj}} = 60\,\text{cm/s}$ 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 le piège magnéto-optique du paquet précédemment injecté 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 1.6a à 1.6c page 16, 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.

1.2.4 Entrée non-adiabatique du jet dans le guide magnétique

Étant donnée la température du nuage atomique durant la phase de mélasse optique (soit typiquement 20-50 µK), on peut se demander pourquoi le jet possède une température si élevée (600 µK). Ceci est dû au fait que chaque nuage, subit une ***compression transverse*** non-adiabatique lors de l'allumage du pré-guide, ainsi qu'à l'entrée du guide magnétique. L'énergie fournie au nuage est d'autant plus élevée que son extension transverse est grande [4].

Application numérique

On peut estimer l'ordre de grandeur de l'échauffement en considérant l'extension transverse d'un nuage, $2\,r \approx 1\,\text{mm}$ et le gradient transverse de champ magnétique du guide, $b' \approx 800\,\text{G/cm}$. Lors de l'entrée non-adiabatique des atomes dans le guide, ceux-ci vont se voir fournir une énergie potentielle moyenne de l'ordre de : $\mu\, b'\, r$, qui correspond à $k_{\text{B}} \times 2\,\text{mK}$. Les collisions entre atomes vont cependant conduire à une redistribution de l'énergie sur les autres degrés de libertés et la température d'équilibre du jet n'augmentera finalement que de typiquement [5] 1 mK.

Température longitudinale des paquets individuels

Dans le chapitre 3, nous serons amenés à considérer la propagation libre de paquets atomiques individuels dans le guide magnétique. Nous y montrerons que, par une technique de *temps de vol*, on peut mesurer la dispersion de vitesse longitudinale T_z d'un paquet. Il est intéressant de mentionner dès maintenant, que celle-ci est typiquement de seulement $T_z = 150\,\mu\text{K}$ (dans les conditions habituelles de fonctionnement).
Pourquoi la température longitudinale T_z d'un paquet se propageant dans le guide est elle inférieure à la température d'équilibre ($T = T_z \approx 600\,\mu\text{K}$) du jet, qui n'est finalement que le produit du recouvrement d'une succession de paquets ?

4. Plus l'extension transverse du nuage est faible, moins il sera sensible à une augmentation de la force de confinement. D'ailleurs, si on imagine un ensemble d'atomes réunis sur l'axe z du guide magnétique, ceux-ci se propageant selon une ligne de champ magnétique nul seront insensible à l'augmentation du gradient transverse de champ magnétique.

5. La fraction d'énergie qui se répartit sur chaque degrés de liberté des atomes fait intervenir le théorème du viriel et est exposé dans la remarque page 209.

Cette observation s'explique par le fait que le taux de collisions élastiques au sein d'un paquet atomique libre chute très rapidement à cause de l'étalement spatial de ce dernier. Ceci a pour conséquence de "*geler*" la rethermalisation entre les degrés de liberté transverses et longitudinaux. Ainsi, même si la température transverse d'un paquet est de l'ordre de 800 µK du fait de la compression lors de l'entrée non-adiabatique dans le guide magnétique, il y a trop peu de collisions par atome pour atteindre un équilibre thermodynamique local.

Application numérique

On peut estimer le nombre moyen de collisions par atome pour un paquet en propagation libre dans le guide.
Nous avons déjà estimé le nombre $N_c \approx 20$ de collisions tout au long de la propagation du jet dans le guide magnétique. Or, pour former le jet, il y a en permanence environ 20 paquets dans le guide (l'injection est faite 5 fois par seconde et la propagation dure $\approx 4\,s$).
On peut donc estimer le nombre moyen de collisions par atome pour un seul paquet à $N_c/20 \approx 1$. Ceci est insuffisant pour établir un équilibre thermodynamique local [64].

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. [6] 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.

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 technique [7] 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.

6. Nous pouvons aussi mesurer expérimentalement la vitesse du jet atomique en utilisant une technique de *temps de vol longitudinal* [47].

7. Une technique qui rappelle d'ailleurs l'imagerie par absorption habituellement utilisée pour des nuages d'atomes (voir le chapitre 6).

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 600 µK. 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 $R\,b' = 100\,\mathrm{G}$.

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

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

Cette valeur est à comparer avec la largeur spectrale d'un laser verrouillé en fréquence sur la transition cyclante, typiquement inférieure à 1 MHz. Il est donc hors de question de négliger cet 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.

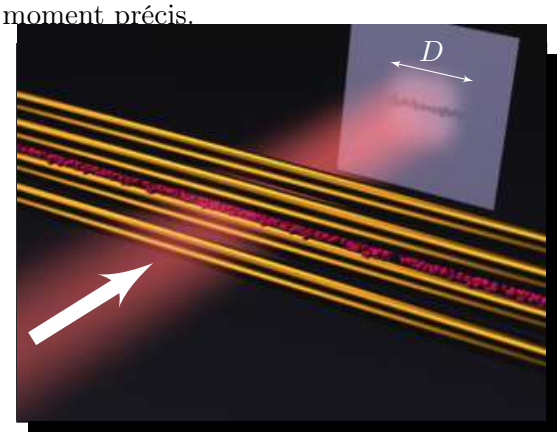
Mesure d'absorption sur une transition ouverte

Au lieu d'utiliser la transition cyclante, nous étudions l'absorption du jet atomique sur la transition ouverte $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=1\right\rangle \longrightarrow \left|5^2\mathrm{P}_{3/2}, F=2\right\rangle$. C'est cette transition qui est habituellement utilisée pour *repomper* les atomes dans l'état $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=2\right\rangle$ 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 $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=1\right\rangle$ et excité sur cette transition, ne peut absorber, en moyenne, que 2 photons avant de tomber dans l'état $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=2\right\rangle$, état qui n'est plus sensible à la lumière du laser sonde (voir la sous-section 6.4.4).

En pratique, la fréquence du laser sonde est balayée 70 fois par seconde autour de la transition $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=1\right\rangle \longrightarrow \left|5^2\mathrm{P}_{3/2}, F=2\right\rangle$ 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.

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 :



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

À partir de la connaissance de la vitesse moyenne $\overline{v_z}$ nous déduison le flux atomique Φ. Cette technique s'avère être très peu sensible au gradient de champ magnétique du guide.

1.3.2 Mesure de la température transverse du jet

$T_\perp$

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-Odelin [8]. La description détaillée de celle-ci fait l'objet du chapitre 3 de la thèse de T. Lahaye [47]. Nous allons ici rappeler le principe de cette méthode.

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 ν_{rf} de l'onde nécessaire pour effectuer cette transition :

ν_{rf}

$$\nu_{\mathrm{rf}}(B) = \frac{\mu\, B}{2\,\pi\,\hbar}. \tag{1.7}$$

Dans le cas d'un nuage piégé magnétiquement, le champ B n'est pas uniforme sur toute l'extension du nuage. Nous sommes donc en présence d'un élargissement inhomogène de la transition, c'est-à-dire que, pour une fréquence ν_{rf} donnée, ***seuls certains atomes*** vérifieront la condition 1.7 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.

La figure 1.4 montre de manière schématique que dans le cas du confinement $U_{\mathrm{hyp}}(r)$ imposé par notre guide magnétique, une fréquence donnée ν_{rf} va correspondre à certains atomes, situés à une distance $R\,(\nu_{\mathrm{rf}})$ de l'axe du guide magnétique.

$R\,(\nu_{\mathrm{rf}})$

ΔZ_{ant}

La fréquence ν_{rf} définit ainsi un cylindre de rayon $R\,(\nu_{\mathrm{rf}})$. Les atomes qui traversent cette surface durant leur évolution deviennent non-piégés et sont perdus. La longueur de ce cylindre (suivant l'axe du guide) correspond à la portée ΔZ_{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).

> Éliminer des atomes du jet par application d'une radio-fréquence correspond a un ***filtrage spatial sélectif***. Le critère permettant de déterminer si un atome va être éliminé ou non du jet est un porte sur la trajectoire de l'atome : si celle-ci coupe la surface du cylindre de rayon $R\,(\nu_{\mathrm{rf}})$ défini par la radio-fréquence ν_{rf}, l'atome est éliminé du jet.

8. Cette technique a d'ailleurs depuis été adaptée dans d'autres groupes afin d'analyser des condensats de Bose-Einstein [65]).

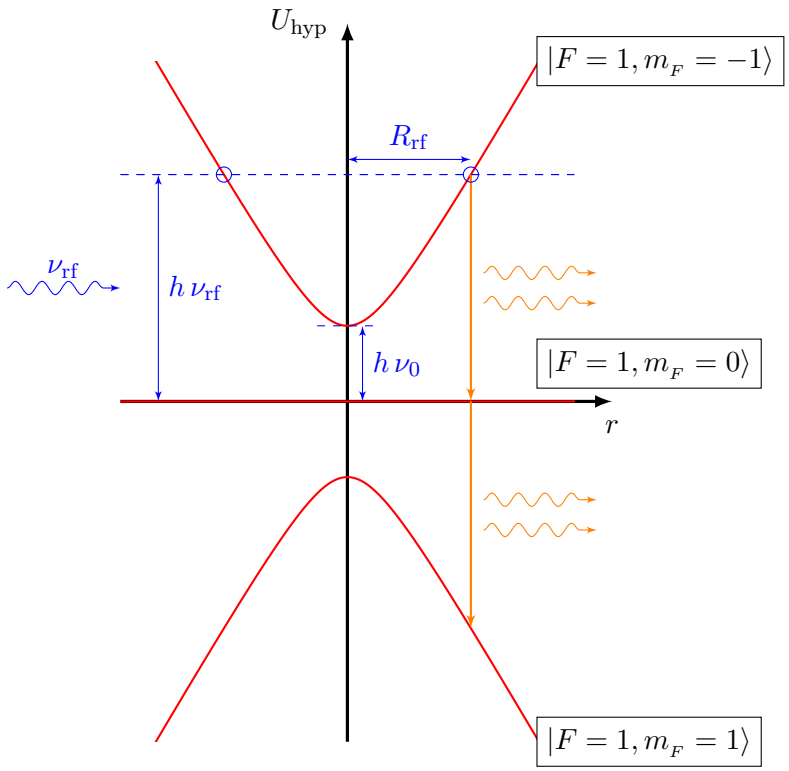


FIGURE 1.4 – Représentation schématique des transitions entre sous-niveaux Zeeman pour des atomes soumis à une onde radio-fréquence. La situation considérée ici est celle correspondant au potentiel de piégeage magnétique à symétrie cylindrique décrit dans la section 1.1. Les atomes, initialement dans 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 $h\,\nu_{\mathrm{rf}} = U_{\mathrm{hyp}}(r)$. La fréquence ν_{rf} définit ainsi un cylindre de rayon $R\,(\nu_{\mathrm{rf}})$. Les atomes qui traversent cette surface durant leur évolution deviennent non-piégés et sont perdus. La radio-fréquence correspondant à un cylindre de rayon nul est notée ν_0 sur le schéma.

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.

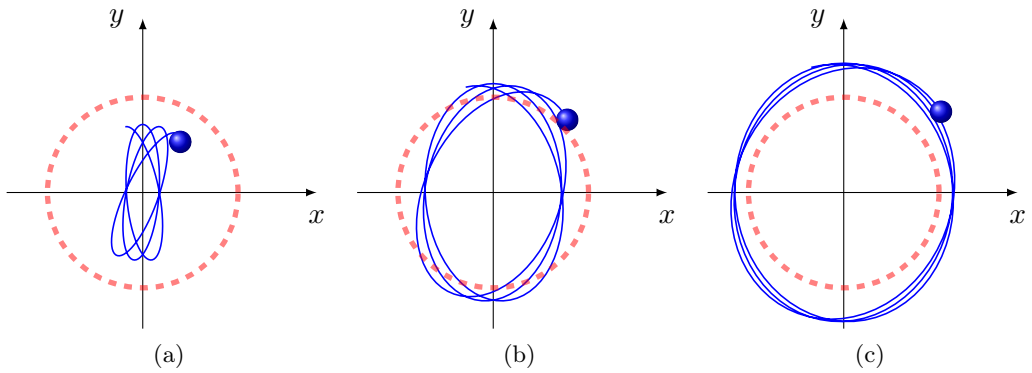


FIGURE 1.5 – Représentation dans le plan transverse (x, y) de trajectoires atomiques typiques dans le potentiel de confinement transverse hyperbolique $U_{\text{hyp}}(x, y)$. La présence d'une radio-fréquence ν_{rf} définit un cylindre de rayon $r = R(\nu_{\text{rf}})$. Tout atome traversant la surface 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 $R(\nu_{\text{rf}})$. L'atome ayant la trajectoire (b) sera éliminé puisque celle-ci coupe le cylindre de filtrage. Notons qu'un atome ayant la trajectoire (c) ne sera pas éliminé malgré le fait que son énergie mécanique est relativement élevée (l'atome orbite en permanence à l'extérieur du cylindre).

η

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 :

$$\eta \equiv \frac{U_{\text{hyp}}\left(R(\nu_{\text{rf}})\right) - U_{\text{hyp}}\left(0\right)}{k_{\text{B}}\, T_\perp} = \frac{h\,\nu_{\text{rf}} - \mu\, B_0}{k_{\text{B}}\, T_\perp}, \tag{1.8}$$

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 $k_{\text{B}}\, T_\perp$ 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 ν_{rf} utilisée pour effectuer le filtrage. La grandeur pertinente à prendre en compte est en fait le rapport des flux :

$\varphi(\nu_{\text{rf}})$

$$\varphi(\nu_{\text{rf}}) \equiv \frac{\Phi'|_{\nu_{\text{rf}}}}{\Phi} \tag{1.9}$$

On appellera ce type de courbe expérimentale un ***spectre de filtrage radio-fréquence***, ou plus simplement, un *spectre de filtrage*. À partir de ces données, et en connaissant les caractéristiques du

confinement, il est possible de déterminer la température transverse d'un jet supposé à l'équilibre thermodynamique.

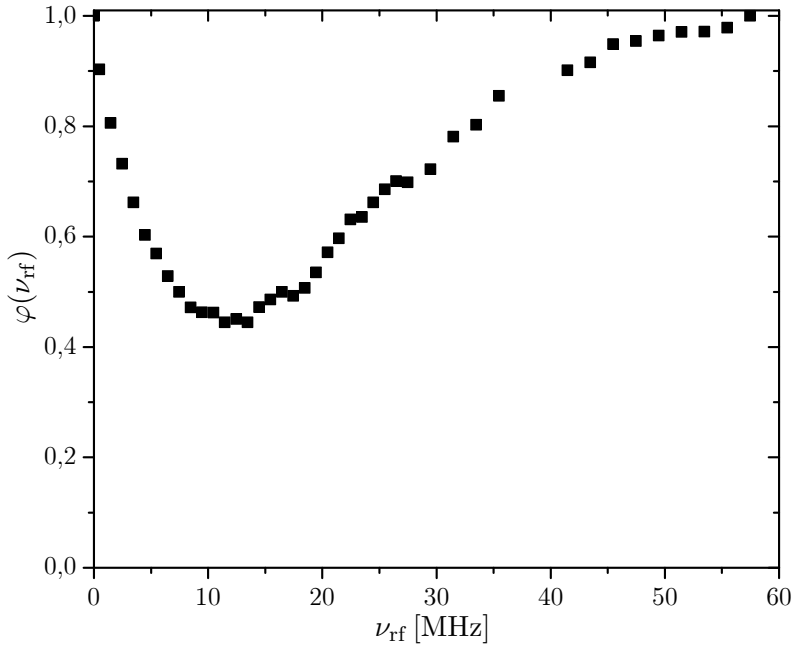


FIGURE 1.6 – Mesure du rapport des flux atomiques avant, et après filtrage spatial du jet en fonction de la radio-fréquence $\nu_{\rm rf}$ utilisée. Une telle courbe est caractéristique de la distribution transverse $(E_\perp, L_z)$ d'un jet atomique à l'équilibre thermodynamique. Pour ces données expérimentales,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

On comprend le comportement asymptotique de la courbe représentée sur la figure 1.6 :

– pour $\nu_{\rm rf} \to \nu_0$, c'est-à-dire pour $\eta \to 0$, le rayon du cylindre de filtrage $R(\nu_{\rm rf})$ devient 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 $R(\nu_{\rm rf})$ est petit. Pour un rayon nul, aucun atome n'est élliminé et nous avons donc :

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

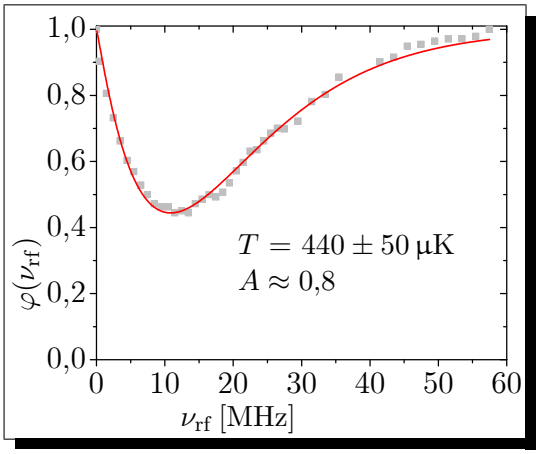
– pour $\nu_{\rm rf} \to \infty$, c'est-à-dire pour $\eta \to \infty$, le cylindre de filtrage contient tous les atomes, et aucun ne traverse sa surface :

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

– 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, 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 la thèse de T. Lahaye [47] et nous n'en préciserons ici que les points importants. Il n'existe pas d'expression analytique[9] 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 :

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



où la variable ν_{rf} intervient dans la définition de η, et où le paramètre ajustable $T_\perp$ apparait dans les expressions de η et α (voir les équations 1.5 et 1.8). 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 formule 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. L'efficacité d'une antenne est typiquement de $A = 80\%$.

> 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 la mise en œuvre du protocole de mesure de la température transverse sur le dispositif expérimental. Plus de détails techniques sont fournis dans la thèse de T. Lahaye [47].

Limites de la méthode

La méthode spectroscopique de détermination de la température transverse par filtrage radio-fréquence 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 :

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

9. Il existe une formule analytique dans le cas $\alpha \gg 1$, c'est-à-dire quand les atomes "*voient*" un potentiel harmonique bidimensionnel. La fraction $\varphi(\eta)$ d'atomes restant dans le jet est alors donnée par : $\varphi(\eta)|_{\alpha\ll 1} = 1 - \sqrt{\pi\,\eta}\,\mathrm{e}^{-\eta}$

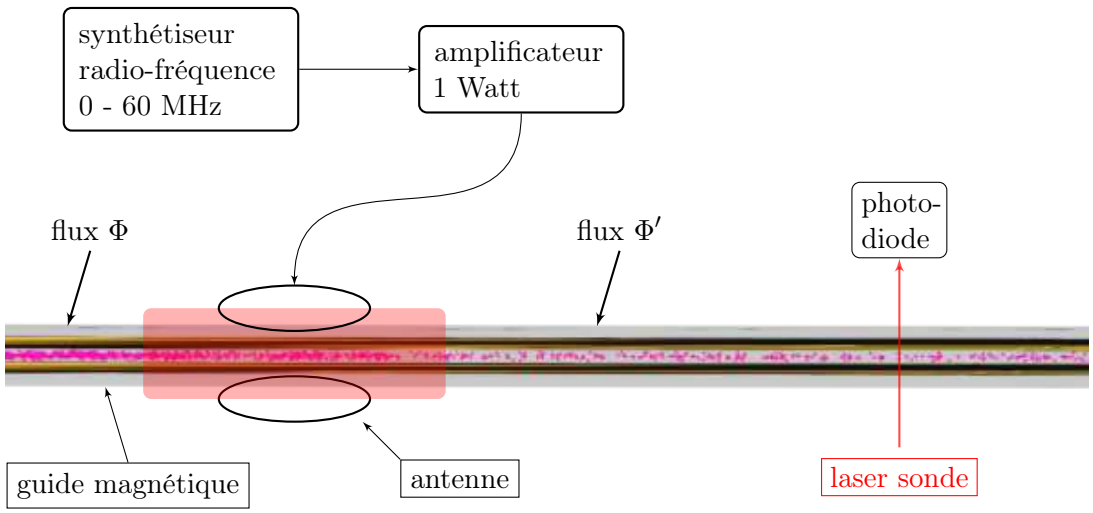


FIGURE 1.7 – Mise en œuvre du protocole de mesure de la température transverse. Un synthétiseur fournit une radio-fréquence ν_{rf}. Cette onde est alors amplifiée jusqu'à une puissance de l'ordre du Watt. L'antenne disposée sur le guide magnétique permet de diffuser localement l'onde sur les atomes piégés. Il faut noter que la portée de cette antenne au niveau du guide est d'environ 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 sous-section 1.3.1. Notons 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.

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, 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, le taux de collisions élastiques le plus élevé obtenu est $\gamma_{\mathrm{c}} \approx 5\,\mathrm{s}^{-1}$. La portée ΔZ_{ant} d'une antenne radio-fréquence est typiquement de 20 cm. En considérant une vitesse du jet typique $\overline{v_z} = 60\,\mathrm{cm/s}$, le nombre de collisions durant la traversée de la zone de filtrage est donc estimé par :

$$\frac{\gamma_{\mathrm{c}}\,\Delta Z_{\mathrm{ant}}}{\overline{v_z}} < 2 \text{ collisions}\,.$$

Dans ces conditions, des simulations numériques Monte-Carlo ont montré que cette technique de mesure de température reste très fiable [10].

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

10. Avec $N_{\mathrm{c}} = 12$, la température est surestimée de près de 20%.

ne correspond plus à une surface équipotentielle. Cette hypothèse est raisonnable dans le cas de notre configuration expérimentale (on se reportera à la thèse de T. Lahaye [47] 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 $m\,g$ à $\mu b'$. Dans le cas du ^{87}Rb dans le sous-niveau Zeeman $|F = 1, m_{_F} = -1\rangle$, l'égalité de ces deux forces est obtenue pour un gradient :

$$b' = \frac{m\,g}{\mu} \approx 30\,\mathrm{G/cm}\,.$$

Or, dans nos expériences, le gradient transverse de champ magnétique auquel sont soumis les atomes est plus 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. Dans cette section nous allons montrer qu'il est 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 afin de modifier les caractéristique du jet. C'est le principe mis en œuvre lors du refroidissement par évaporation forcée d'un nuage atomique.

Une étude détaillée de l'évaporation forcée du jet atomique est menée dans le chapitre 4 de la thèse de T. Lahaye [47] 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 ν_{rf}, ainsi qu'un laser sonde pour mesurer les variations de flux $\varphi(\nu_{\mathrm{rf}})$.
- 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.

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

Le filtrage de certaines classes de trajectoires atomiques au sein du jet 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 les références [47, 66].

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 étant notée $\overline{\mathcal{E}}$, 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 $\overline{\mathcal{E}'}$, sont déduits de la manière décrite dans la sous-section 1.3.2,
- un temps arbitrairement long après le filtrage, le jet étant 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 hyperbolique. 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).

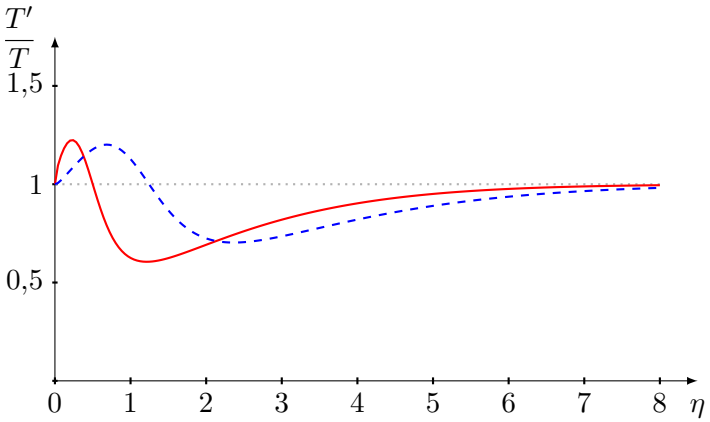


FIGURE 1.8 – Variations relatives T'/T de la température du jet après une zone de filtrage radio-fréquence de paramètre η, et une rethermalisation complète. La courbe est représentée dans les deux cas limites d'un confinement transverse harmonique, $\alpha \gg 1$ (trait plein), et d'un confinement transverse linéaire $\alpha \ll 1$ (trait tireté). 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 $\eta \gg \eta_{\text{lim}}$, les atomes éliminés du jet possèdent une grande énergie mécanique, supérieure à l'énergie moyenne $\overline{\mathcal{E}}$. L'énergie moyenne par atome $\overline{\mathcal{E}'}$ 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, $T'/T = 1$.

Sur la figure 1.8, on constate qu'il est possible 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,
- le taux de collisions élastiques γ_c.

La figure 1.9 représente les variations attendues ${\rho_0}'/\rho_0$ et ${\gamma_c}'/\gamma_c$ de ces deux grandeurs, dans les deux cas limites $\alpha \gg 1$ et $\alpha \ll 1$.

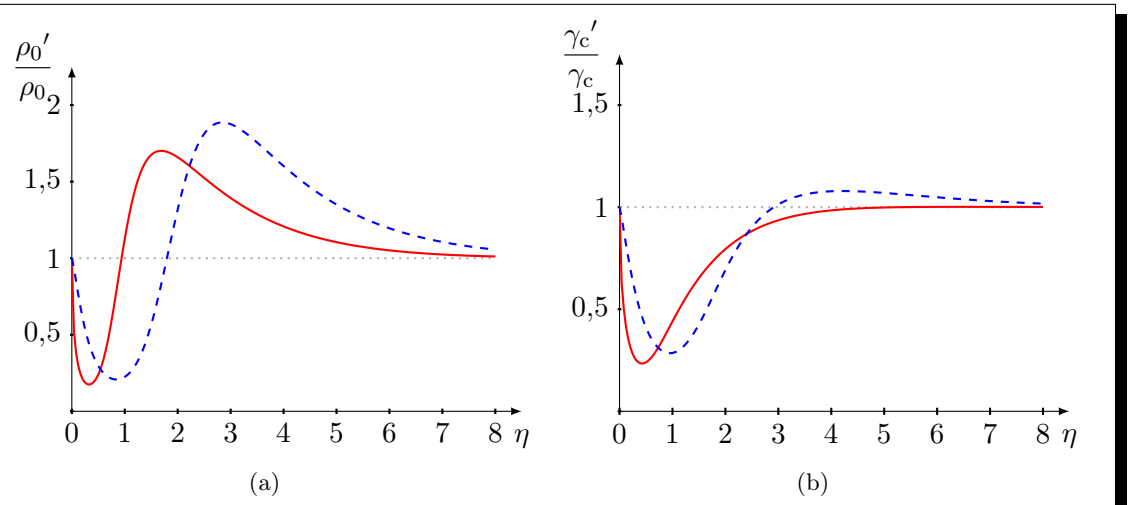


FIGURE 1.9 – Courbes représentant les variations relatives (a) de la densité dans l'espace des phases à une particule ${\rho_0}'/\rho_0$ sur l'axe z ; (b) du taux de collisions élastiques ${\gamma_c}'/\gamma_c$ ***après une zone de filtrage radio-fréquence*** de paramètre η, et une rethermalisation complète. 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 tireté).

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 harmonique [11]. Le confinement transverse linéaire semble être 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 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 [12].

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

12. Dans ces conditions, l'enchainement de 5 zones d'évaporation conduirait théoriquement à une réduction du taux de collisions élastiques par facteur 1000.

Remarque

L'impossibilité d'augmenter le taux de collisions élastiques γ_c dans le cas du potentiel harmonique est propre au caractère bidimensionnel du confinement [64, 67]. Il est tout à fait possible d'augmenter le γ_c 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.
L'utilisation d'un potentiel 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 $\alpha > 1$.

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_c de collisions élastiques entre atomes. Pour plus d'information, on consultera avec intérêt les références [66, 64] [13].

Une manière d'augmenter le nombre de collisions élastiques au sein du jet atomique est de mettre en place une section pentue dans le guide magnétique. Sur notre dispositif expérimental, on atteint grâce à ce procédé $N_c = 20$. L'utilisation de plusieurs zones d'évaporation est alors envisageable, dans le but d'obtenir un gain significatif en densité dans l'espace des phases.

Dispositif à 11 zones d'évaporation

Sur notre dispositif expérimental, 11 zones d'évaporation ont été placées le long du guide magnétique (voir la figure 1.10). 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.

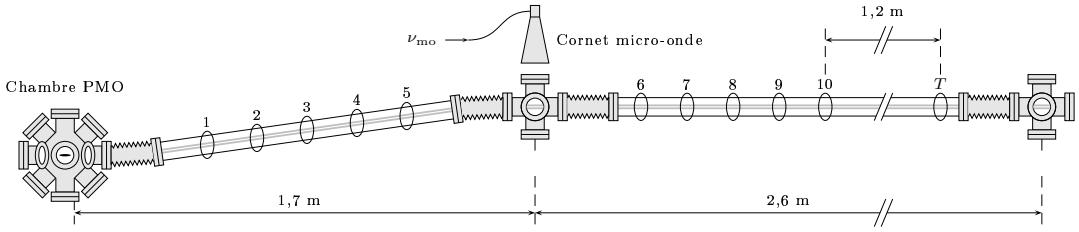


FIGURE 1.10 – Disposition des antennes radio-fréquence (représentées par des ellipses numérotées de 1 à 10) et du cornet micro-onde utilisés pour produire l'enchainement de zones d'évaporation du jet atomique. Des connexions en acier permettent de joindre les deux sections du tube de verre entourant 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 qui détermine la température (antenne notée T).

13. Un point remarquable est détaillé ces deux articles. Celui-ci a initialement été mis en évidence dans la référence [68] : la dynamique du retour à l'équilibre thermodynamique dépend de manière notable de la géométrie du potentiel. Ainsi, dans un potentiel de confinement 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.

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 des transitions entre sous-niveaux hyperfins. Pour plus de détails, on pourra se reporter à la thèse de T. Lahaye [47]. 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 ν_{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 ultra-vide. On peut donc utiliser cette technique pour effectuer l'évaporation 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).

Gain en densité dans l'espace des phases

La figure 1.11 montre les spectres de filtrage radio-fréquences 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.

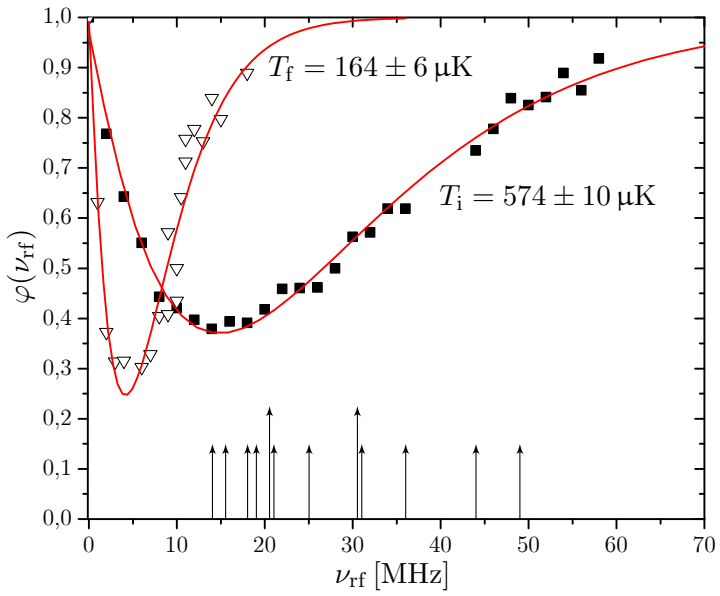


FIGURE 1.11 – Spectre de filtrage radio-fréquence permettant de déterminer les caractéristiques du jet atomique guidé magnétiquement dans les deux cas du jet non-refroidi (c'est-à-dire sans les antennes d'évaporation représentées sur la figure 1.10) et du même jet mais ayant traversé les 11 zones d'évaporation. Les flèches représentent les radio-fréquences utilisées par les antennes. 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 $T_\text{i} = 574 \pm 10\,\mu\text{K}$. Après retour à l'équilibre thermodynamique le spectre de filtrage est beaucoup moins large, traduisant le fait que la température est plus faible : $T_\text{f} = 164 \pm 6\,\mu\text{K}$

Les données expérimentales représentées sur la figure 1.11, ainsi qu'une mesure du flux atomique permettent d'effectuer le bilan dans l'encadré ci-dessous :

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

Nous démontrons ainsi un gain en densité dans l'espace des phases à une particule d'un facteur $10{,}4^{+4,1}_{-3,0}$.

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 sur ρ_0 supérieur à 1 ordre de grandeur. En effet l'utilisation du refroidissement par évaporation forcée sur une expérience typique de condensation de Bose-Einstein permet 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 $N_c \approx 20$ 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
- le guide ayant une longueur finie, le temps alloué pour réaliser l'évaporation est limité par le ***temps de propagation***. En pratique nous disposons d'environ 6 s.
- le ***confinement purement transverse*** rend le processus d'évaporation moins efficace que dans le cas d'un piégeage tridimensionnel [14].

1.5.2 Nécessité de développer de nouveaux outils

Dans ce chapitre nous avons décrit le dispositif expérimental qui nous a 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

14. Comme nous l'avons souligné, il est en particulier impossible d'observer un emballement de l'évaporation dans un potentiel de confinement transverse harmonique.

physique qui nous limite est en fait le nombre moyen N_c 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 $N_c \approx 200$), le régime de dégénérescence quantique serait alors accessible. La figure 1.12 montre l'évolution du nombre de collisions N_c lors des différentes évolutions du dispositif expérimental.

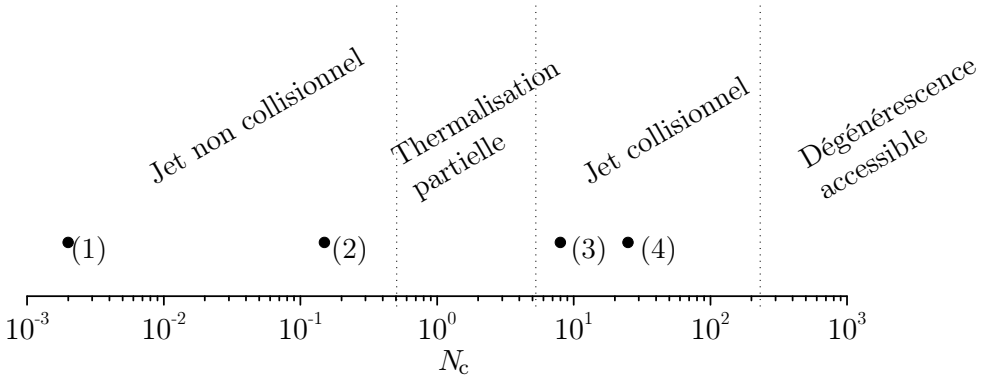


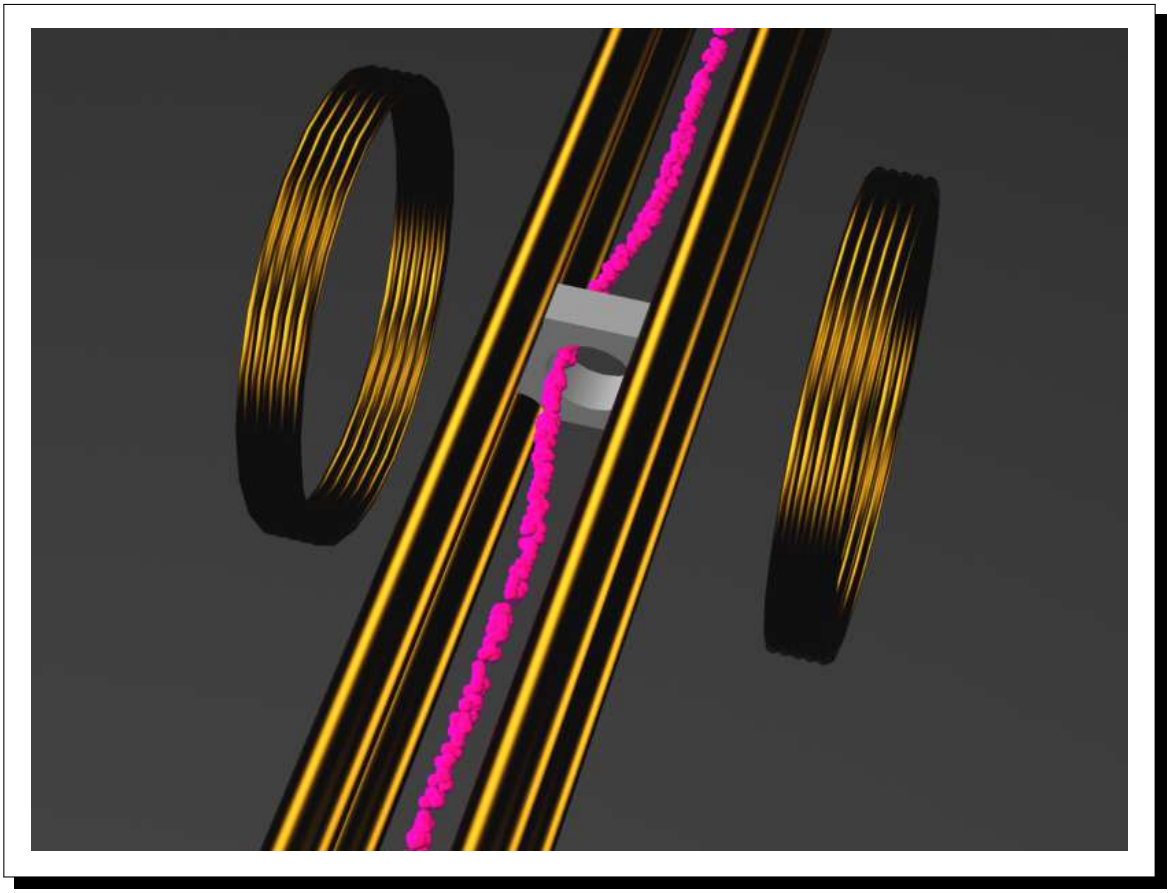
FIGURE 1.12 – Représentation de l'évolution du nombre de collisions élastiques N_c subies en moyenne par chaque atome au cours de sa propagation le long du guide magnétique. Les différentes étapes chronologique, dans le cadre de notre expérience, sont représentée par des points : (1) en 2002 [57], (2) en 2003 [58], (3) en 2004 [69], (4) en 2005 [38].

La plupart des chapitres de ce manuscrit de thèse sont dédiés à l'étude de différentes possibilités visant à contrecarrer les trois difficultés mentionnées dans l'encadré de la page précédente :

- 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, contrairement à 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 4 traite du transport des paquets atomiques dans un train de pièges de Ioffe-Pritchard. Le fait de préserver momentanément (sur le premier mètre du guide) un piégeage tridimensionnel permet de conserver un taux de collisions élastiques élevé et de rendre l'évaporation plus efficace.
- le chapitre 5 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 des paquets atomiques, nous pouvons espérer produire un jet atomique ultra-froid dont les caractéristiques initiales seraient plus favorables pour mener à bien le refroidissement par évaporation forcée.

Chapitre 2

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



Sommaire

2.1 Mise en œuvre 38
2.1.1 Principe de la méthode 39
2.1.2 Adaptation de la technique à un jet magnétiquement guidé 40
2.1.3 Déviation du jet à l'aide d'une paire de bobines 42
2.2 Résultats expérimentaux 43
2.2.1 Échauffement dû à la déviation du jet 43
2.2.2 Variation du flux atomique 44
2.2.3 Gain en densité dans l'espace des phases à une particule 45
2.3 Dimensionnalité de l'évaporation 46
2.4 Interprétation des résultats 48
2.4.1 Simulations numériques 48
2.4.2 Variation du flux atomique 49
2.4.3 Gain en densité dans l'espace des phases à une particule 50
2.4.4 Gain en taux de collisions élastiques 52
2.5 Déviation du jet à l'aide d'aimants permanents 53
2.5.1 Mise en œuvre 53
2.5.2 Calibration du champ magnétique produit par les aimants 54
2.5.3 Variation du flux atomique 55
2.6 Conclusion 55

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 radio-fréquences 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 spatial ***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 par adsorption sur 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 [46]. Ces travaux montrent 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 conducteur [1].

1. 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 [46, 70].

Pour une surface en cuivre, excellent conducteur, les pertes commencent à se faire ressentir à une distance d'environ 200 µm. En revanche, l'utilisation d'une surface de silicium permet de d'éliminer selectivement les atomes par contact avec la surface afin de mener à bien l'évaporation, éventuellement jusqu'au régime de dégénérescence quantique [70].

Cette section expose le principe de cette technique, ainsi que sa 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 élevée et sont la trajectoire atteint la surface d'un solide placé à proximité du piège. Au contact de celle-ci, les atomes sont éliminés [2] du piège (voir la figure 2.1).

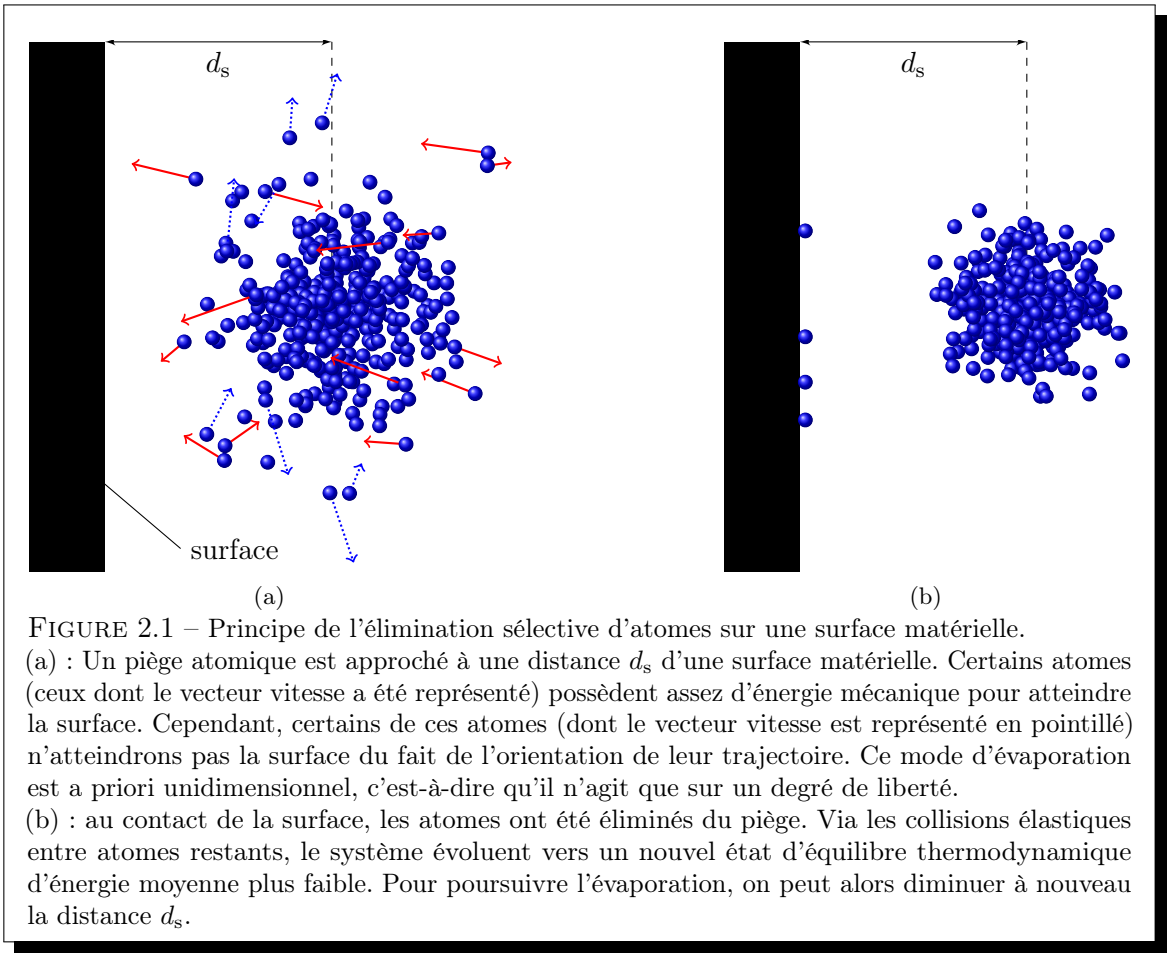


FIGURE 2.1 – Principe de l'élimination sélective d'atomes sur une surface matérielle.
(a) : Un piège atomique est approché à une distance d_s d'une surface matérielle. Certains atomes (ceux dont le vecteur vitesse a été représenté) possèdent assez d'énergie mécanique pour atteindre la surface. Cependant, certains de ces atomes (dont le vecteur vitesse est représenté en pointillé) n'atteindrons pas la surface du fait de l'orientation de leur trajectoire. Ce mode d'évaporation est a priori unidimensionnel, c'est-à-dire qu'il n'agit 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. 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 ($\approx 300\,\mathrm{K}$), 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.

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).

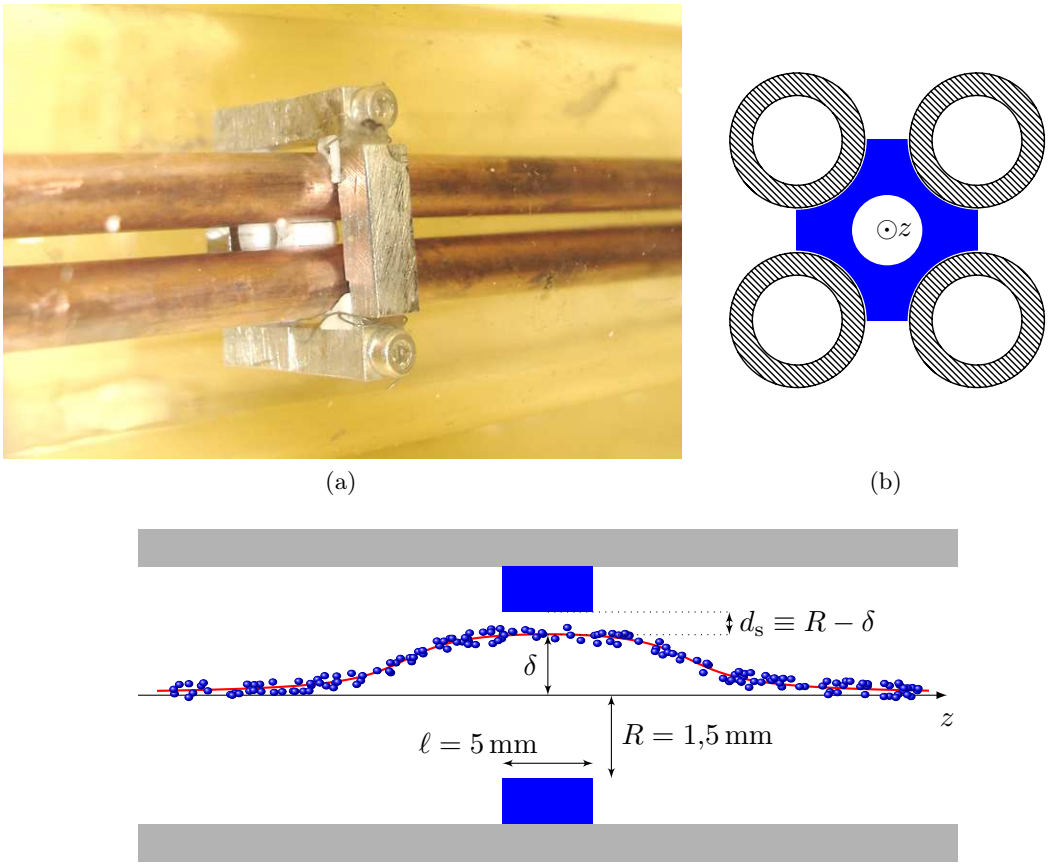


FIGURE 2.2 – Afin de maintenir les quatre tubes de cuivre à une distance donnée les uns des autres, des pièces de céramique sont réparties environ tous les 40 cm le long du guide. La photographie (a) représente l'une de ces pièces à l'intérieur du tube de verre dans lequel règne un vide poussé. Le schéma (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 $\ell = 5\,\text{mm}$. Le trou central de rayon $R = 1{,}5\,\text{mm}$ permet au jet atomique de se propager suivant l'axe z du guide. Le schéma (c) montre, vu de dessus, 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 jet peuvent être éliminés.

R ℓ δ

Les pièces de céramique sont réparties environ tous les 40 cm tout au long du guide et comportent un trou central de rayon $R = 1{,}5\,\text{mm}$ au centre duquel passe le jet d'atome froids. L'extension longitudinale (selon l'axe z) de ces pièces est de $\ell = 5\,\text{mm}$. 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 (voir la figure 2.2c).

Rappel sur le guide magnétique

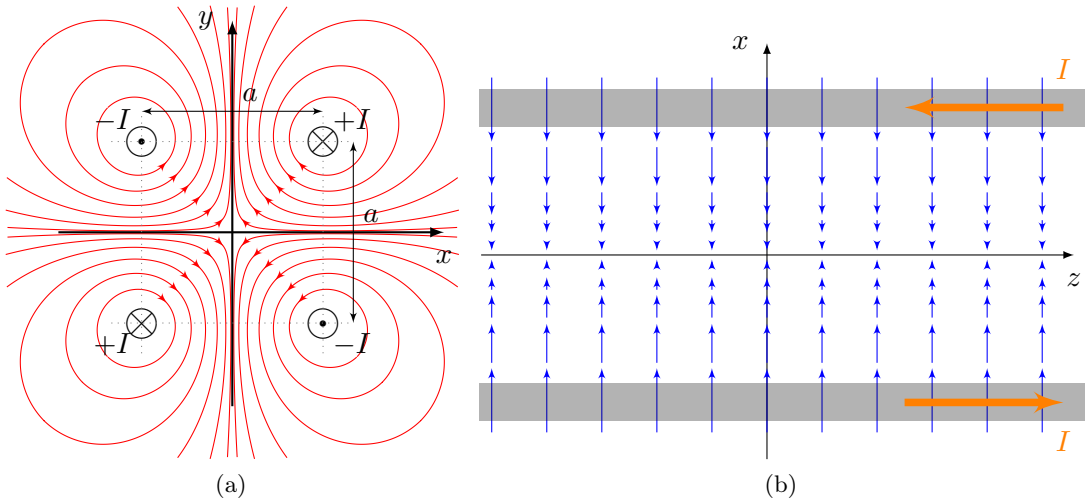
Avant toute chose, rappelons que les quatre tubes de cuivre du guide produisent une configuration quadrupolaire de champ magnétique. Celle-ci se caractérise par une valeur minimale du champ tout au long de l'axe z du guide. C'est autour de cette ligne que les atomes piégés dans l'état $|F = 1, m_F = -1\rangle$ orbitent durant leur propagation. Rappelons ici l'expression du vecteur champ magnétique produit au voisinage de l'axe z du guide (voir page 11) :

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

où $b' \approx 800\,\mathrm{G/cm}$ est le gradient transverse de champ magnétique produit par le guide et $B_0 \approx 1\,\mathrm{G}$ est le champ uniforme longitudinal que nous ajoutons afin de minimiser les pertes par retournement de spin (voir page 14).

> **Remarque**
>
> Dans tout ce chapitre, la température typique du jet atomique est de l'ordre de $600\,\mu\mathrm{K}$. Dans ces conditions, et comme nous l'avons vu dans la sous-section 1.1.1, le potentiel de confinement transverse "*ressenti*" par les atomes est alors essentiellement linéaire (le 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 champs dans le plan horizontal (x, z) contenant l'axe z du guide.



(a) (b)

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 champs 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

Cette sous-section décrit l'une des deux méthodes que nous avons utilisées afin de dévier la trajectoire du jet. L'autre méthode (faisant intervenir des aimants permanents) fait l'objet de la section 2.5 en fin de ce chapitre.

$B_\perp$

Pour décaler la ligne qui correspond, à un minimum de module du champ magnétique, il suffit de superposer localement un champ $B_\perp$ 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 moduler la composante longitudinale du champ magnétique (selon l'axe du guide). Nous verrons en effet dans le chapitre 3 que cela aurait pour effet de produire une barrière de potentiel le long de l'axe du guide.

Nous utilisons deux bobines de rayon 4,5 cm et réalisées avec 107 tours de fil de cuivre de 1,8 mm de diamètre. Comme le montre la figure 2.4, 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.

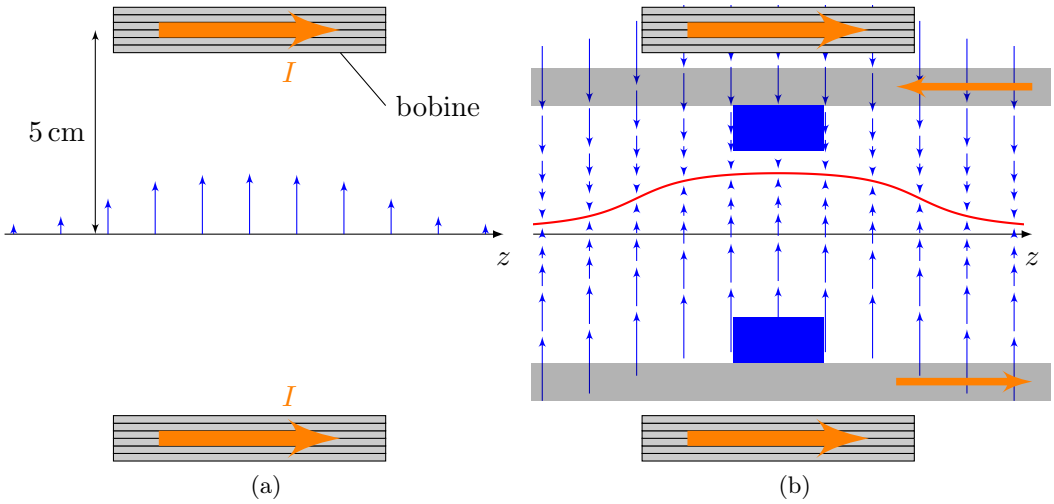


FIGURE 2.4 – Représentation de l'effet de la superposition d'un champ magnétique transverse sur le champ du guide. (a) : dessins de quelques vecteurs champ pris le long de l'axe z, en ne considérant que les bobines positionnée symétriquement autour de l'axe du guide. (b) : représentation schématique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

La configuration à deux bobines (qui rappelle une configuration Helmholtz) est parfaitement adaptée à nos besoins puisque le champ produit est purement transverse[3] en tout point de l'axe z du guide magnétique.

3. 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 toutes les expériences décrites dans ce chapitre, le gradient transverse de champ magnétique fourni par le guide est égal à $b' = 800\,\mathrm{G/cm}$. 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 $9\,\mathrm{G/A}$.
En terme de courant parcourant les bobines, l'amplitude δ de la déviation du jet atomique est donnée par l'équation 2.1 :

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

Le courant nécessaire pour dévier la trajectoire moyenne jusqu'au bord de la céramique (de rayon $R = 1{,}5\,\mathrm{mm}$) est de $13\,\mathrm{A}$.

Notons que même pour un tel courant, la composante longitudinale du champ le long de la trajectoire déviée reste très faible (inférieure à $1\,\mathrm{G}$). Nous verrons dans le chapitre 3 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 selon 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 du jet,
- la variation de température du jet qui en résulte, après la rethermalisation via les collisions élastiques entre atomes.

À 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 de la déviation du jet sur sa température. Le jet est en effet entrainé latéralement lors de son mouvement vers le bord de la céramique et les oscillations induites dans le potentiel de confinement transverse peuvent induire un échauffement par un effet de *mélange non-linéaire*[4].

4. Le mélange non-linéaire est illustré dans le chapitre 5, page 147.

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 pour permettre une éventuelle rethermalisation [5]. En l'absence de déviation ($\delta = 0$) nous mesurons la température du jet à $T = 630 \pm 15\,\mu\text{K}$. En présence d'une déviation importante, d'amplitude $\delta = 2\,\text{mm}$, nous mesurons $T = 620 \pm 17\,\mu\text{K}$.

Il n'y a donc pas de chauffage notable dû à la déviation du jet atomique, tout du moins pour la gamme de températures 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 [6] :

$\Phi(\delta)$

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

φ

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'axe z.

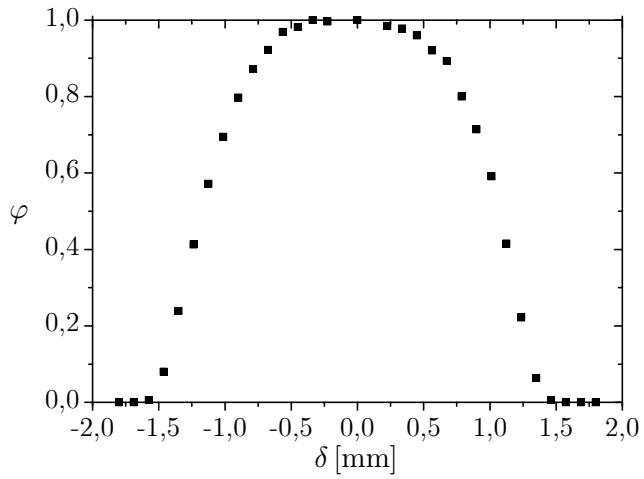


FIGURE 2.5 – Mesures représentant le rapport $\varphi \equiv \Phi(\delta)/\Phi(0)$ des flux traversant la pièce en céramique avec et sans déviation, en fonction de l'amplitude δ de la déviation hors de l'axe z (selon l'axe x). Les valeurs négatives de δ se rapportent à une déviation dans l'autre sens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

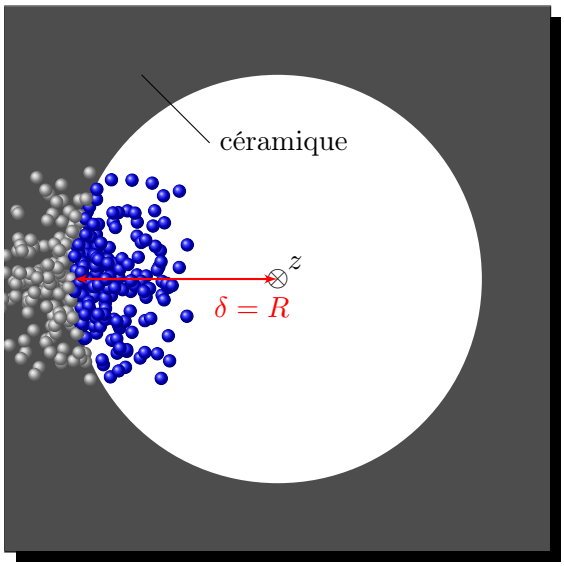
5. La température du jet est mesurée par la technique décrite dans la section 1.3.2 page 24.
6. Nous utilisons la technique décrite dans la section 1.3.1 page 23.

Il est intéressant de discuter 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 $\delta \approx R = 1{,}5\,\text{mm}$, c'est-à-dire si celle-ci devient tangente à 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 y être éliminés 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 $1\,\text{m/s}$. 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. Sur le schéma ci-contre, qui représente une vue selon l'axe z, les atomes éliminés sont grisés. On s'attendrait donc à conserver environ la moitié des atomes (voir la figure 2.7 page 49).



Application numérique

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

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

Lorsqu'une partie des atomes les plus énergétiques du jet a été éliminée sur la pièce de céramique, il s'en suit un retour vers un nouvel état d'équilibre thermodynamique[7]. 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 $3\,\text{m}$ 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 $T(0) = 650\,\mu\text{K}$.

Le tableau page suivante présente, pour différentes amplitudes δ de déviation, quelques mesures expérimentales de rapports de températures $T(\delta)/T(0)$, ainsi que les rapports de flux atomiques $\varphi = \Phi(\delta)/\Phi(0)$ qui y sont associés.

7. 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.

Ces deux données nous permettent de calculer [8] les gains correspondants 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 l'axe du jet atomique :

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

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.

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*** [46] puisqu'il n'élimine les atomes qu'en fonction de l'un de leurs degrés de liberté en position [9] (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 3,4 [66]. Cette section a pour but de montrer pourquoi cette technique d'évaporation peu en fait aisément être rendue ***bidimensionnelle***.

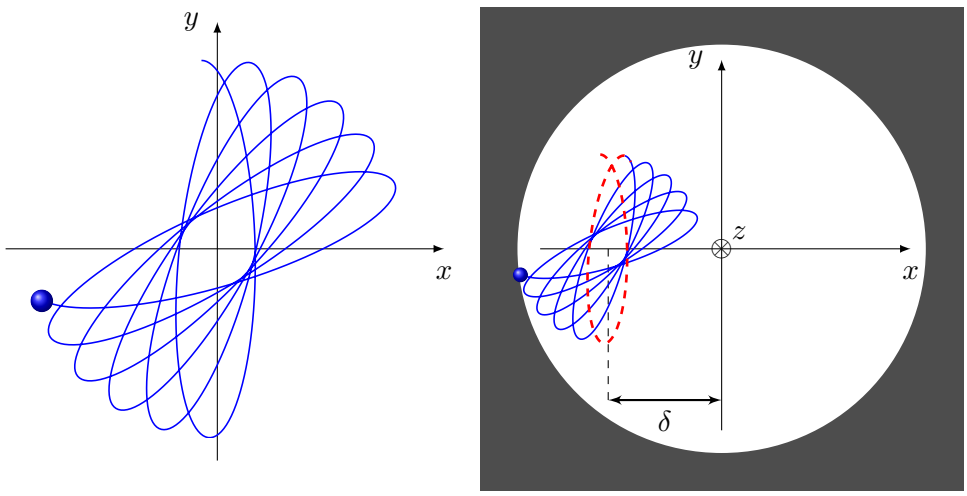
Redistribution de l'énergie mécanique transverse dans le potentiel de confinement transverse hyperbolique

Rappelons que le potentiel de confinement 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) du fait que la trajectoire "*pivote*".

8. voir l'équation 1.6b page 16.

9. En toute rigueur, sur notre dispositif expérimental, la surface interne de la céramique n'agit pas que sur un seul degré de liberté (suivant l'axe x). En effet, celle-ci n'est pas une surface plane [46], mais cylindrique. Elle agit donc aussi sur l'autre degré de liberté transverse (suivant l'axe y dans notre cas).

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.



(a) (b)

FIGURE 2.6 – Représentation d'une trajectoire atomique typique projetée dans le plan (x, y).
(a) : Le potentiel de confinement transverse non-harmonique fourni 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 pénètre dans le trou de la pièce de céramique, sa trajectoire peut initialement ne pas atteindre la surface (partie rouge tiretée de la trajectoire). En effet, son énergie mécanique est essentiellement répartie selon la direction y. Cependant, au fil des oscillations, la trajectoire pivote et peut finir par atteindre la surface.

C'est cette redistribution au fil du temps de l'énergie mécanique sur différentes directions du plan (x, y) qui peut rendre le processus d'évaporation presque aussi efficace que s'il était bidimensionnel. Il faut pour cela que les atomes restent suffisamment longtemps au niveau de la pièce de céramique.

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 $\ell = 5\,\text{cm}$ (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 liée à l'anharmonicité du potentiel de confinement transverse. Dans le cas d'un piégeage harmonique, les trajectoires sont toujours fermées, de forme elliptique. Nous avons montré dans la sous-section 1.1.1 que la forme du potentiel auquel sont soumis les atomes dépend du facteur α défini à la page 14. Ainsi dans la perspective d'abaisser de plus en plus la température ($\alpha \ll 1$), nous finirons toujours par atteindre la limite d'un potentiel harmonique, et donc par annuler l'effet de bidimensionnalité décrit 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 disposer d'une modélisation du problème. Cependant, dans le cas de l'évaporation du jet sur nos pièces de 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'axe z (contrairement au cas dans la sous-section 1.3.2 pour le filtrage radio-fréquence).
- Le potentiel de confinement 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 au voisinage de 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 des 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 [71] pour calculer la trajectoire des atomes. Mentionnons que la simulation ***ne tient pas compte des collisions élastiques entre atomes***. Nous justifions cette simplification par le fait que les atomes restent au voisinage de la pièce de céramique pendant typiquement 5 ms (voir page 45), alors que le taux de collisions élastiques par atome est seulement de l'ordre de $10\,\mathrm{s}^{-1}$.

Les positions et vitesses initiales des atomes sont tirées aléatoirement par la méthode de réjection [72] de manière à reproduire les grandeurs physiques qui caractérisent notre jet atomique, et que nous déterminons expérimentalement :

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

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 $R = 1{,}5\,\mathrm{mm}$, de longueur $\ell = 5\,\mathrm{mm}$ et dont l'axe est excentré d'une distance δ par rapport à la trajectoire moyenne du jet, est considérée comme étant éliminée.

2.4.2 Variation du flux atomique

La figure 2.7 représente les données expérimentales de la figure 2.5 (page 44) ainsi que le calcul de φ obtenu par la simulation numérique.

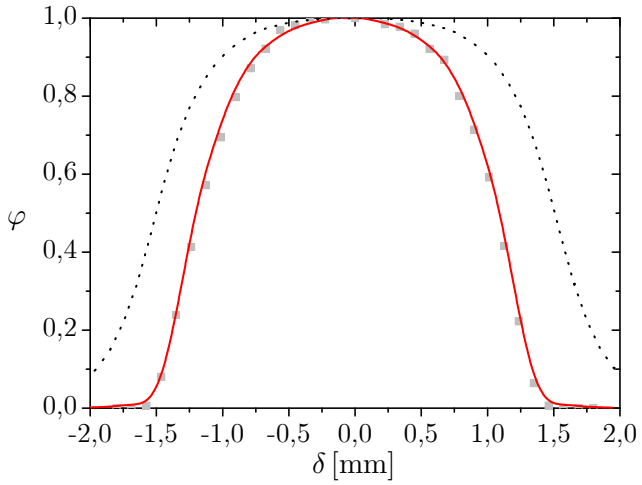


FIGURE 2.7 – Représentation des variations du flux atomique en fonction de l'amplitude δ de la déviation. Les données expérimentales de la figure 2.5 (page 44) sont représentées par des carrés grisés. Les résultats de la simulation pour la fraction $\varphi \equiv \Phi(\delta)/\Phi(0)$ sont représentés 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*** ($\ell = 10\,\mu\text{m}$). 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 $\delta = R = 1{,}5\,\text{mm}$, environ la moitié des atomes sont éliminés.

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***.

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 suffisamment énergétiques pour que leurs trajectoires s'éloignent de plus de $R = 1{,}5\,\text{mm}$ de l'axe du guide. On s'attend à voir disparaître 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 ont été mesurées expérimentalement. Il n'y a donc aucun paramètre ajustable, si ce n'est l'efficacité d'évaporation, que nous avons supposée de 100%.

> Remarque
>
> En fait, 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 constaté que la pièce en céramique que nous utilisons pour nos expériences possède un trou désaxé de 40 µm par rapport à l'axe du guide magnétique.

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

Intéressons nous maintenant à l'évolution des caractéristiques du jet après la traversée de la pièce de céramique. La simulation ne tient 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 effectuer un simple bilan d'énergie afin de déduire le gain G_{cer} en densité dans l'espace des phases à une particule :

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

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

La simulation permet de nous intéresser à des situations pour lesquelles 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 $\ell = 10\,\mu\text{m}$, $\ell = 5\,\text{mm}$, $\ell = 10\,\text{mm}$ et $\ell = 100\,\text{mm}$.

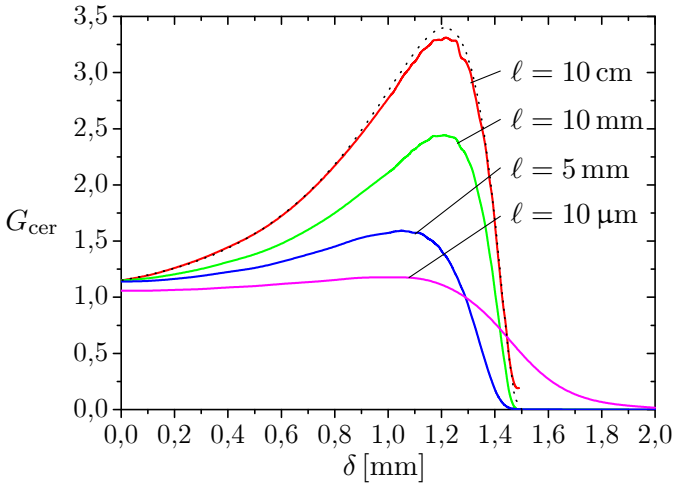


FIGURE 2.8 – Représentation des résultats de la simulation numérique pour le gain en densité dans l'espace des phases à une particule G_{cer} en fonction de la distance δ de déviation. Les différentes courbes correspondent à différentes longueurs de la pièce de céramique. On voit bien le caractère bidimensionnel de l'évaporation qui se manifeste avec l'augmentation de la longueur ℓ, comme mentionné en section 2.3 (la ligne pointillée correspond précisément à une évaporation bidimensionnelle parfaite).

Interprétation des résultats de la simulation numérique

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 $\ell = 10\,\text{cm}$, on atteint quasiment les performances d'un processus d'évaporation à 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 ($\approx +15\%$) du fait du passage dans la pièce de céramique. Ceci est la conséquence, comme nous l'avons noté dans la remarque page 49, de l'élimination d'atomes suffisamment énergétiques pour qu'ils s'éloignent de plus de $R = 1{,}5\,\text{mm}$ de l'axe z du guide (le flux atomique est réduit d'environ 4%).
- toutes les courbes (sauf pour $\ell = 10\,\mu\text{m}$) convergent, quand $\delta \to 0$, vers la même valeur ($\approx 1{,}15$) qui correspond aussi à celle obtenue pour une évaporation parfaitement bidimensionnelle. Ceci est prévisible dans la mesure où, si $\delta = 0$, 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 $\ell = 10\,\mu\text{m}$ ne converge pas vers la même valeur que les autre quand $\delta \to 0$. 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 celle-ci. N'est alors éliminé qu'une partie des atomes énergétiques qui devraient l'être.
- ce dernier point est d'ailleurs souligné par le fait qu'en $\delta = R = 1{,}5\,\text{mm}$, la totalité des atomes semblent être éliminés pour $\ell \geqslant 5\,\text{mm}$, mais pas pour $\ell = 10\,\mu\text{m}$ (voir page 45).

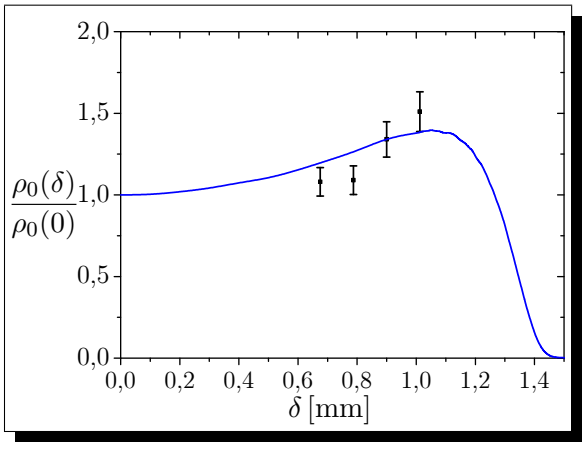
Comparaison aux résultats expérimentaux

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 des pièces de céramique sur le jet puisque celles-ci sont placées dans l'enceinte à vide et ne peuvent donc pas être retirées du dispositif expérimental.

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'autres termes, nous ne mesurons pas :

$$G_{\text{cer}} \equiv \frac{\rho_0(\delta)}{\rho_0\Big|_{\text{sans céramique}}}\,, \quad \text{mais} \quad \frac{\rho_0(\delta)}{\rho_0(0)}\,.$$

La figure ci-contre représente les résultats de la simulation numérique pour $\frac{\rho_0(\delta)}{\rho_0(0)}$ (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 environ. 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 ***cette*** 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 en effet pas le temps de rethermaliser 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 γ_c'/γ_c obtenu après rethermalisation, en considérant comme précédemment $\ell = 10\,\mu$m, $\ell = 5\,$mm, $\ell = 10\,$mm et $\ell = 100\,$mm.

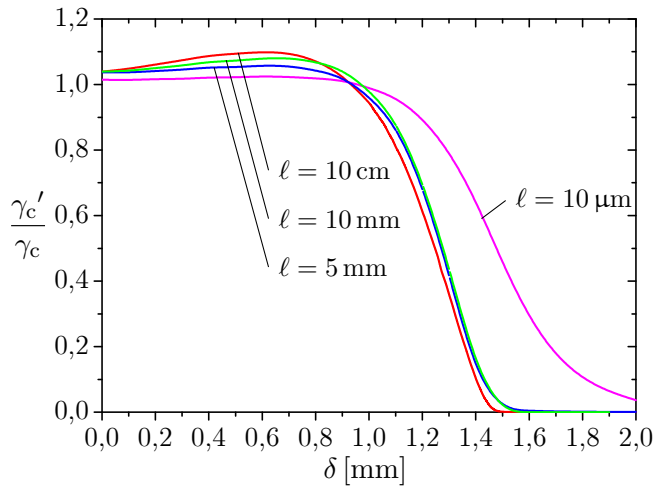


FIGURE 2.9 – Représentation des résultats de la simulation numérique pour le gain en taux de collisions élastiques γ_c'/γ_c en fonction de la distance δ de déviation. Les différentes courbes correspondent à différentes longueurs de céramique. Le caractère bidimensionnel de l'évaporation mentionné en section 2.3 permet d'augmenter substantiellement le taux de collisions élastiques.

Nous constatons sur la figure 2.9 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-bidimensionnelle. Cependant, pour obtenir les gains maximaux mentionnés ci-dessus (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) [64]. Notons que les remarques faites sur la figure 2.8 (page 51) sont aussi valables pour la figure 2.9.

La déviation du jet au niveau d'une pièce de céramique permet en principe d'augmenter significativement le taux de collisions élastiques, tout particulièrement si l'élimination est rendu bidimensionnelle. Rappelons toutefois (voir la sous-section 1.4.1) que ce point est directement lié au fait que le potentiel de confinement transverse n'est pas harmonique.

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 zones d'évaporation, ce dispositif souffre cependant de quelques défauts :

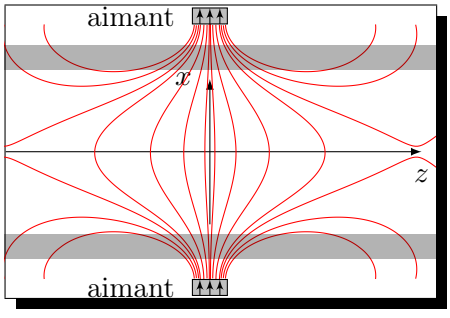
- l'encombrement spatial des bobines (d'environ 10 cm suivant l'axe du guide) rend difficile l'enchainement de zones d'évaporation,
- la fabrication d'un grand nombre de bobines peut rendre la mise en pratique fastidieuse,
- il est nécessaire de disposer d'autant de sources de courant stabilisées que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

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 œuvre est rapide (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. Tout comme nous l'avons 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). L'annexe E précise leurs caractéristiques. Deux aimants sont montés de manière symétrique, de part et d'autre du guide, au niveau de l'une des céramique. Les aimantations sont dirigées dans le même sens, suivant les x croissants dans notre cas. La figure ci-contre 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 (voir la figure 2.10). Nous pouvons ainsi faire varier D_{aim} sur une plage de 58 à 90 mm.

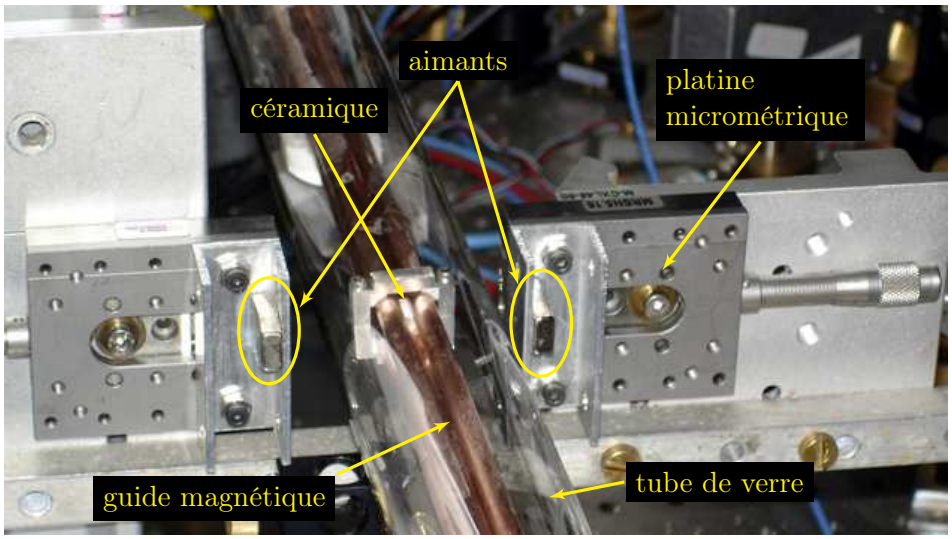
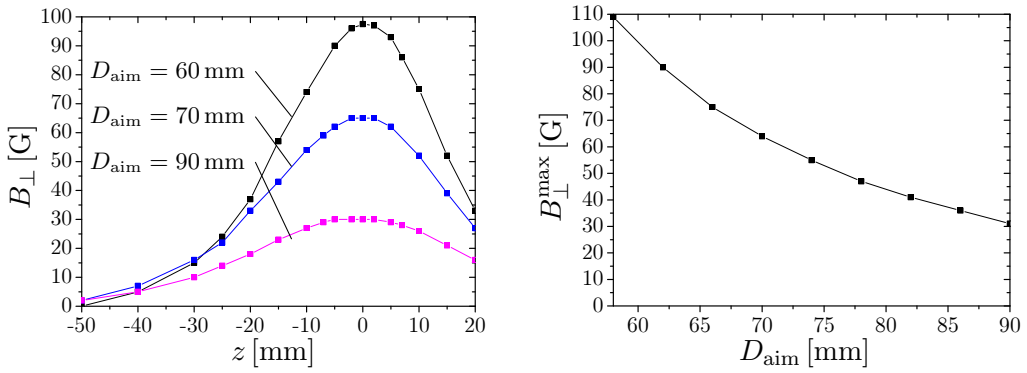


FIGURE 2.10 – (b) : photographie du dispositif expérimental permettant d'évaporer le jet atomique sur une pièce de céramique. On y voit une portion du guide magnétique sur laquelle se trouve l'une des pièces de céramique. De part et d'autre du guide, les deux platines de micro positionnement permettent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

2.5.2 Calibration du champ magnétique produit par les aimants

Afin de connaître précisément l'amplitude δ de la déviation du jet il est impératif de calibrer la valeur du champ magnétique transverse $B_\perp$ imposé par les aimants au voisinage de l'axe z du 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 en fonction de D_{aim}.



(a) (b)

FIGURE 2.11 – (a) : mesure du champ magnétique transverse $B_\perp$ produit par les 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 D_{aim} différent.
(b) : mesure du champ magnétique transverse $B_\perp^{\max}$ produit au niveau de la pièce de céramique en fonction de l'écart 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 42.

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'utilisation 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 témoigne de l'équivalence de ces deux méthodes.

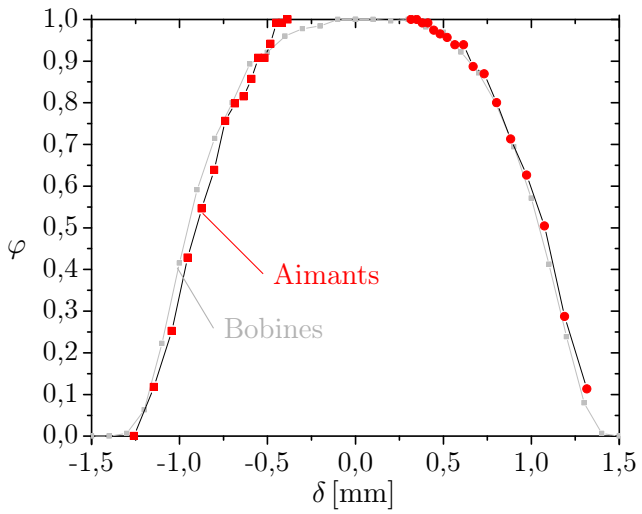


FIGURE 2.12 – Comparaison entre l'utilisation de bobines et l'utilisation d'aimants permanents. Nous représentons la réduction relative de flux atomique $\varphi \equiv \Phi(\delta)/\Phi(0)$ des flux traversant la pièce en céramique avec, et sans déviation, en fonction de l'amplitude δ de la déviation.
Les carrés grisés représentent les données de la figure 2.5 page 44 (utilisation de bobines).
Les ronds rouges correspondent aux mesures effectuées en déviant la trajectoire à l'aide d'aimants permanents. Le flux atomique sans déviation est mesuré en retirant le dispositif représenté sur la figure 2.10. Les valeurs négatives de δ se rapportent à une déviation dans l'autre sens et sont obtenues en inversant l'orientation du dispositif.

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 [46] 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 :

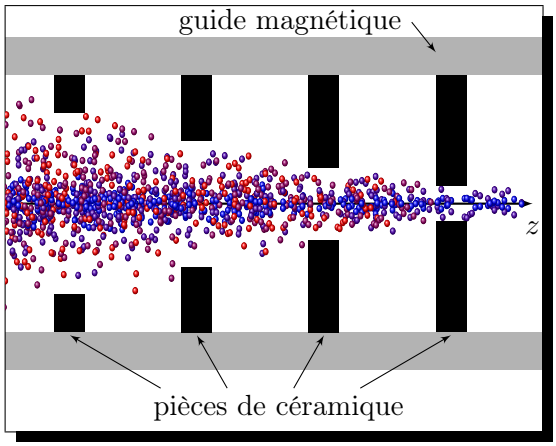
- l'une se basant sur l'utilisation de bobines,
- l'autre à base d'aimants permanents.

Ce processus d'évaporation peut, dans certaines conditions, être aisément rendu bidimensionnel et présente plusieurs avantages majeurs en comparaison de 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, soit 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'énorme avantage de produire une ***évaporation strictement bidimensionnelle***, quelles 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 serait difficile d'ajuster la géométrie du système. L'espacement et les diamètres des céramiques devraient alors être calculés à l'avance, pour des caractéristiques initiales du jet très précises (en termes de flux, température, vitesse moyenne, confinement).

Pour prolonger cette idée, pourquoi ne pas envisager l'optimisation et la miniaturisation de ce type de structure ? La figure 2.13 illustre l'utilisation d'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 liées à la portée d'une antenne radio-fréquence ou encore à l'encombrement de bobines.

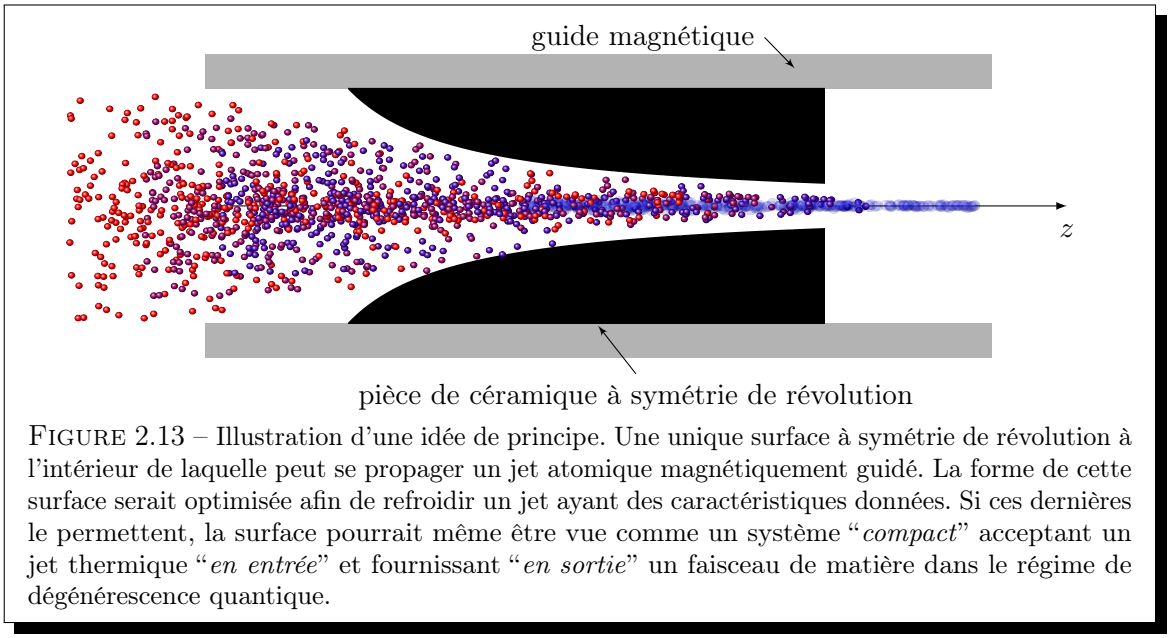


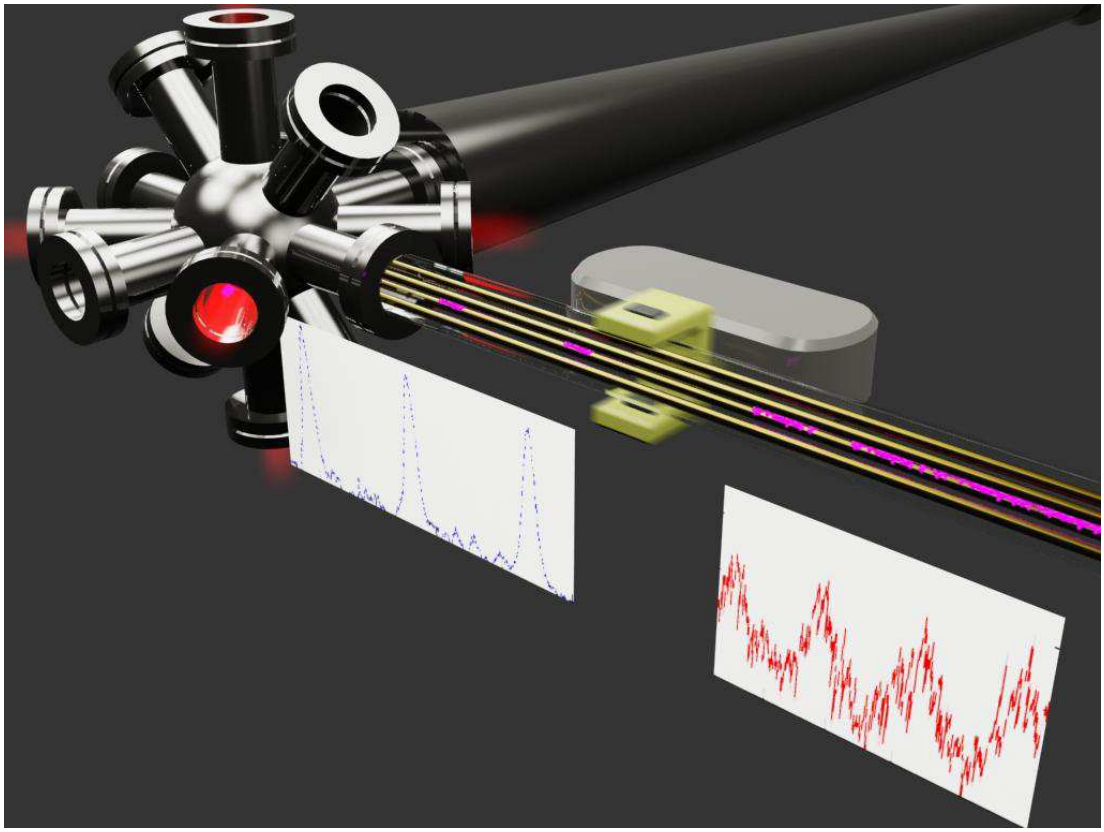
FIGURE 2.13 – Illustration d'une idée de principe. Une unique surface à symétrie de révolution à l'intérieur de laquelle peut se propager un jet atomique magnétiquement guidé. La forme de cette surface serait optimisée afin de refroidir un jet ayant des caractéristiques données. Si ces dernières le permettent, la surface pourrait même être vue comme un système "*compact*" acceptant un jet thermique "*en entrée*" et fournissant "*en sortie*" un faisceau de matière dans le régime de dégénérescence quantique.

Deuxième partie

Manipulation de paquets atomiques dilués

Chapitre 3

Réflexion d'un paquet atomique sur un miroir mobile



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 [40].

Sommaire

3.1 Introduction 60
3.2 Limites du ralentissement par une section pentue 61
3.3 Réflexion d'un paquet atomique sur un miroir mobile 62
3.3.1 Principe de la méthode 62
3.3.2 Modélisation simple de la collision avec un miroir mobile 62
3.3.3 Réflexion d'un paquet atomique 65
3.3.4 Évolution de la densité atomique dans le guide magnétique 67
3.4 Mise en œuvre expérimentale 68
3.4.1 Un miroir magnétique à aimants permanents 68
3.4.2 Disposition des aimants autour du guide magnétique 69
3.4.3 Potentiel "*ressenti*" par les atomes dans le guide magnétique 70
3.5 Mise en mouvement du miroir 72
3.5.1 Le convoyeur 73
3.5.2 Synchronisation du mouvement avec le reste de l'expérience 73
3.6 Résultats obtenus 74
3.6.1 Réflexion d'un paquet unique 74
3.6.2 Réflexions de paquets atomiques successifs 76
3.6.3 Paramètres pertinents à considérer pour la formation d'un jet . . . 78
3.7 Miroir mobile *"démoniaque"*, et théorème de Liouville 81
3.7.1 Augmentation de la densité moyenne dans l'espace des phases . . . 81
3.7.2 Miroir mobile ***"démoniaque"*** 84
3.7.3 Optimisation de la vitesse du miroir 84
3.7.4 Conclusion 87

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 :

- l'injection pulsée de paquets atomiques dans le guide magnétique 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).
- à 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 grâce à la mise en place d'une section pentue du guide magnétique. Cette technique souffre cependant d'un défaut majeur : le ralentissement et la compression linéique du jet atomique s'accompagnent d'un échauffement et d'une mise hors d'équilibre thermodynamique de celui-ci.

Ce chapitre présente le ralentissement de paquets atomiques injectés dans le guide magnétique par réflexion spéculaire sur un miroir magnétique mobile. Nous commencerons par souligne les limites liées à l'utilisation d'une section pentue comme moyen de ralentissement d'un jet atomique (voir l'annexe D). Après avoir introduit le principe de notre technique, et décrit la mise en œuvre expérimentale du miroir magnétique, nous présentons les résultats expérimentaux relatifs au ralentissement d'un paquet atomique. Finalement, nous discuterons nos résultats dans le contexte plus spécifique de l'utilisation de cette technique pour la formation d'un jet atomique ultra-froid et lent.

La fin de ce chapitre sera consacrée à l'étude d'un point particulier de ce procédé de ralentissement. Celui-ci rend en effet possible l'obtention d'un jet ayant une densité dans l'espace des phases plus élevée que ce que nous obtiendrions grâce à l'utilisation d'une section pentue. Ce point sera mis en regard du théorème de Liouville et nous amènera à considérer l'action du miroir mobile sur les paquets comme celle d'un *démon de Maxwell* (voir l'annexe B).

3.2 Limites du ralentissement par une section pentue

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 d'un potentiel indépendant du temps, la densité dans l'espace des phases reste constante le long de toute trajectoire. En d'autres termes, en suivant une particule dans son mouvement, la fonction de distribution dans l'espace des phases qui l'environne reste constante. Rappelons que (d'après l'expression 1.6b définie page 16) la densité dans l'espace des phases ρ_0 suivant l'axe du jet suit la relation de proportionnalité [1] :

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

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 :

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

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

1. Toutes autres choses étant égales par ailleurs et en considérant le potentiel de confinement transverse linéaire, c'est-à-dire avec le paramètre $\alpha = 0$.

mise hors d'équilibre du jet atomique

Précisons un point important relatif au fait que le jet gravit une pente. En écrivant l'expression 3.1, nous avons implicitement supposé que le jet est à l'équilibre thermodynamique de manière a pouvoir définir la température T. Il faut cependant remarquer le fait que la pente agit directement sur les degrés de liberté longitudinaux des atomes. L'annexe D détail un calcul unidimensionnel montrant que la dispersion de vitesse longitudinale du jet augmente au fur et à mesure que celui-ci progresse sur la section pentue.

3.3 Réflexion d'un paquet atomique sur un miroir mobile

3.3.1 Principe de la méthode

Le principe mis en œuvre pour mener à bien le ralentissement des paquets atomiques dans le guide magnétique rappelle qualitativement 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 [2]. À l'inverse, si la balle heurte un obstacle en mouvement (comme une raquette animée 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 [3].

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 [73]. Cette avancée fut à la source de beaucoup d'expériences dans les domaines de l'optique neutronique [74, 75].

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 [76].

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 nos données expérimentales.

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. Une moyenne d'ensemble sera ensuite effectuée pour déduire l'évolution d'un paquet atomique lors de la collision avec le miroir mobile.

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. Un tel potentiel, qui réfléchit instantanément la particule

2. On néglige tout effet dû à la rotation de la balle sur elle-même et aux frottements.

3. 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'impact, une partie ou la totalité de l'énergie cinétique de la balle est transmise à la raquette qui est alors projetée en arrière.

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_{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 $Z^{\mathrm{i}}_{\mathrm{m}} \equiv Z_{\mathrm{m}}(t = 0)$.
- $v(t)$ 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 $v^{\mathrm{i}}_{\mathrm{at}}$, sa vitesse finale (après collision) est $v^{\mathrm{f}}_{\mathrm{at}}$.
- t_{col} est l'instant de la collision.

V_{m} Z_{m} t_{col}

> **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.

La figure 3.1 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 :

$$v^{\mathrm{f}}_{\mathrm{at}} \equiv v(t > t_{\mathrm{col}}) = 2V_{\mathrm{m}} - v^{\mathrm{i}}_{\mathrm{at}} \,. \tag{3.2}$$

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_{col} est différent pour chaque atome du paquet, et la réflexion s'étend donc sur un laps de temps de l'ordre de $\mathcal{T}_{\mathrm{c}} \equiv \frac{\Delta_z}{\langle v^{\mathrm{i}}_{\mathrm{at}} \rangle - V_{\mathrm{m}}}$.

$\mathcal{T}_{\mathrm{c}}$

Une description rigoureuse de la dynamique d'évolution du paquet atomique lors de sa réflexion devrait faire intervenir l'effet éventuel des collisions entre atomes. Nous pouvons cependant les négliger à partir du moment où $\mathcal{T}_{\mathrm{c}}$ est petit devant le temps moyen entre deux collisions inter-atomiques. Dans nos expériences cette hypothèse est bien vérifiée.

À 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 la section 3.6.1). Nous considérons donc la fonction de distribution initiale dans l'espace des phases à une particule :

$$f_i(z, v) \equiv C \exp\left(-\frac{m}{2\, k_{\mathrm{B}}\, T^{\mathrm{i}}_z} \left(v - v_{\mathrm{inj}}\right)^2 \right) \times \delta\big[z\big] \;, \tag{3.3}$$

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.

v_{inj}

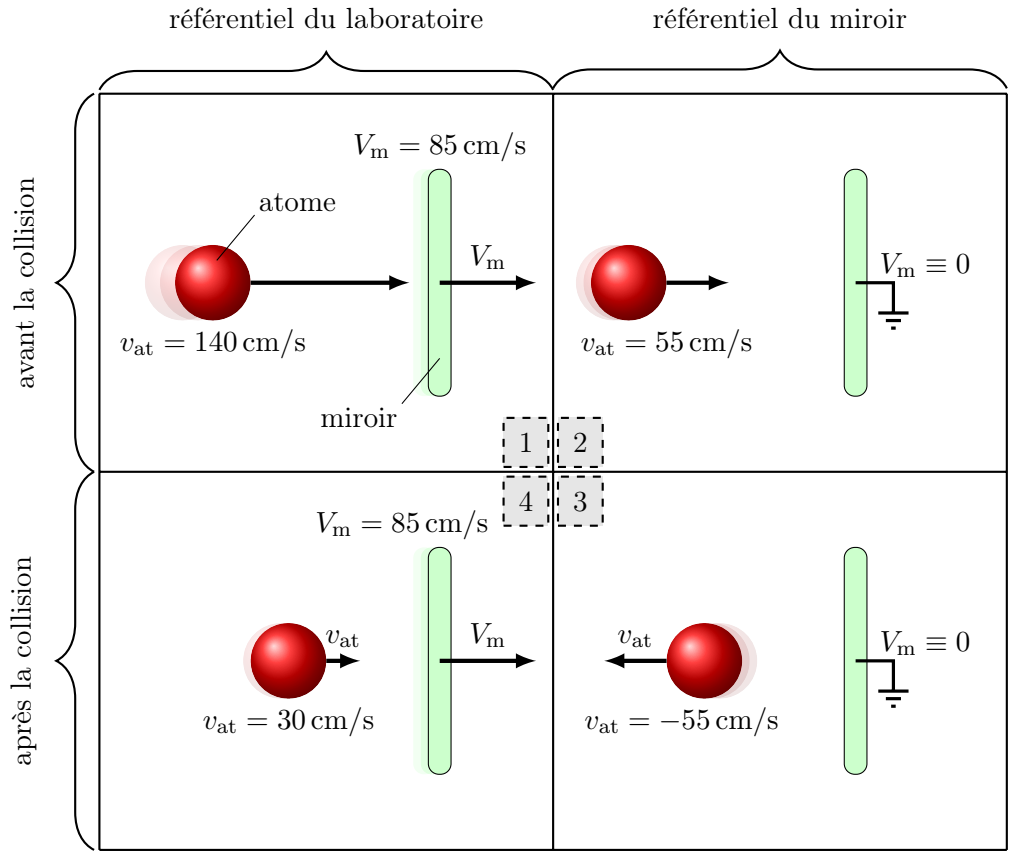


FIGURE 3.1 – Principe de la technique du ralentissement grâce à un miroir mobile. Cette figure se lit dans le sens des aiguilles d'une montre en partant du cadran 1. Rappelons que la vitesse du miroir mobile est constante (voir remarque page précédente).

Cadran 1 : dans le référentiel du laboratoire, juste ***avant*** la collision, la particule possède initialement une vitesse $v_{at}^{i} \equiv v(t < t_{col})$ supérieure à la vitesse V_m de la barrière.

Cadran 2 : dans le référentiel du miroir, juste ***avant*** la collision, la particule possède une vitesse $v_{at}^{i} - V_m > 0$.

Cadran 3 : dans le référentiel du miroir, juste ***après*** la collision, qui se produit au temps t_{col}, la particule possède une vitesse $-\left(v_{at}^{i} - V_m\right) < 0$. 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 $-\left(v_{at}^{i} - V_m\right) + V_m$, soit :

$$v_f \equiv v(t > t_{col}) = 2V_m - v_{at}^{i}\,.$$

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% (voir la section 3.6.1).

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 entre eux. 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 :

$$\begin{aligned} f(z,v,t) &= \iint f_i(z_0,v_0)\,\delta\Big[z-(z_0+v_0t)\Big]\;\delta\big[v_0-v\big]\,\mathrm{d}v_0\,\mathrm{d}z_0 \\ &= \iint C\,\exp\!\left(-\frac{m}{2\,k_{\mathrm{B}}\,T_z^{\mathrm{i}}}\,(v_0-v_{\mathrm{inj}})^2\right)\,\delta\big[z_0\big]\;\delta\Big[z-(z_0+v_0\,t)\Big]\;\delta\big[v_0-v\big]\,\mathrm{d}v_0\,\mathrm{d}z_0\,, \end{aligned} \tag{3.4}$$

où l'on reconnaît, dans les fonctions $\delta[]$ 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 :

$$f(z,v,t) = C\,\exp\!\left(-\frac{m}{2\,k_{\mathrm{B}}\,T_z^{\mathrm{i}}}\,(v-v_{\mathrm{inj}})^2\right)\,\delta\big[z-v\,t\big]\;, \tag{3.5}$$

L'expression 3.5 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 $\delta\big[z-v\,t\big]$ traduit mathématiquement les corrélations position-vitesse qui se développent au cours de la propagation. Les atomes "*rapides*" se retrouvent "*à l'avant*" du nuage (c'est-à-dire vers les z élevés), alors que les atomes "*lents*" restent à "*l'arrière*" du nuage (vers les z faibles).

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

$$n(z,t) \equiv \int f(z,u,t)\;\mathrm{d}u = C\,\exp\!\left(-\frac{m}{2\,k_{\mathrm{B}}\,T_z^{\mathrm{i}}}\,\left(\frac{z}{t}-v_{\mathrm{inj}}\right)^2\right)\,. \tag{3.6}$$

Réflexion du paquet atomique

Pour chacun des atomes d'un paquet décrit par la distribution 3.3, l'instant t_{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 $z = Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}$ et dont la vitesse est $V_{\mathrm{m}} < v_0$:

$$t_{\mathrm{col}}(v_0) = \frac{Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}}{v_0 - V_{\mathrm{m}}} \,. \tag{3.7}$$

La figure 3.2 représente, dans l'espace des phases à une particule, les trajectoires de quelques atomes de la distribution 3.3.

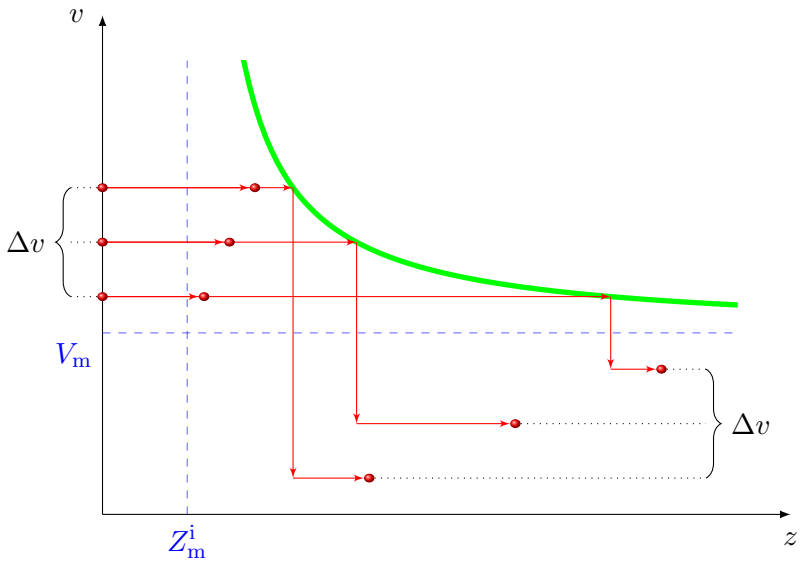


FIGURE 3.2 – Représentation de la collision dans l'espace des phases à une particule (z,v) pour quelques trajectoires atomiques correspondant à la distribution 3.3.
À l'instant initial, tous les atomes sont en $z = 0$, mais ont des vitesses initiales v_0 différentes. Les lignes pointillées représentent la vitesse V_{m} et la position initiale est $Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}$ du miroir mobile. La courbe hyperbolique représente les points de l'espace des phases où un atome de vitesse initiale v_0 rencontre le miroir.
Les cercles représentent quelques atomes à l'instant initial, à un instant ***avant*** la collision du paquet atomique, puis ***après*** la collision.
Δv désigne la dispersion de vitesse pour les trois atomes considérés dans cet exemple. La vitesse d'un atome après réflexion est symétrique de sa vitesse initiale par rapport à V_{m}. Ainsi, on constate que la réflexion, tout en ralentissant le paquet, conserve la dispersion de vitesses Δv, contrairement à l'effet d'une pente.

Ainsi, en tenant compte de l'équation 3.2, la vitesse au cours du temps $v_{\mathrm{at}}(t)$ de cet atome s'écrit

$$v_{\mathrm{at}}(t; v_0) = v_0\, \Theta\Big[t_{\mathrm{col}}(v_0) - t\Big] + (2\, V_{\mathrm{m}} - v_0)\Theta\Big[t - t_{\mathrm{col}}(v_0)\Big] \,, \tag{3.8}$$

où les vitesses de la particule avant et après la collision apparaissent clairement, $\Theta[]$ est la *fonction de Heaviside*. Aussi, nous connaissons la position $z_{\mathrm{at}}(t)$ de cet atome en intégrant l'équation 3.8 :

$$z_{\mathrm{at}}(t; v_0) \equiv \int_0^t v_{\mathrm{at}}(t'; v_0)\ \mathrm{d}t' = v_0 t - 2\,(v_0 - V_{\mathrm{m}})\,(t - t_{\mathrm{col}}(v_0))\Theta\Big[t - t_{\mathrm{col}}(v_0)\Big] \,. \tag{3.9}$$

L'évolution de la fonction de distribution du paquet atomique s'établit en utilisant les équations 3.3 et 3.7 à 3.9. On peut ainsi calculer la fonction de distribution d'un paquet atomique initialement ponctuel de température longitudinale T_z^{i} 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 $Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}$ à l'instant initial :

$$\begin{aligned} f(z,v,t) =& C\exp\left(-\frac{m}{2\,k_{\mathrm{B}}\,T_z^{\mathrm{i}}}\,(v-v_{\mathrm{inj}})^2\right)\delta\left[v-\frac{z}{t}\right]\Theta\left[V_{\mathrm{m}}+\frac{Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}}{t}-v\right] \\ &+C\exp\left(-\frac{m}{2\,k_{\mathrm{B}}\,T_z^{\mathrm{i}}}\,(v-2V_{\mathrm{m}}+v_{\mathrm{inj}})^2\right)\delta\left[v-\frac{z-2Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}}{t}\right]\Theta\left[V_{\mathrm{m}}-\frac{Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}}{t}-v\right]. \end{aligned} \tag{3.10}$$

On distingue bien ici les deux termes correspondant :

- au nuage initialement injecté dans le guide magnétique (voir l'équation 3.5) qui intervient aux temps courts (avant la collision du nuage avec le miroir mobile).
- au nuage réfléchi, dont la vitesse moyenne est $2\,V_{\mathrm{m}}-v_{\mathrm{inj}}$ et qui intervient aux temps longs (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

3.3.4 Évolution de la densité atomique dans le guide magnétique

Comme nous l'avons précisé dans le chapitre 1 (section 1.3), la grandeur qui nous est expérimentalement accessible par la mesure est la densité linéique d'atomes $n(z,t)$ dans le guide magnétique.

Celle-ci s'obtient par intégration de l'équation 3.10 par rapport à la variable v :

$$\begin{aligned} n(z,t) &\equiv \int f(z,v,t)\,\mathrm{d}v \\ &= C\left[\exp\left(-\frac{m}{2\,k_{\mathrm{B}}\,T_z^{\mathrm{i}}}\left(\frac{z}{t}-v_{\mathrm{inj}}\right)^2\right)\right. \\ &\quad\left.+\exp\left(-\frac{m}{2\,k_{\mathrm{B}}\,T_z^{\mathrm{i}}}\left(\frac{z-2Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}}{t}-2V_{\mathrm{m}}+v_{\mathrm{inj}}\right)^2\right)\right]\Theta\left[t\,V_{\mathrm{m}}+Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}-z\right]. \end{aligned} \tag{3.11}$$

L'expression 3.11 s'interprète en remarquant que La densité atomique est 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 $Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}} + V_{\mathrm{m}}\, t$.
- le terme $\Theta\big[\cdots\big]$ de Heaviside traduit mathématiquement le fait qu'aucun atome n'est en fait passé de l'autre coté du miroir mobile ($z > Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}} + t\, V_{\mathrm{m}}$).

La figure 3.3 donne une représentation de l'expression 3.11 en fonction de z à des instants t caractéristiques : ***avant***, ***pendant***, et ***après*** la collision du paquet atomique avec le miroir mobile.

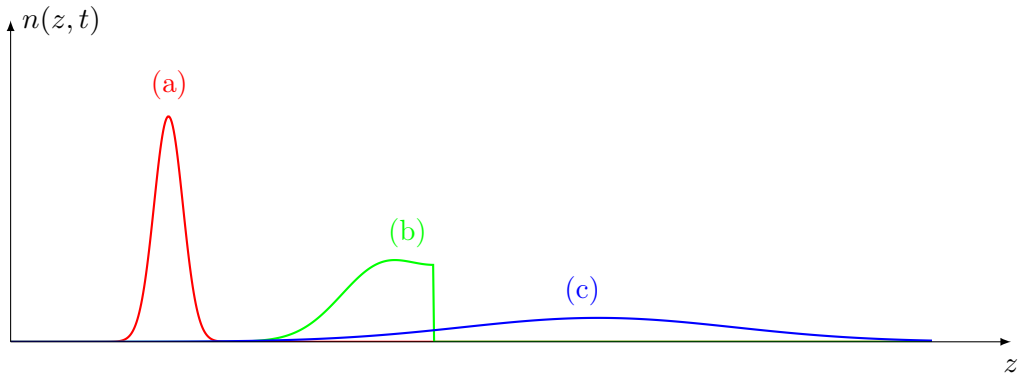


FIGURE 3.3 – (Animation en ligne) Représentation de la densité linéique d'atomes $n(z,t)$ donnée par l'expression 3.11 en fonction de z pour différents instants : (a) avant, (b) pendant, et (c) après la collision.

3.4 Mise en œuvre expérimentale

3.4.1 Un miroir magnétique à aimants permanents

Différentes manières de réfléchir des atomes

La réflexion d'atomes sur miroir mobile a déjà été étudiée dans le contexte des atomes ultra-froids. 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 [77, 78].

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 des arrangements d'aimants permanents [79], des micro-électro-aimants [80, 81], ou encore divers supports magnétiques (tels que de des disquettes informatiques [82], des bandes vidéo [83]).

Produire une barrière 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 la valeur du champ magnétique longitudinal $B_0\,\overrightarrow{e_z}$ 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 autres 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 ^{87}Rb préparés dans l'état $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F = 1, m_{_F} = -1\right\rangle$. Nous pourrons donc réflechir un atome dans le guide si la barrière 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

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 certains 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-à-dire 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 barrière de potentiel produite suivant l'axe du guide magnétique sont représentées sur la figure 3.4.

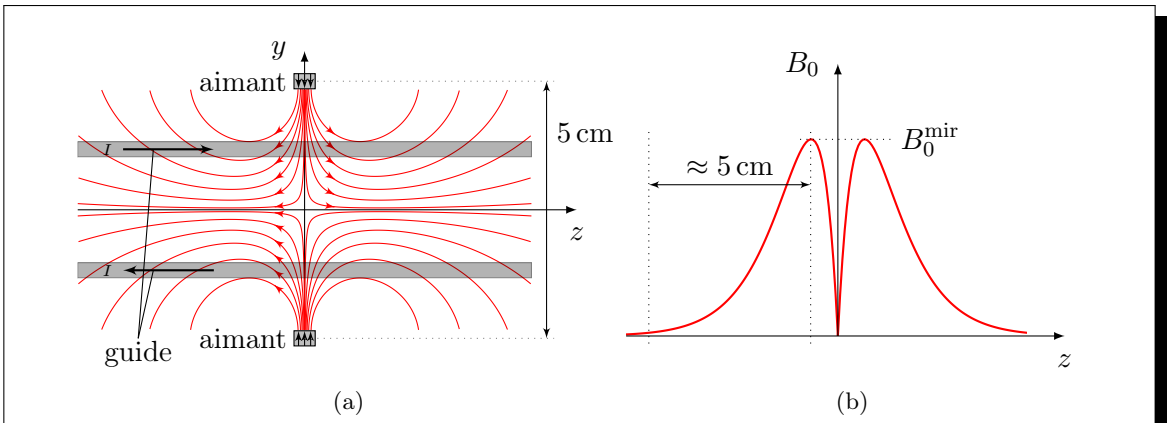
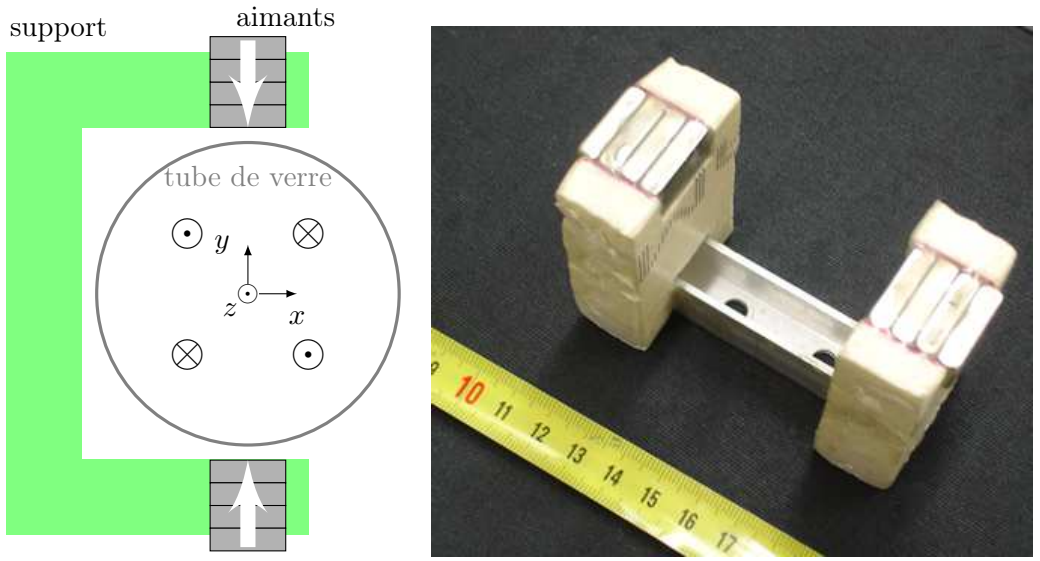


FIGURE 3.4 – (a) : disposition des aimants autour de l'axe z du guide magnétique et représentation de quelques lignes de champ magnétique des aimants. Une configuration symétrique de l'aimantation par rapport à l'axe z permet de produire un champ purement longitudinal sur cet axe. L'espacement entre les aimants est d'environ 5 cm. (b) : allure du module du champ magnétique sur l'axe z du guide. Pour des atomes préparés dans l'état $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F = 1, m_{_F} = -1\right\rangle$, cela correspond à une barrière de potentiel dont la hauteur est déterminée par la valeur maximale B_0^{mir}. L'extension longitudinale de cette barrière est d'environ 5 cm.

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 E. Ils sont placés sur un support en polystyrène [4] ayant la forme d'un "U". La figure 3.5 représente ce montage et le positionnement de celui-ci autour du guide magnétique.



(a) (b)

FIGURE 3.5 – (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 barrière de potentiel. Avec quatre aimants de chaque coté du guide, nous disposons d'une barrière de potentiel d'une hauteur $\mu\, B_0^{\mathrm{mir}}$ avec $B_0^{\mathrm{mir}} \equiv \max(B_0(z)) = 160\,\mathrm{G}$. (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 1.4 montre la dépendance du potentiel de piégeage en fonction de la composante longitudinale $B_0\,\overrightarrow{e_z}$ 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 $B_0(z)\,\overrightarrow{e_z}$.

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 [5] :

$$U(r,z) = \mu \left|\overrightarrow{B}\right| = \mu \sqrt{b'^2\, r^2 + B_0(z)^2}\,. \tag{3.12}$$

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

5. Un champ magnétique de la forme $\overrightarrow{B} = B_0(z)\,\overrightarrow{e_z}$ 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 3.12.

Application numérique : Hauteur de la barrière de potentiel sur l'axe du guide

Calculons la hauteur de la barrière 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 $B_0^{\text{mir}} = 160\,\text{G}$.
- les atomes de ^{87}Rb sont piégés dans l'état $\left|5^2\text{S}_{1/2}, F = 1, m_F = -1\right\rangle$ dont le moment magnétique est $\mu = \frac{\mu_\text{B}}{2} \approx 4{,}6 \cdot 10^{-24}\,\text{m}^2\text{A}$.

Nous déduisons que, pour qu'un atome soit réfléchi par cette barrière de potentiel magnétique, la vitesse relative maximale $v_{\max}$ de l'atome par rapport au miroir est donnée par :

$$\frac{1}{2}\, m\, {v_{\max}}^2 = \mu\, B_0^{\text{mir}}\,,$$

$v_{\max}$

qui correspond ici à :

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

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). Or nous avons vu dans la section 1.1.1 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.

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 ***unidimensionnelle*** 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, $\approx 6\,\text{cm}$, et de vitesses relatives inférieures à $v_{\max} = 1\,\text{m/s}$).

Les deux échelles de temps étant très différentes, il est raisonnable de négliger le couplage entre degrés de liberté transverses et longitudinal.

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 3.6 et 3.7.

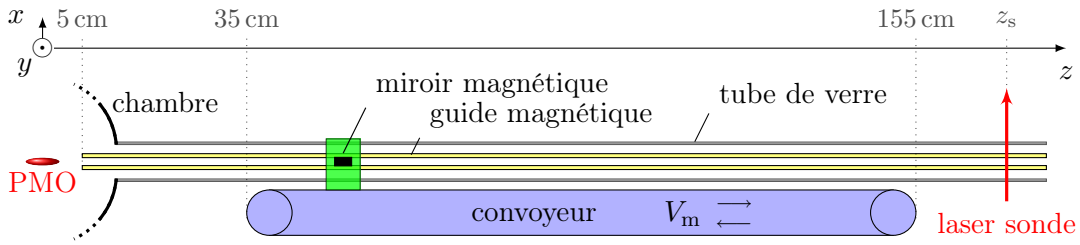


FIGURE 3.6 – Schéma représentant le dispositif expérimental du miroir magnétique mobile. Celui-ci est fixé à la courroie du convoyeur et parcourt le rail de manière cyclique à la vitesse V_m. À chaque extrémité il subit une phase de retournement hémicirculaire.
Une fois injecté dans le guide magnétique, le paquet atomique issu du piège magnéto-optique (PMO) atteint la région couverte par le convoyeur.
Un laser sonde positionné en $z = z_s$ permet de mesurer la densité linéique d'atomes (voir la section 1.3.1).

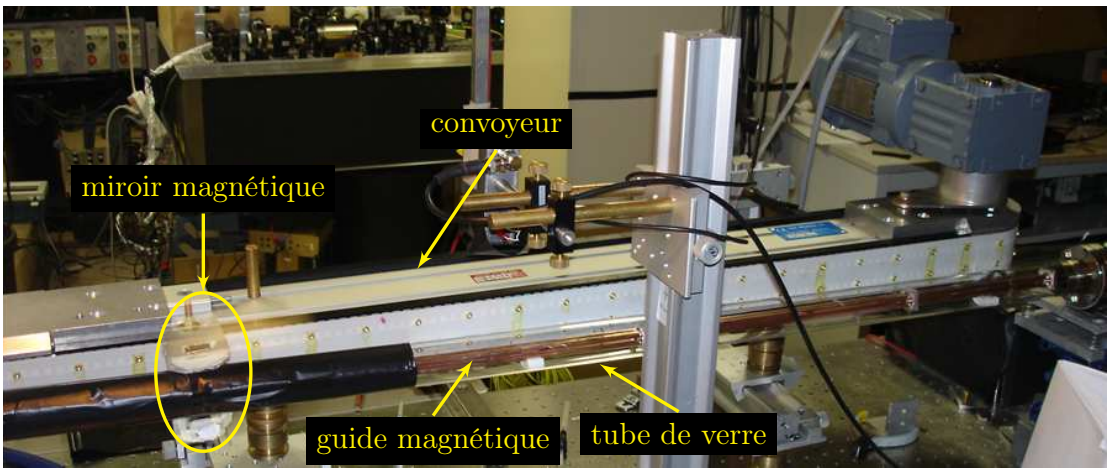


FIGURE 3.7 – Photographie du dispositif expérimental. On y distingue le guide magnétique dans le tube de verre et le miroir mobile fixé sur le convoyeur.

Remarque : **Accélération violente en bout de rail**

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. On notera que cette accélération en bout de rail n'est pas purement centrifuge. En effet, 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. En pratique, la courroie absorbe le choc en se déformant, mais 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,
– 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 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 boîtier 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 $Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}$ 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 dans le but de démontrer l'efficacité de cette technique seront présentées selon 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 et nous amèneront 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 $b' = 500\,\mathrm{G/cm}$.

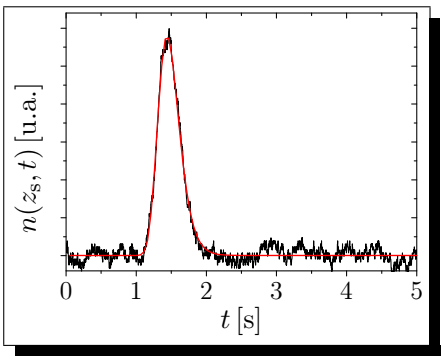
Dans toute la suite, l'origine de l'axe z du guide magnétique est prise comme étant la position initiale du paquet atomique (qui correspond à la position du piège magnéto-optique), et le temps $t = 0$ est défini par l'instant où le paquet atomique est injecté dans le guide magnétique. La détection des atomes s'effectue grâce à la technique décrite dans la section 1.3.1. Nous pouvons de cette manière accéder à la densité linéique d'atomes $n(z,t)$ en $z = z_\mathrm{s} = 175\,\mathrm{cm}$ (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 $V_\mathrm{m} < v_\mathrm{inj}$ et sa position à l'instant initial est Z_m^i.

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 l'intervention du 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 $n(z_\mathrm{s},t)$, nous déduisons les caractéristiques initiales du paquet en ajustant une fonction[6] donnée par l'équation 3.6. La figure ci-contre montre un exemple de signal expérimental de détection $n(z_\mathrm{s},t)$ pour un paquet atomique typique en propagation libre. On y distingue nettement le passage du paquet atomique devant le laser sonde, environ 1,5 s après son injection.
En utilisant la fonction d'ajustement (dessinée en rouge), nous déduisons la vitesse d'injection $v_\mathrm{inj} = 120\,\mathrm{cm/s}$ et la température longitudinale $T_z = 150\,\mu\mathrm{K}$ du paquet atomique (cette température correspond à une dispersion de vitesse longitudinale de 12 cm/s).

6. Rappelons la formule : $n(z_\mathrm{s},t) = C\,\exp\!\left(-\frac{m}{2\,k_\mathrm{B}\,T_z^\mathrm{i}}\,\left(\frac{z_\mathrm{s}}{t} - v_\mathrm{inj}\right)^2\right)$, 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 3.6 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 la connaissance des caractéristiques du paquet atomique avant la collision, nous pouvons désormais nous concentrer sur l'étude du signal de détection $n(z,t)$ observé dans une expérience de collision avec un miroir mobile.

La figure 3.8 représente le signal de détection en $z = z_s = 175\,\text{cm}$ en fonction du temps pour un paquet atomique injecté à une vitesse $v_{inj} = 142\,\text{cm/s}$ en propagation libre, puis pour un paquet identiquement préparé, mais ayant subi une réflexion sur le miroir mobile animé d'une vitesse $V_m = 86 \pm 2\,\text{cm/s}$.

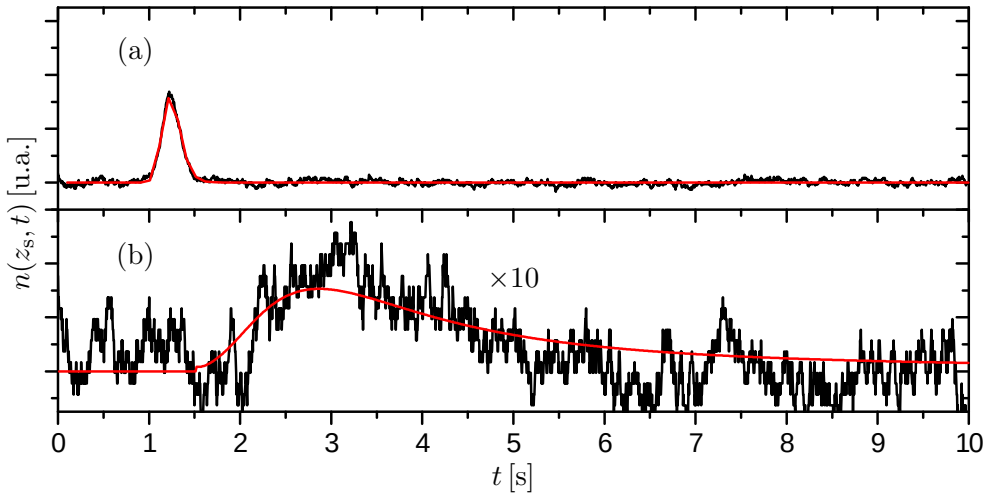


FIGURE 3.8 – Signal d'absorption de la sonde donnant la densité linéique d'atomes $n(z_s,t)$ (a) pour le paquet atomique en propagation libre. Par ajustement de la fonction 3.6 (représentée en rouge), nous déduisons $v_{inj} = 120\,\text{cm/s}$ et la température longitudinale $T_z = 150\,\mu\text{K}$; (b) pour un paquet identique, mais ayant subi une collision avec le miroir mobile se déplaçant avec une vitesse $V_m = 86 \pm 2\,\text{cm/s}$. L'échelle du graphe (b) est dix fois plus précise que celle du graphe (a). En utilisant les caractéristiques mesurées du paquet atomique en propagation libre, nous pouvons comparer la densité linéique d'atomes mesurée à celle attendue en appliquant la formule 3.11 (la courbe est tracée en rouge).

La courbe expérimentale obtenue pour le paquet après réflexion est compatible avec celle prévue théoriquement par l'expression 3.11. Le paquet possède alors une vitesse moyenne $2\,V_\mathrm{m} - v_\mathrm{inj} \approx 30\,\mathrm{cm/s}$, et sa dispersion de vitesse longitudinale est restée inchangée. Ceci signifie que son énergie cinétique a été diminuée d'environ 96%.

3.6.2 Réflexions de paquets atomiques successifs

Comme mentionné dans le chapitre 1 (sous-section 1.2.3), 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 visant à prouver la faisabilité d'un dispositif expérimental optimisé pour la formation d'un jet [7]. 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 mobile [8]. En pratique, sur notre dispositif expérimental, le taux de répétition pour l'injection est limité par la vitesse du miroir que nous pouvons ajuster typiquement entre 60 cm/s et 120 cm/s. La courroie du convoyeur mesurant 250 cm, nous pouvons répéter un cycle toutes les 2 à 4 s.

La figure 3.9 correspond à un signal d'absorption $n(z_\mathrm{s}, t)$ obtenu lors du ralentissement de paquets atomiques successifs. L'injection des paquets se fait à $v_\mathrm{inj} = 120\,\mathrm{cm/s}$, et le miroir mobile se déplace à $V_\mathrm{m} = 85 \pm 2\,\mathrm{cm/s}$. On y voit clairement l'effet de ralentissement de chaque paquet atomique. Cependant, leur étalement spatial n'est pas suffisant pour observer le recouvrement en $z = z_\mathrm{s} = 175\,\mathrm{cm}$. De manière à observer leur recouvrement, la même expérience est effectuée, mais en positionnant cette fois la sonde en $z_\mathrm{s} = 225\,\mathrm{cm}$ (figure 3.9c).

Expériences à deux miroirs

Pour les expériences de ralentissement successifs qui font l'objet de la figure 3.9, le taux de répétition est d'environ une injection toutes les trois secondes. Nous allons voir dans la sous-section suivante qu'il serait intéressant de pouvoir ajuster le taux de répétition afin d'optimiser la densité atomique du jet obtenu par recouvrement des paquets.

Nous avons effectué une expérience de principe montrant qu'il est possible de doubler le taux de répétition en plaçant deux miroirs magnétiques sur la courroie du convoyeur. La figure 3.10 représente le signal d'absorption $n(z_\mathrm{s}, t)$ obtenu lors du ralentissement de paquets atomiques successifs.

7. 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 qui seront décrits dans la sous-section 3.6.3

8. 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

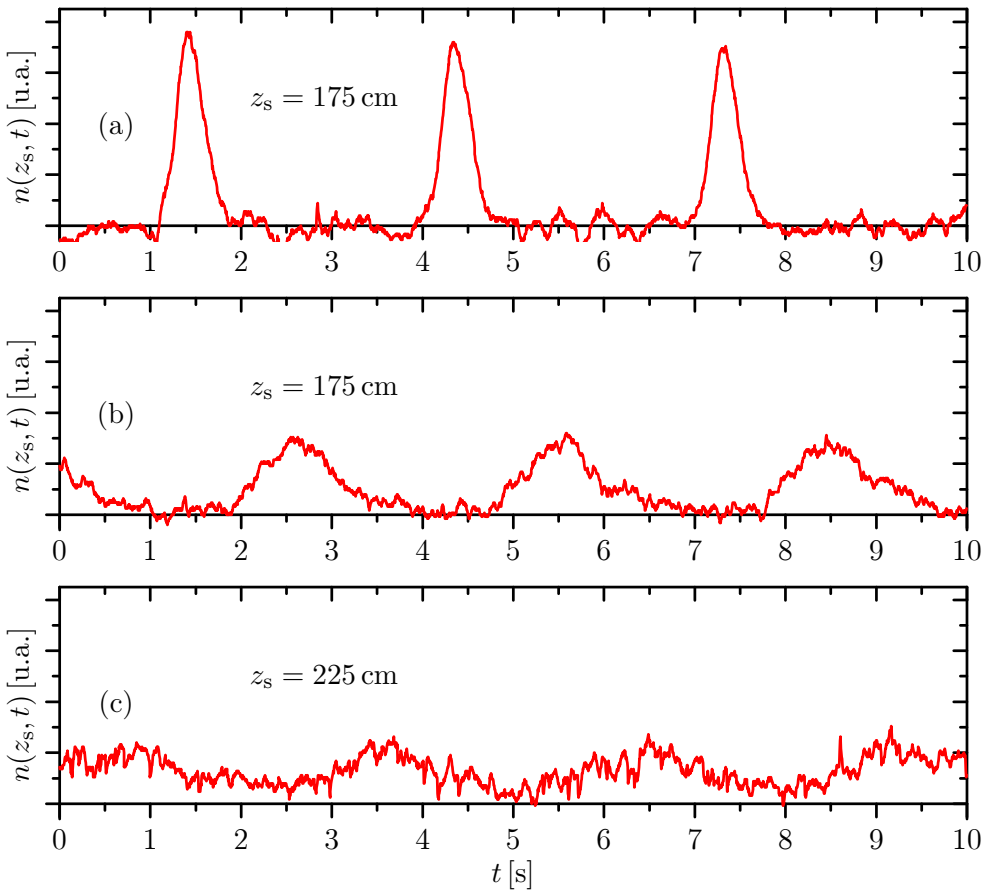


FIGURE 3.9 – Ralentissement successifs de paquets atomiques. Les signaux d'absorption représentés donnent la densité atomique linéique $n(z_s = 175\,\mathrm{cm}, t)$ (a) pour les paquets atomiques en propagation libre (vitesse d'injection $v_{inj} = 120\,\mathrm{cm/s}$) ; et (b), pour des paquets atomiques identiquement préparés, mais ayant chacun subi une collision avec le miroir mobile se déplaçant avec une vitesse $V_m = 85 \pm 2\,\mathrm{cm/s}$. Les paquets atomiques ont clairement été ralentis, et sont sur le point de se chevaucher. La courbe (c) correspond à une sonde positionnée plus en aval ($z_s = 225\,\mathrm{cm}$) et illustre le fait que les paquets atomiques ralentis commencent bien à se chevaucher.

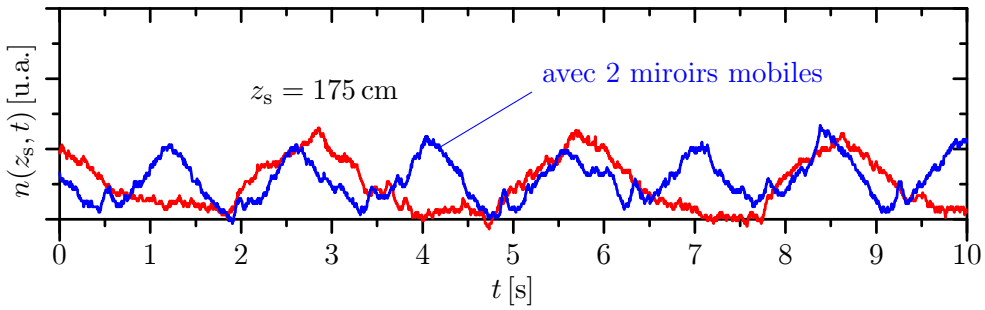


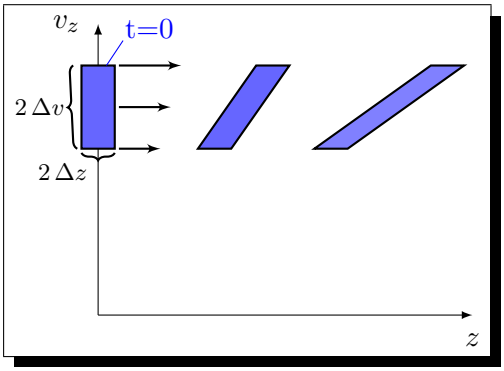
FIGURE 3.10 – Ralentissement successifs de paquets atomiques. Les signaux d'absorption représentés donnent la densité atomique linéique $n(z_s, t)$ prise dans des conditions similaires à celle qui font l'objet de la figure 3.9b , avec un miroir (courbe rouge), puis avec deux miroirs (courbe bleu) fixés sur la courroie du convoyeur. Nous démontrons ainsi dans le deuxième cas le ralentissement de paquets atomiques successifs avec un taux de répétition deux fois plus élevé.

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

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 $2\,\Delta v$.

> 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).

Optimisation du taux de répétition

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 :

$\mathcal{T}_c$ – la durée $\mathcal{T}_c$ de la collision entre un paquet atomique et le miroir mobile,

$\mathcal{L}_c$ – la longueur $\mathcal{L}_c$ nécessaire pour effectuer la réflexion.

Les différents paramètres à prendre en compte et qui sont récapitulés sur la figure 3.11 sont :

Δv – dispersion de vitesse longitudinale Δv de chaque paquet atomique,

Δz – extension Δz initiale des paquets,

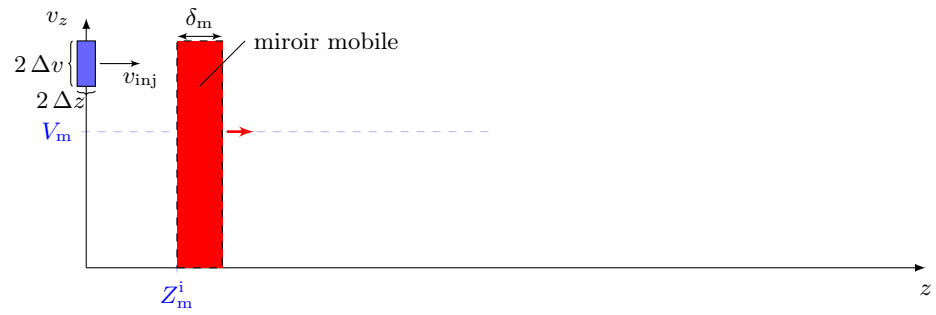
– vitesse v_{inj} d'injection,

– distance $Z_{\mathrm{m}}^{\mathrm{i}}$ initiale du miroir lors de l'injection d'un paquet,

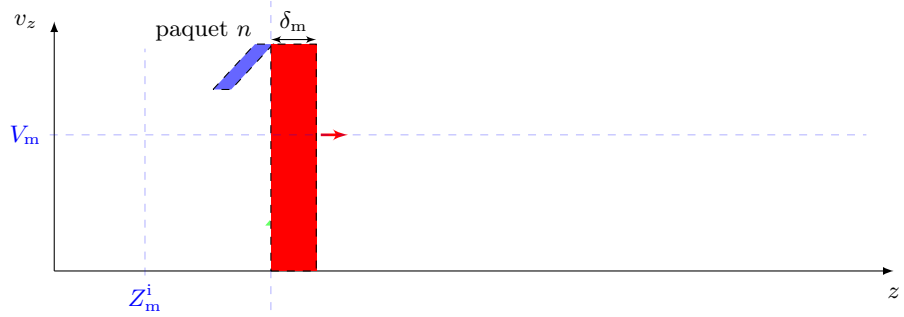
– vitesse V_{m} du miroir,

δ_{m} – épaisseur δ_{m} du miroir,

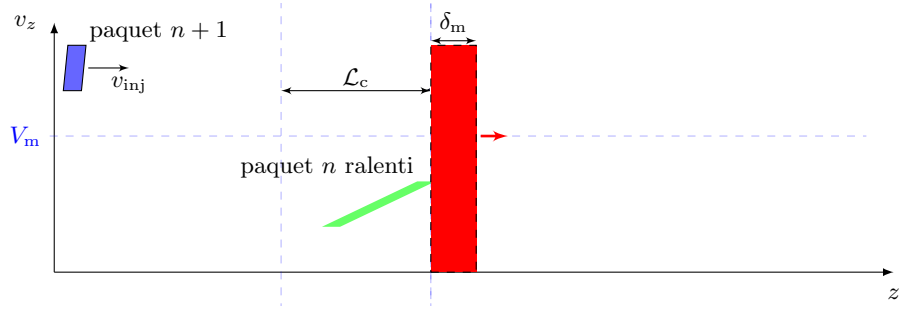
τ – période τ de répétition d'un cycle d'injection et ralentissement.



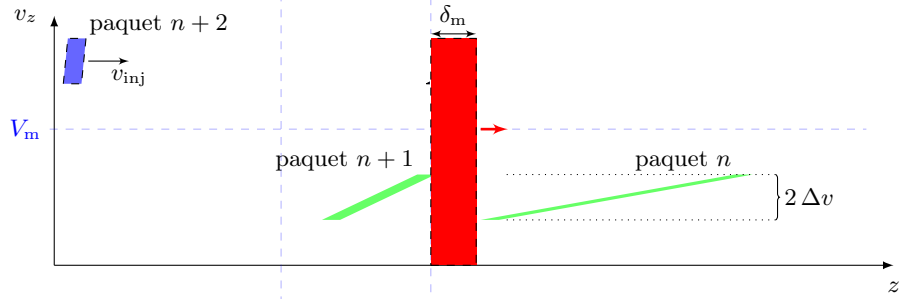
(a) $t = 0$: injection du paquet n



(b) $t = t_1$: début de la collision du paquet n



(c) $t = t_2 \equiv t_1 + \mathcal{T}_c$: la collision se termine, le miroir va se repositionner



(d) $t = t_1 + \tau + \mathcal{T}_c$: fin de la collision $n+1$, le paquet n n'est pas affecté

FIGURE 3.11 – Succession de schémas représentant l'évolution des paquets atomiques lors 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 $t = t_2 \equiv t_1 + \mathcal{T}_c$ de la fin de la collision ; (d) l'instant $t = t_1 + \tau + \mathcal{T}_c$ de la fin de la collision avec le "*paquet* $n+1$". Il faut alors que tous les atomes du "*paquet n*" aient quitté la zone d'action du miroir. On comprend l'importance de disposer d'un agencement permettant au miroir de n'agir que sur une distance donnée.

On peut montrer que la durée $\mathcal{T}_\mathrm{c}$ et la longueur $\mathcal{L}_\mathrm{c}$ sur laquelle s'opère la collision s'expriment comme suit :

$$\begin{aligned}\mathcal{T}_\mathrm{c} =& 2\,\frac{Z_\mathrm{m}^\mathrm{i}\,\Delta v + \Delta z\,(v_\mathrm{inj} - V_\mathrm{m})}{(v_\mathrm{inj} - V_\mathrm{m})^2 - \Delta v^2}\\ \mathcal{L}_\mathrm{c} =& V_\mathrm{m}\,\mathcal{T}_\mathrm{c}\,.\end{aligned} \tag{3.13}$$

La condition sur la période de répétition τ 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 3.11a) doivent parcourir une distance $\mathcal{L}_\mathrm{c} + \delta_\mathrm{m}$, avant que l'arrière du miroir ne les "*rattrape*", à l'itération suivante, un temps $\tau + \mathcal{T}_\mathrm{c}$ plus tard (voir figure 3.11d). Ceci se traduit mathématiquement par :

$$(\tau + \mathcal{T}_\mathrm{c})\;(2\,V_\mathrm{m} - (v_\mathrm{inj} + \Delta v)) \geq \mathcal{L}_\mathrm{c} + \delta_\mathrm{m}\,,$$

$\tau_{\min}$

et implique une borne inférieure τ_min à la période de répétition :

$$\begin{aligned}\tau \geq \tau_\mathrm{min} \equiv& \frac{\mathcal{L}_\mathrm{c} + \delta_\mathrm{m}}{2\,V_\mathrm{m} - v_\mathrm{inj} - \Delta v} - \mathcal{T}_\mathrm{c}\\ =& \frac{\delta_\mathrm{m}\,(v_\mathrm{inj} - \Delta v - V_\mathrm{m}) + 2\,\Delta z\,(v_\mathrm{inj} - V_\mathrm{m}) + 2\,Z_\mathrm{m}^\mathrm{i}\Delta v}{(2\,V_\mathrm{m} - v_\mathrm{inj} - \Delta v)\,(v_\mathrm{inj} - \Delta v - V_\mathrm{m})}\,.\end{aligned} \tag{3.14}$$

Afin de produire des flux atomiques élevés, on désire répéter l'injection d'un nouveau paquet le plus souvent possible [9], c'est-à-dire qu'on désire minimiser la valeur τ_min.
Comment y parvenir ?
Nous allons reformuler l'équation 3.14 en faisant apparaître :

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

9. 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 ici cet aspect afin de simplifier la formulation du problème de l'optimisation du flux avec la technique du miroir mobile.

Nous obtenons ainsi l'expression suivante pour la période de répétition minimale τ_{min} :

$$\begin{cases} \tau_{\text{min}} = \dfrac{\delta_{\text{m}}}{v_{\text{f}} - \Delta v} + \dfrac{2\,\Delta z\, v_{\text{r}} + 2\, Z_{\text{m}}^{\text{i}} \Delta v}{(v_{\text{f}} - \Delta v)\,(v_{\text{r}} - \Delta v)} \\ v_{\text{r}} > \Delta v \\ v_{\text{f}} > \Delta v \end{cases} \tag{3.15}$$

Ayant pour objectif de minimiser cette période, il faut remarquer que :
- la taille $2\,\Delta z$ et la dispersion de vitesse longitudinale $2\,\Delta v$ initiales doivent évidemment être les plus faibles possibles.
- le miroir doit agir très tôt après l'injection, ce qui se traduit par le fait que Z_{m}^{i} doit être le plus faible possible.
- nous voulons produire un jet atomique lent par recouvrement de paquets et avoir une vitesse finale v_{f} assez faible, ce qui ne va pas dans le sens de diminuer τ_{min}.
- la vitesse relative v_{r} doit être la plus élevée possible. Cependant, nous avons vu dans la sous-section 3.4.3 que celle-ci est limitée par la hauteur de la barrière de potentiel magnétique produite 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.Ce procédé rend en effet possible l'obtention d'un jet ayant une densité dans l'espace des phases plus élevée que ce que nous obtiendrions grâce à l'utilisation d'une section pentue. Ce point sera mis en regard du théorème de Liouville et nous amènera à considérer l'action du miroir mobile sur les paquets comme celle d'un *démon de Maxwell* (voir l'annexe B).

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

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 $\overline{\rho_z}$. 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 donnée par cette moyenne.

$\overline{\rho_z}$

Propagation de paquets successifs injectés à intervalles réguliers

Représentons maintenant l'évolution des paquets atomiques successifs subissant un ralentissement. La figure 3.12 représente l'évolution de paquets atomiques successifs dans trois cas :

- (a) : propagation libre de paquets atomiques injectés à une vitesse moyenne v_{inj}, et à intervalles temporels réguliers τ,
- (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, ceux-ci étant encore une fois préparés dans les même conditions que pour (a).

Dans les cas (b) et (c), une conséquence directe du ralentissement est que la distance moyenne D_{p} entre les centres de masse des paquets diminue :(et ce quelle que soit la technique employée). En effet, par définition :

$$D_{\mathrm{p}} \equiv \tau\, \overline{v}\,,$$

où $\overline{v}$ est la vitesse moyenne des paquets atomiques. La densité linéique d'atomes moyenne $\overline{n_z}$ sur l'axe z est donc plus élevée après ralentissement des atomes :

$$\overline{n_z} \equiv \frac{N_{\mathrm{p}}}{D_{\mathrm{p}}} = \frac{N_{\mathrm{p}}}{\overline{v}\,\tau}\,,$$

N_{p} étant le nombre d'atomes dans chaque paquet.

La densité moyenne dans l'espace des phases à une particule $\overline{\rho_z}$ peut-elle augmenter ?

Rappelons que l'utilisation d'une section pentue impose une augmentation de la dispersion de vitesse longitudinale ($\Delta v \propto 1/\overline{v}$), alors que la technique du miroir mobile la laisse inchangée. La densité moyenne dans l'espace des phases à une particule s'exprime :

$$\overline{\rho_z} \equiv \frac{N_{\mathrm{p}}\,\hbar}{2\,\Delta v\, D_{\mathrm{p}}\, m} = \frac{N_{\mathrm{p}}\,\hbar}{2\,\Delta v\,\overline{v}\,\tau\, m}\,. \tag{3.16}$$

On peut donc faire le constat suivant, illustré sur la figure 3.12 :

- $\overline{\rho_z}$ ne peut pas être augmentée par l'utilisation d'une section pentue,

$$\overline{\rho_z}\Big|_{\mathrm{pente}} = \overline{\rho_z}\Big|_{\mathrm{libre}} = \frac{N_{\mathrm{p}}\,\hbar}{2\,\Delta v\, v_{\mathrm{inj}}\,\tau\, m}\,.$$

- en revanche, la technique du miroir mobile augmente $\overline{\rho_z}$ de manière évidente puisque,

$$\begin{aligned}\overline{\rho_z}\Big|_{\mathrm{miroir}} &= \frac{N_{\mathrm{p}}\,\hbar}{2\,\Delta v\,\left(2V_{\mathrm{m}} - v_{\mathrm{inj}}\right)\,\tau\, m} \\ &= \frac{v_{\mathrm{inj}}}{2V_{\mathrm{m}} - v_{\mathrm{inj}}} \times \overline{\rho_z}\Big|_{\mathrm{libre}} \\ &> \overline{\rho_z}\Big|_{\mathrm{libre}}\,.\end{aligned} \tag{3.17}$$

ρ'

Dans la suite, nous allègerons les notations en prenant : $\rho' \equiv \overline{\rho_z}\Big|_{\mathrm{miroir}}$.

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 celle d'un jet qui aurait été obtenu avec des paquets non ralentis, ou même que celle d'un jet ralenti par une section pentue.

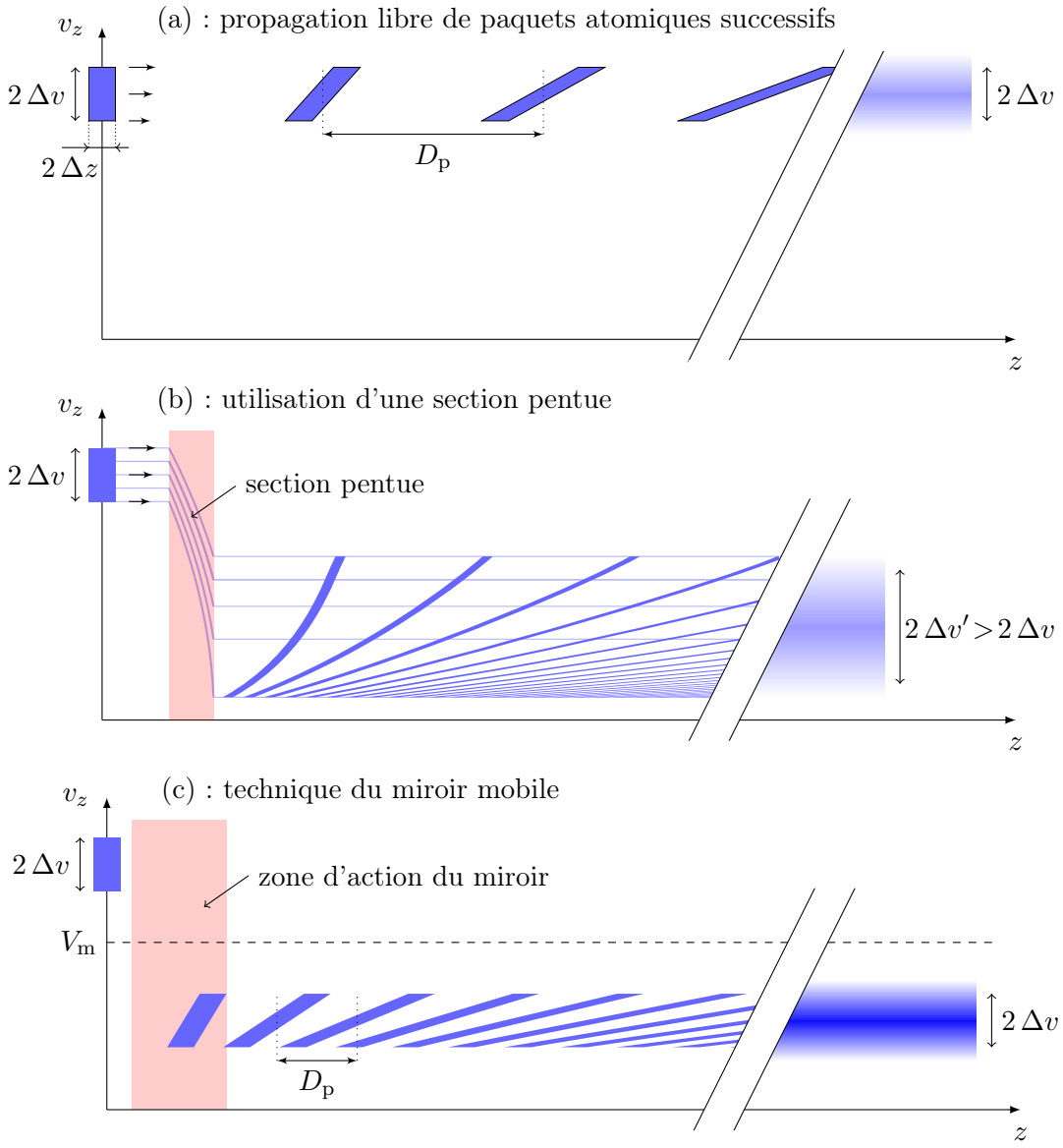


FIGURE 3.12 – Représentation de l'évolution de paquets atomiques successifs dans l'espace des phases à une particule. La partie droite des graphes représente dans chaque cas le jet atomique qui serait obtenu par le recouvrement des paquets et après avoir atteint un état d'équilibre thermodynamique.

- (a) : plusieurs paquets successifs injectés à intervalles de temps réguliers. Ces paquets sont en propagation libre.
- (b) : identique à (a), mais en présence d'une section pentue qui ralentit les paquets dans le guide magnétique. Les lignes correspondent à quelques trajectoires dans l'espace des phases. À cause du ralentissement, la distance moyenne entre paquets est réduite, mais on constate une nette augmentation de la dispersion de vitesse longitudinale. Le théorème de Liouville implique que $\overline{\rho_z}$ n'est pas plus élevée que ce qu'elle était en (a).
- (c) : encore une fois identique à (a), mais chacun des paquets successifs subit la réflexion sur le miroir mobile (voir la figure 3.3). La distance moyenne entre paquet est réduite aussi, mais la réflexion ***ne modifie pas la distribution de vitesse*** des paquets. Ceci implique que $\overline{\rho_z}$ ***devient plus importante*** grâce au miroir mobile.

3.7.2 Miroir mobile *"démoniaque"*

La conclusion ci-dessus peut paraître 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. L'annexe B page 193 présente l'énoncé du théorème de Liouville. Celui-ci permet de comprendre pourquoi cette technique permet d'augmenter la densité dans l'espace des phases à une particule. En effet, afin d'agir sur les paquets atomiques successifs, le miroir mobile ***"utilise" une information*** sur la distribution initiale des atomes, à savoir :

- une information sur la distribution des vitesses,
- mais aussi, ***et surtout***, une information sur la distribution en paquets distincts injectés à des instants connus.

Le miroir mobile "*agit*" comme un ***démon de Maxwell*** (voir l'annexe B). Nous pouvons d'ailleurs exprimer la limite absolue de cette technique quant à la densité dans l'espace des phases à une particule du jet ainsi formé. Le miroir n'utilisant pas une information à l'échelle microscopique, c'est-à-dire sur les atomes individuels, il sera impossible de dépasser la densité initiale ρ_p d'un paquet atomique :

ρ_p

$$\rho' < \rho_\mathrm{p} \equiv \frac{N_\mathrm{p}\,\hbar}{2\,\Delta z\,2\,\Delta v\,m}\,.$$

3.7.3 Optimisation de la vitesse du miroir

V_m^*

Dans cette sous-section, nous discutons de l'optimisation de la technique du miroir mobile. Nous nous proposons de calculer la vitesse optimale V_m^* qui, pour une situation expérimentale donnée, va maximiser le rapport :

$$R \equiv \frac{\rho'}{\rho_\mathrm{p}} = \frac{2\,\Delta z}{(2V_\mathrm{m} - v_\mathrm{inj})\;\tau_\mathrm{min}}\,, \tag{3.18}$$

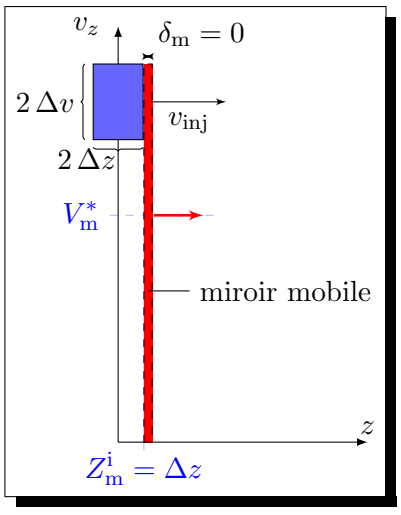
R

où nous avons utilisée l'expression 3.17 en supposant que le taux de répétition de l'injection est optimale, c'est-à-dire que $\tau = \tau_\mathrm{min}$ (voir l'équation 3.15).

Cas d'un miroir d'épaisseur nulle agissant dès l'injection

Afin de simplifier le raisonnement nous allons nous placer dans un cas précis pour lequel nous supposerons (voir l'illustration ci-contre) :

- que l'épaisseur du miroir est nulle, $\delta_\mathrm{m} = 0$,
- que le miroir agit sur les paquets dès leur injection. En d'autres termes, le miroir est supposé au contact du paquet à l'instant $t = 0$, ce qui se traduit par $Z_\mathrm{m}^\mathrm{i} = \Delta z$.



L'expression 3.18 peut alors se mettre sous la forme suivante, ne faisant intervenir que des grandeurs adimensionnées :

$$R(x,y) = \frac{(2\,x - y - 1)\,(x + y - 1)}{(x - y - 1)\,(2\,x - 1)}\,, \tag{3.19}$$

où $x \equiv V_\mathrm{m}/v_\mathrm{inj}$ et $y \equiv \Delta v/v_\mathrm{inj}$.

La vitesse optimale V_{m}^* du miroir est obtenue en résolvant l'équation $\dfrac{\partial R}{\partial x} = 0$:

$$V_{\mathrm{m}}^* \equiv x^*\, v_{\mathrm{inj}} = v_{\mathrm{inj}}\, \frac{1 + y + \sqrt{1 - y - 2\,y^2}}{3}\,, \tag{3.20}$$

dont le domaine de validité est $0 < y < \dfrac{1}{3}$.

Comme le montre la figure 3.13a, une propriété remarquable de l'expression 3.20 est que V_{m}^* est quasiment constante sur tout le domaine de validité [10].

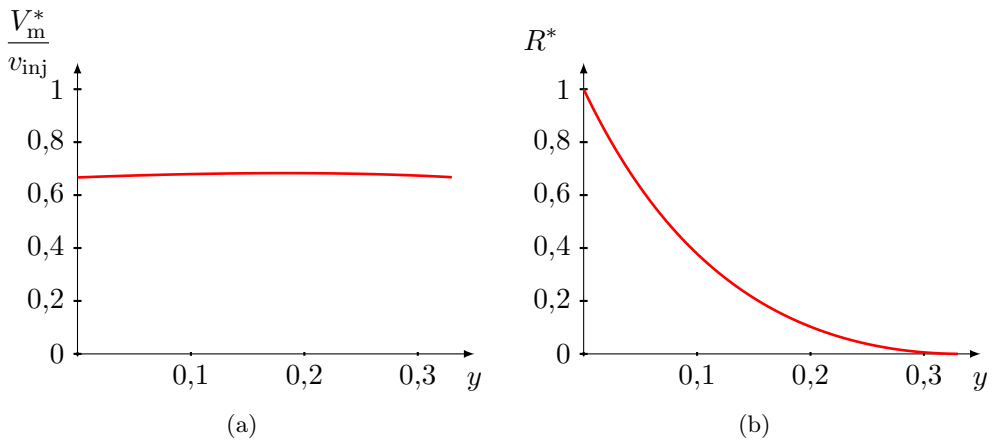


FIGURE 3.13 – Représentation des quantités adimensionnées $x^* \equiv V_{\mathrm{m}}^*/v_{\mathrm{inj}}$ et $R^* \equiv R(x^*, y)$ en fontion de $y \equiv \Delta v/v_{\mathrm{inj}}$. x^* est quasiment constante sur tout le domaine de validité $[0; \frac{1}{3}]$ et approximativement égale à $\frac{2}{3}$. On voit que $R^* \to 1$ quand y tend vers 0, c'est-à-dire que l'on peut atteindre la limite $\rho' = \rho_{\mathrm{p}}$ si la dispersion de vitesse longitudinale des paquets atomiques est très inférieure à la vitesse d'injection.

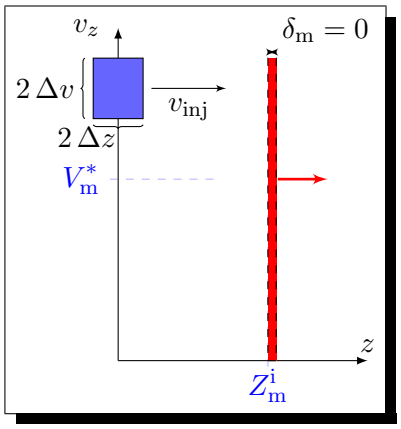
Quelles que soient les conditions expérimentales, la vitesse du miroir devra donc toujours être ajustée à la valeur :

$$V_{\mathrm{m}}^* \approx \frac{2}{3}\, v_{\mathrm{inj}}\,.$$

Dans ces conditions, le rapport $R^*(y) \equiv R(x^*, y)$, est une fonction qui tend vers 1 quand y tend vers 0 (voir la figure 3.13b). On peut donc s'approcher de la limite $\rho' = \rho_{\mathrm{p}}$ si la dispersion de vitesse longitudinale des paquets atomiques est très inférieure à la vitesse d'injection. Cette situation limite correspond à ralentissement instantané de chaque paquet de manière à les positionner les uns contres les autres après le ralentissement.

10. Les variations relative de V_{m}^* sur le domaine $0 < y < \dfrac{1}{3}$ sont inférieure à 3%.

Cas d'un miroir d'épaisseur nulle agissant après l'injection



Si nous considérons cette fois-ci le cas d'un miroir d'épaisseur nulle, mais agissant sur le paquet après que celui-ci se soit propagé librement sur une distance D (voir l'illustration ci-contre), on peut montrer que l'expression 3.19 devient :

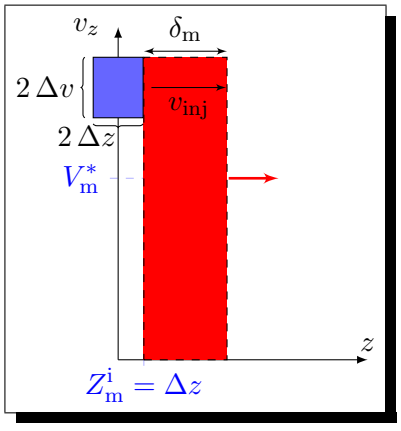
$$R'(x, y, D) = \frac{R(x, y)}{1 + y\,\frac{D}{\Delta z}}\,.$$

L'expression de V_m^* reste donc inchangée[11] et la courbe R'^* conserve la même allure que sur la figure 3.13b. On peut interpréter cette expression aisément : le terme au dénominateur traduit simplement le fait que le paquet s'est étalé spatialement. En effet, on peut mettre ce terme sous la forme :

$$1 + y\,\frac{D}{\Delta z} = \frac{\Delta z + \Delta v\, t'}{\Delta z} = \frac{\Delta z'}{\Delta z}\,,$$

où t' est le temps de propagation libre, $t' = D/v_\mathrm{inj}$ et $\Delta z'$ est donc la taille du paquet au début de la réflexion. On est ainsi ramené à la même situation que précédemment, mais en considérant un paquet initialement plus étalé.

Cas d'un miroir d'épaisseur non nulle agissant dès l'injection



Considérons enfin le cas d'un miroir dont on ne néglige pas l'épaisseur δ_m, mais en supposant qu'il agisse sur les paquets dès leur injection, c'est-à-dire $Z_\mathrm{m}^\mathrm{i} = \Delta z$ (voir l'illustration ci-contre). On peut montrer que la vitesse optimale V_m^* du miroir est alors supérieure à $\frac{2}{3}\,v_\mathrm{inj}$ et que la valeur maximale de $R^*(y)$ quand $y \to 0$ est :

$$R^*\Big|_{\delta_\mathrm{m} \neq 0} = \frac{1}{1 + \dfrac{\delta_\mathrm{m}}{2\,\Delta z}} < 1\,.$$

On comprend la signification physique de cette expression : le miroir ayant une épaisseur non-nulle, il est impossible, même dans les meilleures conditions ($y \ll 1$), de placer un paquet atomique à moins de δ_m du paquet précédemment ralenti.

11. La dérivation $\partial R'(x, y, D)/\partial x = 0$ est en effet équivalente à $\partial R(x, y)/\partial x = 0$.

3.7.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la mise en œuvre d'une technique de ralentissement des paquets atomiques par réflexion sur un miroir magnétique mobile. Nous avons observé le ralentissement de paquets atomiques individuels ainsi que d'une succession de paquets qui, se recouvrant par la suite, forment un jet continu et très lent. Les limites des performances observée en terme de flux atomique sont pour l'instant dues au fait que notre dispositif expérimental n'avait pas initialement été prévu pour effectuer cette tâche.

Nous avons souligné les paramètres importants à considérer afin de pouvoir, dans le futur, concevoir une nouvelle expérience qui serait optimisée pour tirer pleinement partie des qualités de cette technique. En effet, nous avons constaté que :

- le ralentissement par réflexion n'augmente pas la dispersion de vitesse longitudinale des paquets atomiques, contrairement à l'utilisation d'une section pentue (voir le chapitre 1),
- la densité dans l'espace des phases à une particule du jet ainsi formé peut être supérieure à celle obtenue en l'absence de ralentissement, ou même à celle obtenue par l'utilisation d'une section pentue.

Ce dernier point est remarquable et nous a amené à considérer l'action du miroir mobile sur les paquets comme celle d'un *démon de Maxwell* (voir l'annexe B).

Chapitre 4

Transport de paquets atomiques dans un train de pièges magnétiques

Sommaire

4.1 Transport de paquets atomiques ultra-froids : introduction . . . 90
4.1.1 Enjeu général . . . 90
4.1.2 Logique de cette approche pour la formation d'un jet atomique ultra-froid . . . 91
4.2 Un train de pièges magnétiques à aimants permanents . . . 92
4.2.1 Obtention d'un train de pièges magnétiques quadrupolaires . . . 94
4.2.2 Piégeage d'un paquet atomique dans un train de pièges quadrupolaires 97
4.3 Obtention d'un train de pièges de Ioffe-Pritchard . . . 99
4.3.1 Dispositif . . . 99
4.3.2 Caractéristiques des pièges de Ioffe-Pritchard . . . 102
4.3.3 Choix des dimensions du solénoïde . . . 103
4.4 Piégeage d'un paquet atomique dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard . . . 105
4.4.1 Extension longitudinale du paquet atomique . . . 105
4.4.2 Influence de la synchronisation . . . 106
4.4.3 Influence de la vitesse d'injection . . . 108
4.4.4 Simulations numériques . . . 110
4.5 Piégeage et refroidissement de paquets atomiques successifs . . 113
4.5.1 Injection répétée de paquets atomiques . . . 114
4.5.2 Échauffement dû à la capture dans le train de pièges . . . 115
4.5.3 Refroidissement par évaporation forcée dans le train de pièges . . . 117
4.6 Conclusion . . . 117

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 où 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 qui, lancé ou tombant simplement sous l'effet de la gravité, était récupéré dans une autre chambre par le deuxième piège [84]. Dans d'autres dispositifs, le deuxième piège est alimenté par un jet d'atomes froids, réalisé grâce à un piège magnéto-optique comportant un axe de fuite [85, 86].

Une nouvelle génération de dispositifs expérimentaux 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. Cette dernière permet de bénéficier 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 [87]. 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 (voir l'illustration ci-contre).

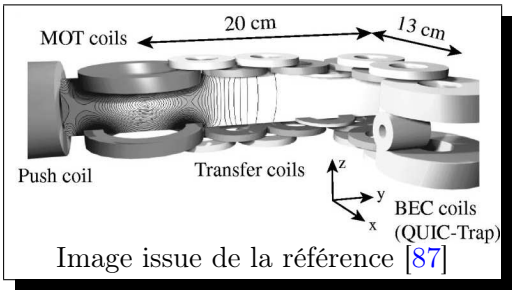


Image issue de la référence [87]

Ce même groupe propose la même année une version miniaturisée d'un dispositif de transport magnétique en imprimant, par lithographie sur une *puce à atomes*, les fils conducteurs qui génèrent les champs magnétiques [88]. Ce type d'approche permet même de transporter des condensat de Bose-Einstein [89]. L'équipe d'Eric Cornell de l'université de *Boulder* (USA) utilise depuis 2002 un système de transport magnétique qui consiste à déplacer mécaniquement une paire de bobines [90, 91].

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 [92]. Une autre méthode optique de transport consiste à produire un réseau de pièges optiques en mouvement en utilisant les interférences entre deux faisceaux lasers contrapropageants [93, 94]. Ces innovations ont depuis largement été reprises et adaptées par un grand nombre de groupes de recherche travaillant sur des gaz quantiques dégénérés.

4.1.2 Logique de cette approche pour la formation d'un jet atomique ultra-froid

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 souhaitions en effet mettre au point le transport, non pas d'un seul paquet, mais de ***plusieurs paquets simultanément*** sur une partie du guide magnétique. Nous expliquons ci-dessous l'intérêt de mettre au point un tel dispositif expérimental.

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

À 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 celle d'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 transverse*** 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 confinement transverse harmonique [1].

1. Les lois d'échelle pour l'évaporation à 2 dimensions sont en effet nettement moins favorables qu'avec un piégeage tridimensionnel [64, 67, 95].

Nous avons donc conclu à la nécessité de développer de nouveaux outils visant à améliorer les conditions d'évaporation dans le guide magnétique. Ainsi, dans le chapitre 3, 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 a priori aux deux premières difficultés citées ci-dessus.

Pour aller plus loin

La mise en œuvre de la technique du miroir magnétique mobile 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 successivement injectés dans le guide sont immédiatement recapturés dans un train de pièges magnétiques en 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 ainsi que le refroidissement 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 le dispositif expérimental permettant de produire un train de pièges ainsi que les caractéristiques du confinement magnétique correspondant.

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

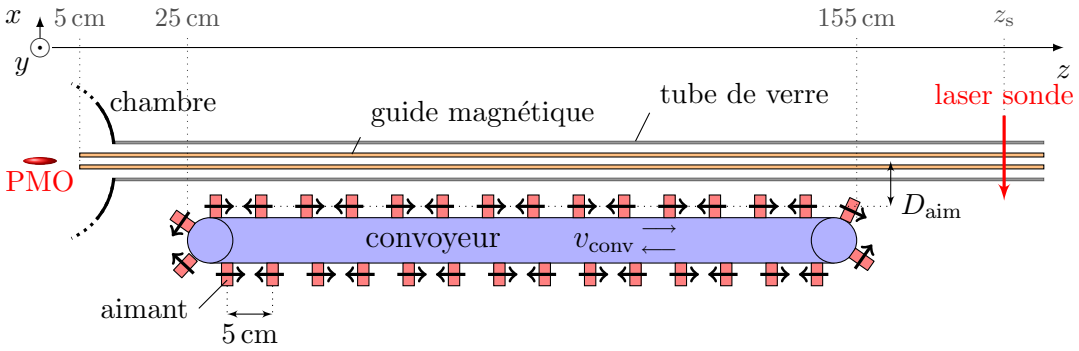
Le principe de piégeage suivant la dimension longitudinale de l'axe z du guide est directement inspiré de la technique du miroir magnétique. La modulation du champ magnétique longitudinal $B_0(z)$ induit une variation de l'énergie potentielle le long de l'axe z.

Afin de créer un train de pièges, nous avons mis en place des aimants permanents [2] sur la courroie du convoyeur dont les caractéristiques ont déjà été détaillées dans la section 3.5 traitant de la mise en mouvement du miroir magnétique mobile. Cette courroie comporte 50 sites de fixation espacés de 5 cm.

2. Ce sont les mêmes aimants permanents que nous avons utilisés pour l'évaporation sur une pièce de céramique (section 2.5), et pour la mise en œuvre du miroir magnétique mobile (section 3.5). Leurs caractéristiques principales sont données dans l'Annexe E.

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

– tous les 5 cm sur la courroie du convoyeur longeant le guide,
– avec l'aimantation suivant l'axe z du guide,
– les aimants de deux sites consécutifs sont dirigés dans des directions opposées.



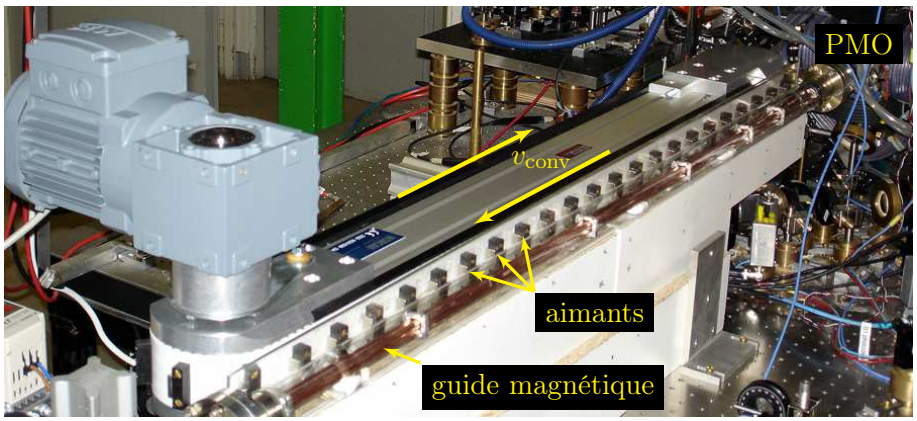


FIGURE 4.1 – La courroie du convoyeur longe le tube de verre du guide magnétique sur une longueur de 120 cm. Elle comporte 50 sites de fixation espacés de 5 cm. Sur chacun d'eux, un ou plusieurs aimants permanents sont fixés, l'aimantation s'exerçant selon l'axe z. Les aimants de deux sites consécutifs 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 fourni par les aimants se fait sentir. Un laser sonde permet de mesure la densité linéique d'atomes $n(z = z_s, t)$ dans le guide (voir la sous-section 1.3.1). Sur la photographie du dispositif expérimental on distingue le convoyeur longeant le guide magnétique. La chambre du piège magnéto-optique se trouve dans le coin supérieur droit de l'image et les paquets atomiques se propagent vers la gauche.

Notons qu'il est possible, sur chaque site de la courroie, de fixer plusieurs aimants de manière à obtenir une modulation plus intense du champ magnétique. En pratique, nous avons conduit des expériences, avec 1, 2 ou 3 aimants sur chaque site.

4.2.1 Obtention d'un train de pièges magnétiques quadrupolaires

Dans le guide magnétique, 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 chaîne 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 équipotentielles.

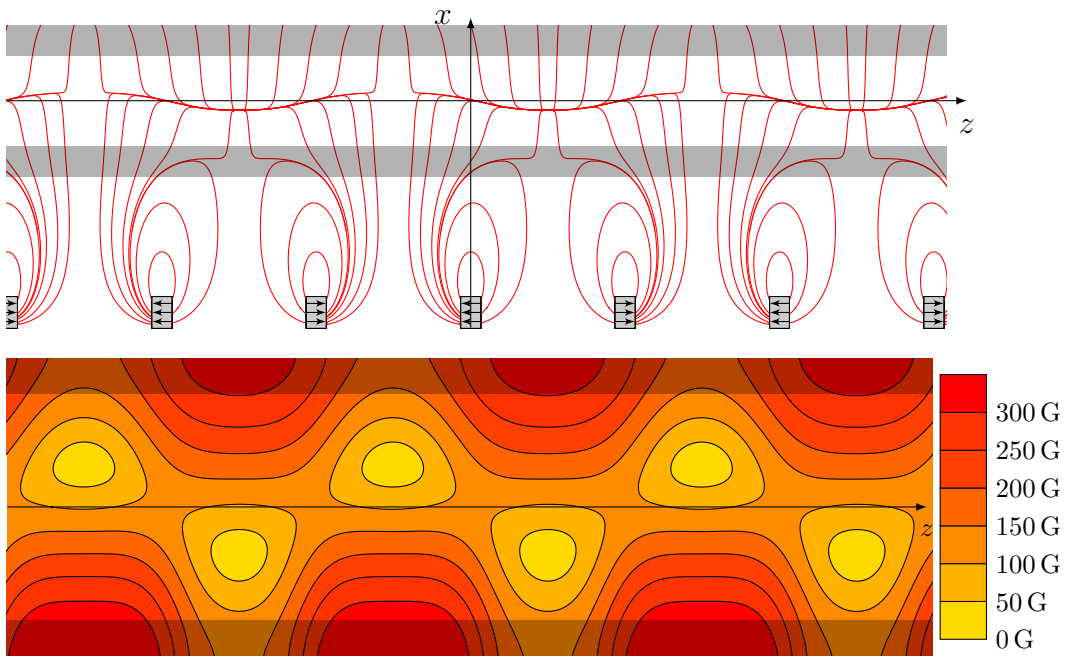


FIGURE 4.2 – Allure de quelques lignes de champ et de quelques lignes équipotentielles (pour lesquelles le module du champ magnétique est constant). En superposant le champ produit par les aimants à celui du guide magnétique nous obtenons une succession de pièges quadrupolaires tridimensionnels décalés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

B_0^{aim}

$B_\perp^{\text{aim}}$

Le champ magnétique produit par la chaîne d'aimants est ainsi caractérisé :

- le module de $B_0(z) = B_0^{\text{aim}}(z)$ s'annule dans chaque plan médian [3] séparant deux aimants successifs (plan d'anti-symétrie pour l'aimantation),
- la composante transverse $B_\perp^{\text{aim}}$, 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 déviée [4] de l'axe.

3. En affirmant ceci, on néglige les effets de bord, c'est-à-dire que l'on néglige le fait que la chaîne d'aimants n'est pas infinie.

4. Cette ligne dévie de l'axe z du fait de la modulation spatiale du champ magnétique transverse produit par les aimants. C'est ce principe qui est mis en œuvre dans le chapitre 2, traitant de l'évaporation du jet en déviant sa trajectoire vers une surface matérielle.

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

v_{conv}

La mise en mouvement de la courroie du convoyeur à une vitesse constante v_{conv} entraîne la chaîne 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.

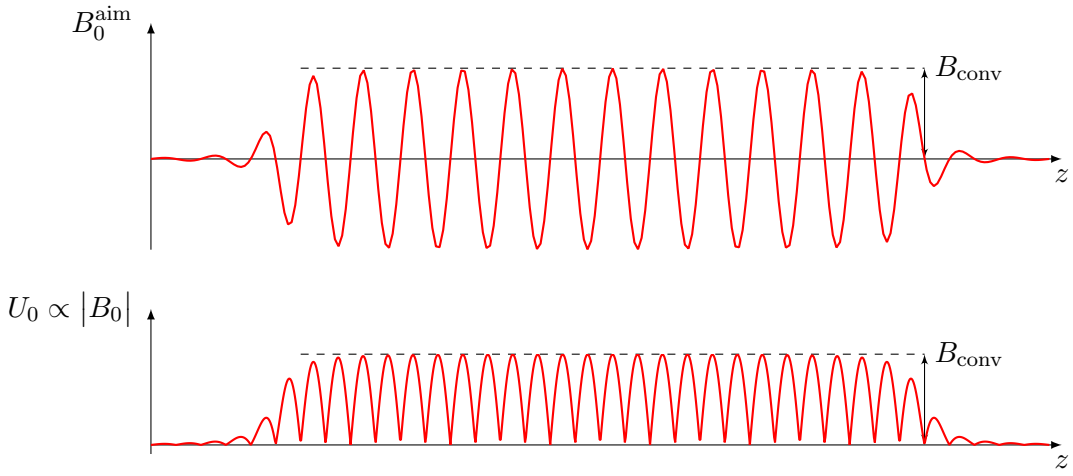


FIGURE 4.3 – (Animation en ligne) Allure de la composante longitudinale $B_0(z)$ du champ magnétique sur l'axe z du guide pour la configuration représentée sur la figure 4.1. Le potentiel magnétique $U_0(z,t)$ auquel sont soumis les atomes est proportionnel au module du champ $|B_0|$. La configuration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

Profondeur des pièges quadrupolaires

B_{conv}

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

- les caractéristiques des aimants permanents,
- la distance D_{aim} à laquelle se trouve les aimants de l'axe du guide,
- le nombre d'aimants fixés sur chaque site de la courroie du convoyeur.
- l'espacement des sites de fixation sur la courroie 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 [5] :

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

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

Application numérique

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

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

Ceci correspond à une température $T \approx 1\,\text{mK}$ ou encore à une énergie cinétique $\frac{1}{2}\, m\, v^2$ avec $v = 40\,\text{cm/s}$.
Du fait de la valeur élevée du champ transverse $B_\perp \approx 40\,\text{G}$ produit par les aimants au niveau des pièges quadrupolaires, ces derniers sont décalés de l'axe du guide d'une distance (voir le chapitre 2) :

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

Cette valeur est à mettre en regard du rayon interne $R = 1{,}5\,\text{mm}$ des pièces de céramique à travers lesquelles les atomes doivent passer lors de leur propagation dans le guide magnétique. Pour une telle déviation δ, certains atomes énergétiques seront éliminés des pièges pendant le transport (voir la sous-section 2.2.2).

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

- la présence dans chaque piège d'un point de champ magnétique nul est gênante si nous envisageons le refroidissement par évaporation des paquets atomiques, et ce à cause des pertes par retournement de spin.
- le décalage δ des pièges hors de l'axe z du guide peut conduire à l'élimination non contrôlée d'atomes du fait de la présence des pièces de céramique réparties sur toute la longueur du guide.

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

5. L'amplitude B_{conv} varie en fonction de la distance D_{aim} en suivant une loi de décroissance exponentielle. Ceci est dû au caractère multipolaire de l'agencement des aimants.

4.2.2 Piégeage d'un paquet atomique dans un train de pièges quadrupolaires

Dans 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 décrite dans la sous-section 1.2.2.

Dans cette sous-section, nous étudions 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 à une distance $z_s = 1{,}75\,\text{m}$, soit 20 cm après le convoyeur [6]. Les figures 4.4 et 4.5 représentent les mesures de densité linéique d'atomes $n(z_s, t)$ obtenues dans différentes configurations :

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

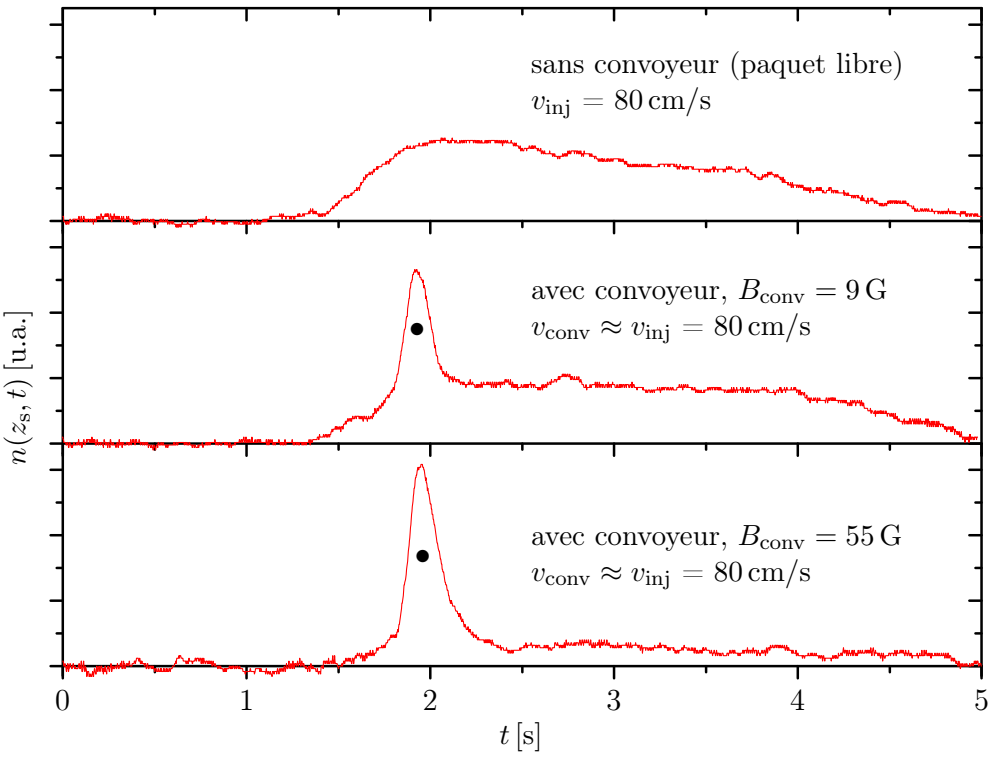


FIGURE 4.4 – Mesure de l'influence du train de pièges quadrupolaires sur la propagation d'un paquet atomique dans le guide magnétique. Le laser sonde est positionné en $z_s = 1{,}75\,\text{m}$ (20 cm en aval du convoyeur) et mesure la densité linéique d'atomes $n(z_s, t)$ en fonction du temps t après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

6. Rappelons que l'origine de l'axe z est prise au niveau du piège magnéto-optique.

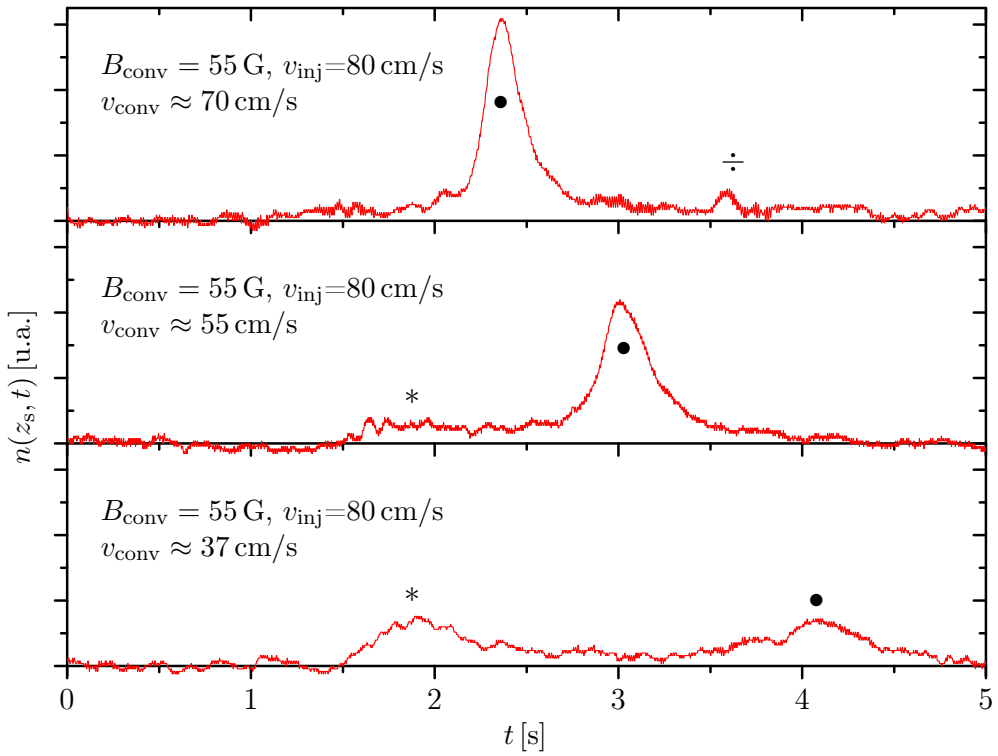


FIGURE 4.5 – Dans les mêmes conditions que pour la figure 4.4, avec $B_{\mathrm{conv}} = 55\,\mathrm{G}$, mais pour différentes vitesses du convoyeur $v_{\mathrm{conv}} < v_{\mathrm{inj}}$. Les pics de détection (repérés par le symbole •), localisés autour d'un temps correspondant approximativement à $t = z_s/v_{\mathrm{conv}}$ mettent en évidence le piégeage d'atomes dans le train de pièges quadrupolaires à la vitesse v_{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'autres le traversent lentement (pics repérés par le symbole ÷). Ces phénomènes sont décrits dans la suite (sous-section 4.4.3)

Interprétation des résultats préliminaires

Proposons-nous d'interpréter les mesures présentées 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 autour de $t = z_s/v_{\mathrm{conv}}$, qui 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. Seule une petite partie des atomes a donc effectivement été piégée [7].
- 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. Ceux-ci n'atteignent donc jamais le laser sonde et ne sont pas mesurés. Nous avons défini, pour

7. Ce point est discuté dans la sous-section 4.4.3.

notre dispositif expérimental, une plage convenable de profondeur des pièges de 35 G à 55 G (voir la sous-section 4.4.4).
– on constate sur la figure 4.5 qu'il est possible de ralentir efficacement le paquet atomique. En effet, le temps t d'arrivée 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 ($v_{\text{conv}} = 37\,\text{cm/s}$ sur la figure 4.5), un deuxième pic de détection apparait (pic repéré par le symbole $*$) et rend compte du 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 envisageable de les y refroidir de manière poussée. Cette section montre comment nous pouvons produire un train de pièges de type Ioffe-Pritchard, qui se prête particulièrement bien 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.

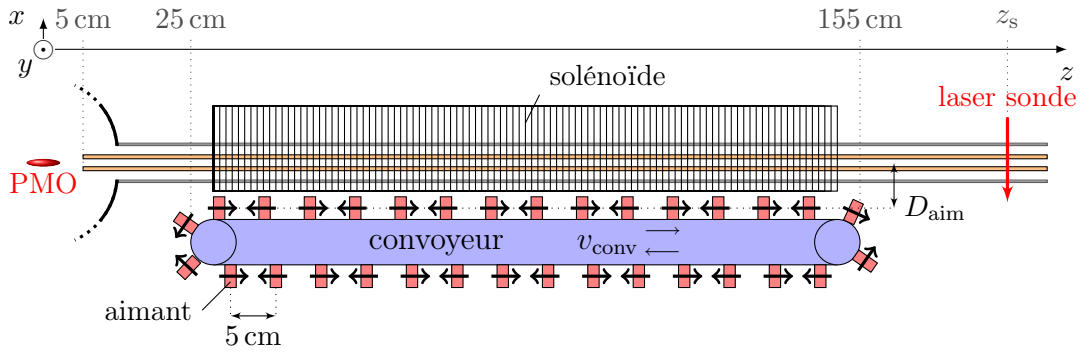


FIGURE 4.6 – Représentation du dispositif permettant de produire un train de pièges de Ioffe-Pritchard. Le solénoïde bobiné autour du guide mesure 1 m de long et est constitué d'un enroulement de 250 spires carrées de $D_{\text{sol}} = 15\,\text{cm}$ de côté (les paramètres intervenant dans le choix de la taille D_{sol} des spires sont discutés dans la sous-section 4.3.3). Le guide magnétique n'est pas positionné sur l'axe du solénoïde, mais contre l'une de ses faces intérieures. Ceci est simplement destiné à pouvoir approcher le convoyeur aussi près que possible de l'axe du guide. L'allure du champ produit sur l'axe du guide est représenté sur la figure 4.7.

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^{sol}

$$B_0(z) = B_0^{\text{aim}}(z) + B_0^{\text{sol}}(z)\,, \tag{4.1}$$

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

La dépendance en z du champ longitudinal produit par le solénoïde sur l'axe du guide dépend de ses dimensions et de son positionnement par rapport au guide (ce point est discuté dans la sous-section 4.3.3). 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 (voir la figure 4.7). Nous produisons ainsi un train de pièges de Ioffe-Pritchard.

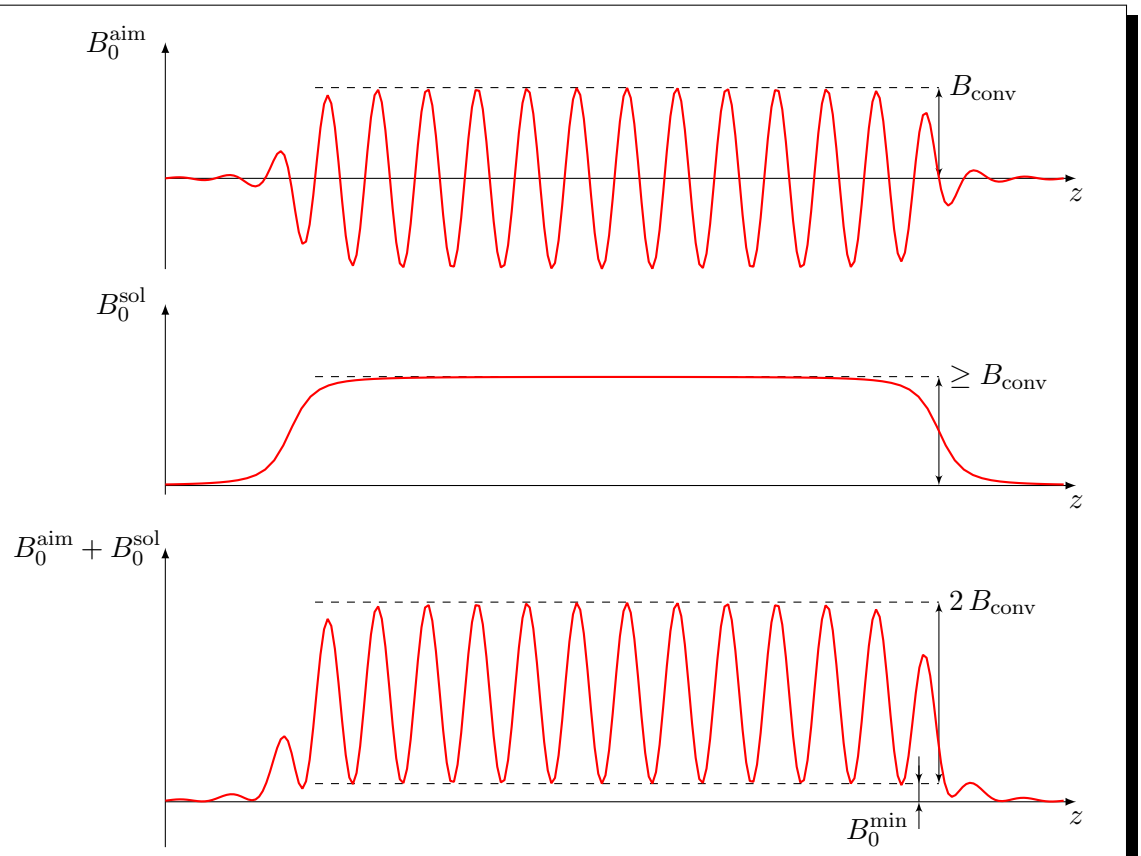


FIGURE 4.7 – (Animation en ligne) Allure de la composante longitudinale $B_0(z)$ du champ magnétique sur l'axe z du guide pour la configuration représentée sur la figure 4.6. Ce champ est composé de la contribution B_0^{aim} des aimants et de celle B_0^{sol} du solénoïde de manière à produire un train de pièges de Ioffe-Pritchard. Dans cette configuration, le champ magnétique ne s'annule en aucun point. L'espacement entre deux pièges successifs est $D = 10\,\text{cm}$.

B_0^{min}

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

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

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 $B_0^{\text{min}} \approx 1\,\text{G}$, 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 14).

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.

> **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 sont issus (voir la section 4.2). En effet, dans cette configuration, 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 $D = 10\,\text{cm}$.

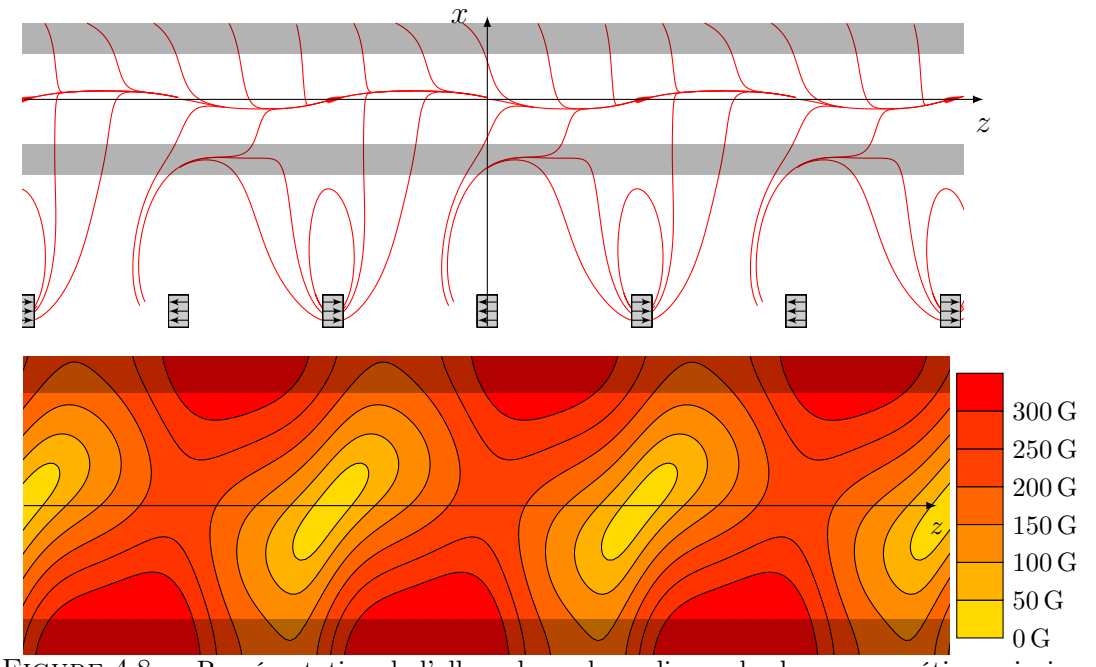


FIGURE 4.8 – sReprésentation de l'allure de quelques lignes de champ magnétique ainsi que de quelques lignes équipotentielles (suivant lesquelles le module du champ magnétique est constant) pour la configuration décrite sur la figure 4.6. En superposant le champ produit par les aimants à celui du solénoïde 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 répartis spatialement de part et d'autre de l'axe z du guide (contrairement aux pièges quadrupolaires). 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 $B_\perp^{\text{aim}}$ est très faible [8]. 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 passent au centre des pièces de céramique (voir le chapitre 2).

4.3.2 Caractéristiques des pièges de Ioffe-Pritchard

Profondeur

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

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

Fréquences d'oscillation

L'autre caractéristique importante des pièges de Ioffe-Pritchard est la force du confinement. 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 transverse [9]. Quant au confinement suivant l'axe longitudinal z, il est principalement caractérisé par la profondeur des pièges et leur espacement.

8. Le champ magnétique transverse $B_\perp^{\text{aim}}$ est même théoriquement nul dans les plans ***passant*** par les aimants, si l'on considère une chaîne infinie d'aimants.

9. On néglige l'influence du 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 fourni par le guide, qui est de typiquement 1000 G/cm.

Application numérique

On peut exprimer le confinement en termes de fréquences d'oscillation des atomes dans le piège. On considère une configuration à deux aimants par site, positionnés à $D_{\text{aim}} = 35\,\text{mm}$ de l'axe z, et avec $B_0^{\text{min}} \approx 1\,\text{G}$. On obtient alors typiquement :
– des fréquences d'oscillation selon les axes du plan transverse d'environ 700 Hz,
– et une fréquence d'oscillation suivant l'axe longitudinal d'environ 3 Hz.
La moyenne géométrique de ces fréquences d'oscillation, d'environ 120 Hz, est comparable à celle obtenue dans un piège magnétique typique utilisé pour les expériences de condensation de Bose-Einstein.

4.3.3 Choix des dimensions du solénoïde

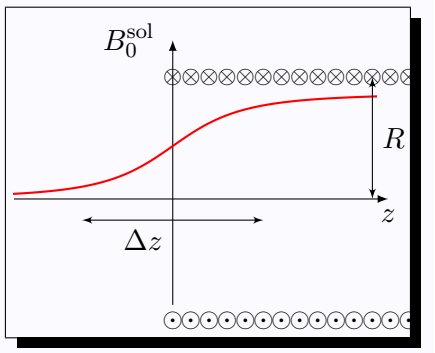
La mise en place d'un solénoïde permet de maintenir une valeur minimale du champ magnétique au sein du train de pièges afin de s'affranchir des pertes par retournement de spin. Mais, si le contrôle du courant électrique traversant le solénoïde permet d'ajuster la valeur B_0^{sol} du champ magnétique 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^{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 :

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

où R est le rayon du solénoïde(voir l'illustration ci-contre). Le champ $B_0^{\text{sol}}(z)$ passe de 10% à 90% de sa valeur maximale sur une distance $\Delta z = \frac{8\,R}{3}$.



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.
– 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 :

- 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 tenté 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. Ceux-ci subissent donc 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.

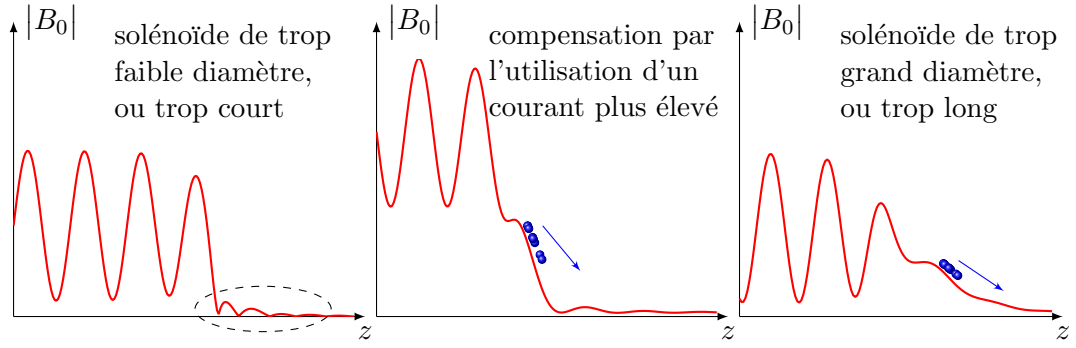


FIGURE 4.9 – (Animation en ligne) Illustration de trois cas caractéristiques d'un mauvais choix des dimensions du solénoïde. Dans le cas d'un solénoïde trop court ou de diamètre trop faible, le champ magnétique s'annule en sortie du train. Si on compense cet effet en augmentant le courant, le paquet 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.

Nous avons choisi un diamètre de $D_{\text{sol}} = 15\,\text{cm}$ de manière à voir une montée du champ B_0^{sol} le long de l'axe z sur une distance $\Delta z \approx 20\,\text{cm}$, légèrement supérieure à la distance typique ($\approx 15\,\text{cm}$) 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.

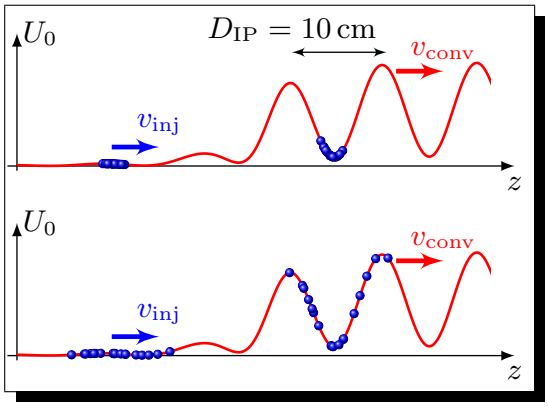
Lorsque les paquets atomiques atteignent le train de pièges de Ioffe-Pritchard en mouvement, ils sont soumis à un potentiel dépendant du temps : des barrières de potentiel magnétique s'élèvent sur leur chemin. Dans cette section, nous nous proposons d'étudier l'influence des différents paramètres intervenant 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 mises en rapport avec des résultats de simulations numériques. Rappelons que les paquets atomiques dont il est question dans la suite contiennent typiquement 10^9 atomes et sont préparés puis injectés dans le guide suivant la procédure décrite dans la sous-section 1.2.2.

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

- 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 pour être capturé dans l'un des puits de potentiel. Dans la seconde situation il est impossible d'y parvenir et l'on communique, lors du piégeage, une énergie potentielle considérable au paquet atomique.

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 3, la température longitudinale 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 :

$$\Delta v_z = \sqrt{\frac{k_\text{B}\,T}{m}} \approx 12\,\text{cm/s}\,. \tag{4.3}$$

Application numérique

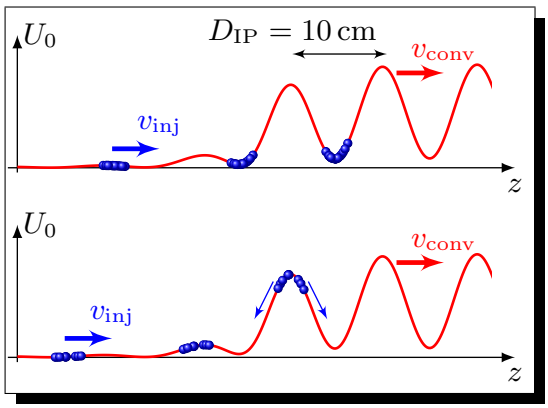
La vitesse d'injection v_inj étant voisine de 1 m/s, la distance entre le piège magnéto-optique et le train de pièges étant de 25 cm, le paquet s'étale librement pendant environ 0,25 s. La taille d'un paquet au moment d'atteindre le train de pièges est donc typiquement de 6 cm. Cette extension longitudinale n'est pas beaucoup plus faible que la distance $D = 10\,\text{cm}$ séparant deux pièges consécutifs. Nous montrerons dans la suite (figure 4.10) que la capture dans ces conditions reste toutefois convenable.

Remarque

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 magnéto-optique 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 cette 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 afin de mener à bien la capture dans le train de pièges. Le paquet doit bien entendu arriver au niveau du convoyeur "*au bon moment*". Nous représentons ci-contre 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 barrières de potentiel. Dans la seconde situation, le paquet arrive une demi-période plus tard et "*chevauche*" une barrière.



Cette situation est préjudiciable à deux égards :

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

Mesures expérimentales

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 $n(z_s, t)$ en $z_s \approx 100\,\text{cm}$, c'est-à-dire dans la zone couverte par le convoyeur. La figure 4.10 illustre le résultat de deux mesures effectuées en utilisant un train de pièges dont la profondeur correspond à $2\,B_{\text{conv}} = 32\,\text{G}$ et se déplaçant à une vitesse $v_{\text{conv}} = v_{\text{inj}} = 88\,\text{cm/s}$:

- l'une correspondant à un paquet atomique intégralement piégé dans l'un des pièges de Ioffe-Pritchard,
- l'autre, 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.

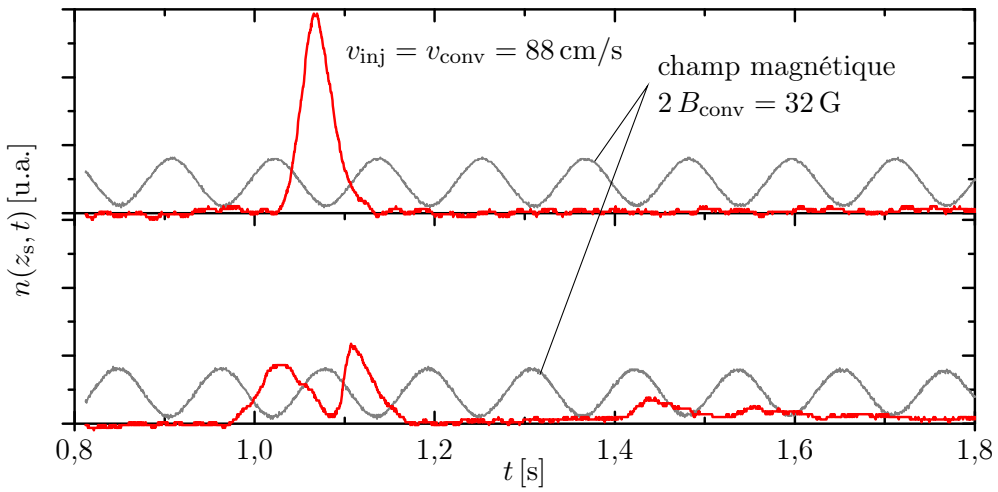


FIGURE 4.10 – Mesures expérimentales de la densité linéique d'atomes $n(z_s, t)$ au sein du train de pièges de Ioffe-Pritchard ($z_s \approx 100\,\text{cm}$). Le graphe supérieur correspond à une bonne synchronisation de l'injection du paquet atomique, lequel est intégralement capturé dans l'un des pièges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

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

La figure 4.11 présente des données prises dans des conditions telles que $2\,B_{\mathrm{conv}} = 55\,\mathrm{G}$, $B_0^{\mathrm{min}} = 1\,\mathrm{G}$, et pour différentes vitesses du convoyeur : $v_{\mathrm{conv}} = 115\,\mathrm{cm/s}$, $90\,\mathrm{cm/s}$, $82\,\mathrm{cm/s}$, $65\,\mathrm{cm/s}$, $50\,\mathrm{cm/s}$, $33\,\mathrm{cm/s}$. Le laser sonde permettant de mesurer la densité linéique d'atomes est positionné 20 cm en aval du convoyeur : $z_{\mathrm{s}} = 175\,\mathrm{cm}$. 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***.

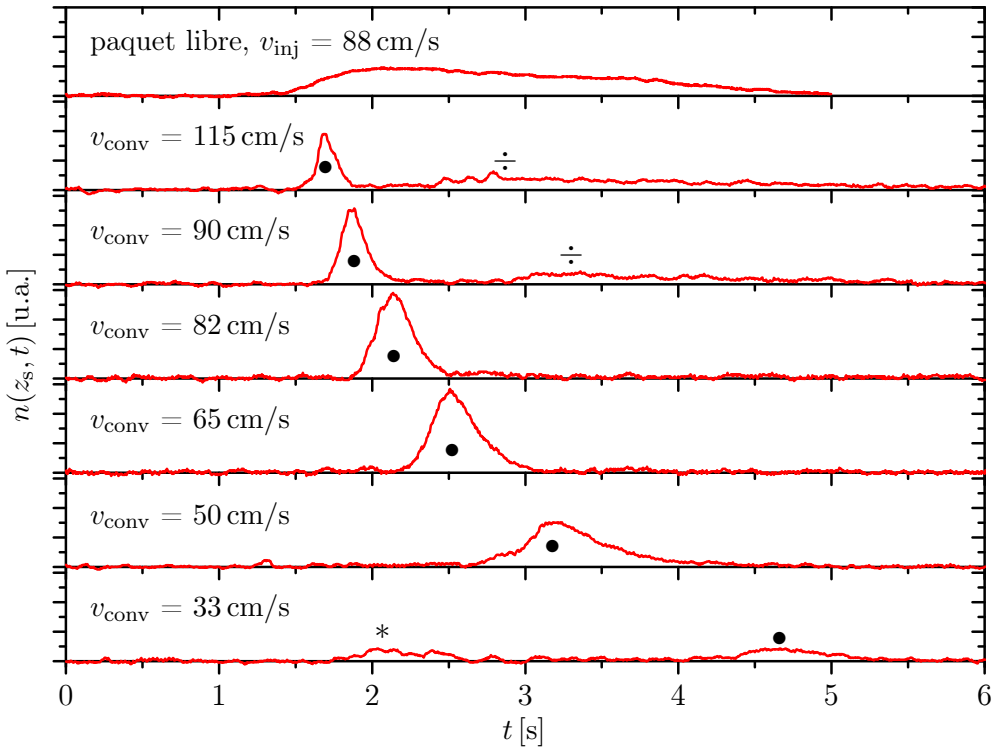
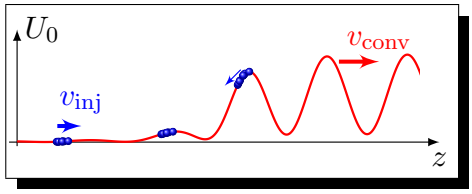


FIGURE 4.11 – Mesure en fonction du temps suivant l'injection d'un paquet de la densité linéique d'atomes $n(z_{\mathrm{s}}, t)$ en aval du convoyeur ($z_{\mathrm{s}} = 175\,\mathrm{cm}$). Pour une gamme de vitesses allant de 33 cm/s à 115 cm/s une partie substantielle des atomes est piégée dans le train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

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

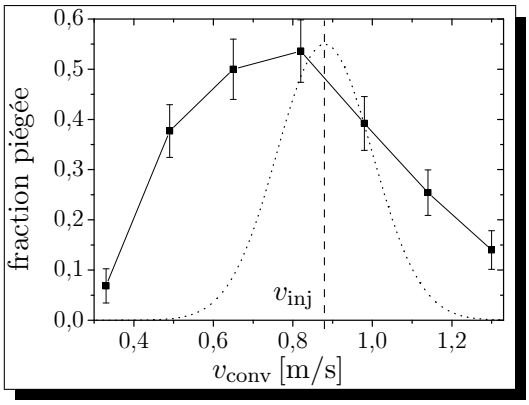
- les atomes dont la vitesse est largement supérieure à v_{conv} ne peuvent être ralentis suffisamment à l'entrée du train de pièges. Le temps d'arrivée de ces atomes au niveau du laser sonde correspond approximativement au temps d'arrivée d'un paquet atomique libre (signaux repérés par le symbole $*$ sur la figure 4.11).
- certains atomes, dont la vitesse est largement plus faible que v_{conv}, peuvent aussi traverser le train de pièges (signaux repérés par le symbole $\div$). Bien qu'ayant initialement une faible énergie cinétique, ils 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'atomes participant au signal d'absorption, et en le comparant au cas d'un paquet atomique se propageant librement dans le guide (voir la remarque ci-dessous).

> 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'atomes concernés par la mesure, il faut effectuer une intégration temporelle du flux atomique $\Phi(z_{\text{s}}, t)$. Celui-ci peut être estimé [10] :
> - dans le cas d'un paquet atomique se propageant librement dans le guide par l'expression $\Phi(z_{\text{s}}, t) = n(z_{\text{s}}, t)\, z_{\text{s}}/t$. Celle-ci se traduit par le fait que les atomes atteignant le laser sonde en un temps t sont animés d'une vitesse $v = z_{\text{s}}/t$.
> - 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, $\Phi(z_{\text{s}}, t) = n(z_{\text{s}}, t)\, v_{\text{conv}}$.

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'atomes piégés dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard en fonction de la vitesse v_{conv} du convoyeur. Sur le graphe ci-contre, la ligne en trait pointillé représente (en unité arbitraire) une distribution de vitesse gaussienne centrée en v_{inj} et de variance $\Delta v = 12\,\text{cm/s}$ (valeur typique pour nos paquets atomiques). Celle-ci met en évidence le fait que le train de pièges fait plus que "*sélectionner*" la fraction d'atomes ayant une vitesse initiale voisine de celle du convoyeur, c'est-à-dire que des processus de ralentissement permettent de capturer des atomes ayant une vitesse significativement plus élevée.



10. Rappelons que z_{s} est la distance séparant la sonde du piège magnéto-optique sur l'axe z de propagation des paquets atomiques. L'origine des temps correspond au moment de l'injection dans le guide magnétique.

4.4.4 Simulations numériques

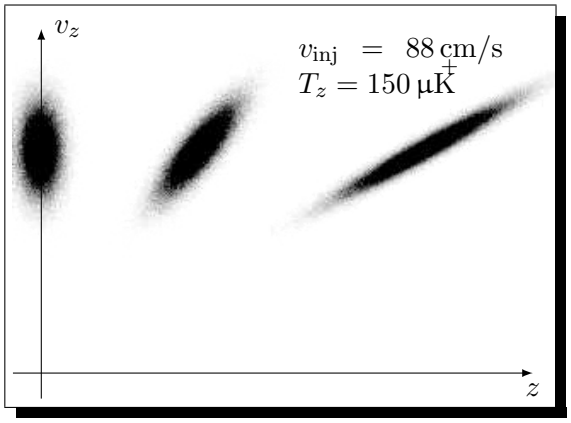
Cette sous-section présente le résultats de simulations numériques développées par Antoine Couvert et David Guéry-Odelin, afin de mieux comprendre la physique mise en jeu lors de la capture d'un paquet atomique dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard.

Nous utilisons pour cela une modélisation par un problème unidimensionnel, suivant l'axe z, de particules soumises au potentiel $U_0(z,t)$ représenté sur la figure 4.7 page 100. L'algorithme de calcul (méthode de Runge-Kunta d'ordre 4) ne fait pas intervenir les collisions entre atomes. Les conditions initiales des simulations sont choisies de manière à reproduire une distribution $\mathcal{D}_0(z,v_z)$ gaussienne en position, centrée en $z=0$ (position du piège magnéto-optique), et en vitesse, centrée sur la vitesse d'injection v_{inj}. La distribution initiale $\mathcal{D}_0(z,v_z)$ ne fait pas intervenir de corrélation position-vitesse :

$$\mathcal{D}_0(z,v_z) = C\,\exp\left(-\frac{z^2}{2\,\Delta z^2}\right)\,\exp\left(-\frac{(v_z-v_{\text{inj}})^2}{2\,\Delta {v_z}^2}\right)\,, \tag{4.4}$$

où C est une constante de normalisation.

Les résultats des simulations numériques seront présentés sous la formes de graphiques dans l'espace des phases à une particule. Chacun des 10^5 atomes de la simulation y est repéré par un point (z,v_z).
L'illustration ci-contre représente la propagation libre d'un paquet atomique à différents instants ($t=0$, $t=0{,}3\,\text{s}$ et $t=0{,}8\,\text{s}$). Pour toutes nos simulations, les conditions initiales sont caractérisées par :



- la vitesse d'injection, $v_{\text{inj}} = 88\,\text{cm/s}$,
- la dispersion de vitesse longitudinale, $\Delta v_z = 12\,\text{cm/s}$ (soit $150\,\mu\text{K}$),
- l'extension longitudinale du paquet, $\Delta z = 2\,\text{cm}$.

Capture d'un paquet atomique

Considérons le cas d'un paquet atomique capturé par le train de pièges de Ioffe-Pritchard allant à une vitesse $v_{\text{conv}} = v_{\text{inj}} = 88\,\text{cm/s}$. La figure 4.12 représente l'évolution du paquet un temps $t \approx 1{,}2\,\text{s}$ après son injection. On y distingue bien les atomes piégés qui évoluent suivant des trajectoires ressemblant à des ellipses dans l'espace des phases à une particule [11]. La synchronisation de l'injection est faite de manière à placer le plus possible d'atomes dans un seul piège (ici, 82% des atomes).

La simulation permet de montrer que dans nos conditions expérimentales ($\Delta v_z = 12\,\text{cm/s}$, $\Delta z = 2\,\text{cm}$), et même avec une bonne synchronisation, une partie des atomes n'est pas piégée, mais progresse dans le train de pièges avec une vitesse moyenne inférieure à v_{conv}.

11. C'est dans un piège harmonique que les trajectoires dans l'espace des phases sont rigoureusement elliptiques.

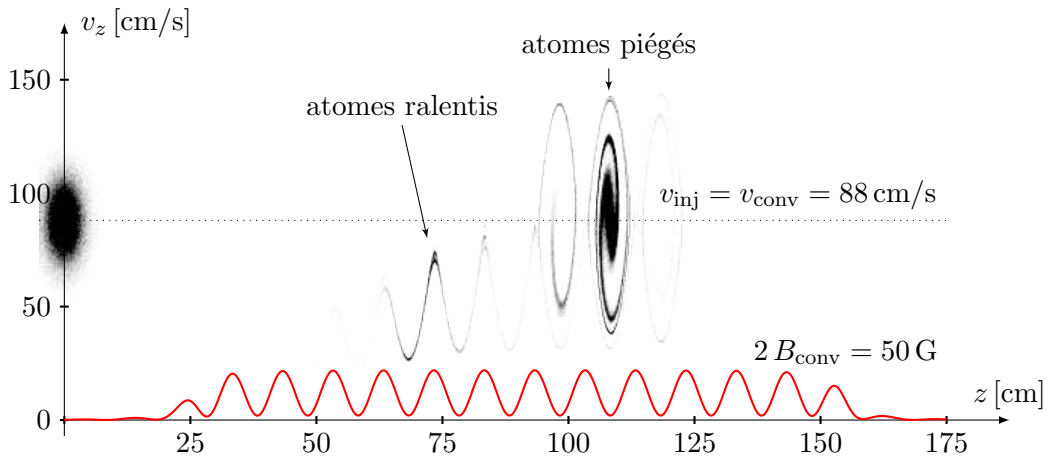


FIGURE 4.12 – Représentation de la distribution d'atomes dans l'espace des phases à une particule à un instant $t \approx 1{,}2\,\text{s}$ suivant l'injection du paquet dans le guide magnétique. La vitesse du convoyeur est égale à la vitesse d'injection, $v_{\text{conv}} = v_{\text{inj}} = 88\,\text{cm/s}$. Le potentiel de piégeage du train au temps t est représenté (en rouge) en unités arbitraires de manière à situer la position des pièges.

Ralentir un paquet atomique dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard

Nous nous intéressons maintenant au cas du ralentissement d'un paquet atomique lors de la capture dans le train de pièges. La figure 4.13 représente les résultats de simulations en prenant une vitesse du convoyeur $v_{\text{conv}} = 50\,\text{cm/s}$ inférieure à la vitesse d'injection $v_{\text{inj}} = 88\,\text{cm/s}$. Trois valeurs différentes de profondeur des pièges sont utilisées. Elle correspondent à des modulations du champ magnétique longitudinale de, respectivement, $2\,B_{\text{conv}} = 50\,\text{G}$, $20\,\text{G}$ et $80\,\text{G}$. On peut ainsi distinguer les trois comportements typiques mis en évidence expérimentalement sur la figure 4.11 page 108 :

– pour une hauteur de barrière trop faible (20 G), une fraction importante des atomes, les plus ***rapides***, ne peuvent être suffisamment ralentis par les barrières de potentiel à l'entrée du train de pièges. Ces atomes traversent alors chaque piège du train avec une vitesse moyenne supérieure à v_{conv}.

Application numérique

Évaluons la vitesse relative $v_{\text{r}} \equiv v - v_{\text{conv}}$ d'un atome de ^{87}Rb abordant le train de pièges afin que celui-ci passe avec certitude au dessus des barrières de potentiel. Pour $2\,B_{\text{conv}} = 20\,\text{G}$, on a :

$$\frac{1}{2}\,m\,{v_{\text{r}}}^2 = 2\,B_{\text{conv}}\,\mu\ ,\ \text{ soit } v_{\text{r}} \approx 35\,\text{cm/s}\,. \tag{4.5}$$

Or, dans la simulation numérique de la figure 4.13, environ 60% des atomes possèdent une vitesse initiale supérieure de 35 cm/s à celle du convoyeur [12]. On comprend donc bien pourquoi la majorité d'entre eux passent au dessus de toutes les barrières.

12. Si le fait d'avoir une vitesse relative supérieure à v_{r} est une condition ***suffisante*** pour traverser tous les pièges, ce n'est pas une condition ***nécessaire***. En effet, certains atomes possédant une vitesse initiale trop faible peuvent acquérir beaucoup d'énergie s'ils "*chevauchent*" une barrière lors de son apparition à l'entrée du train. Ce

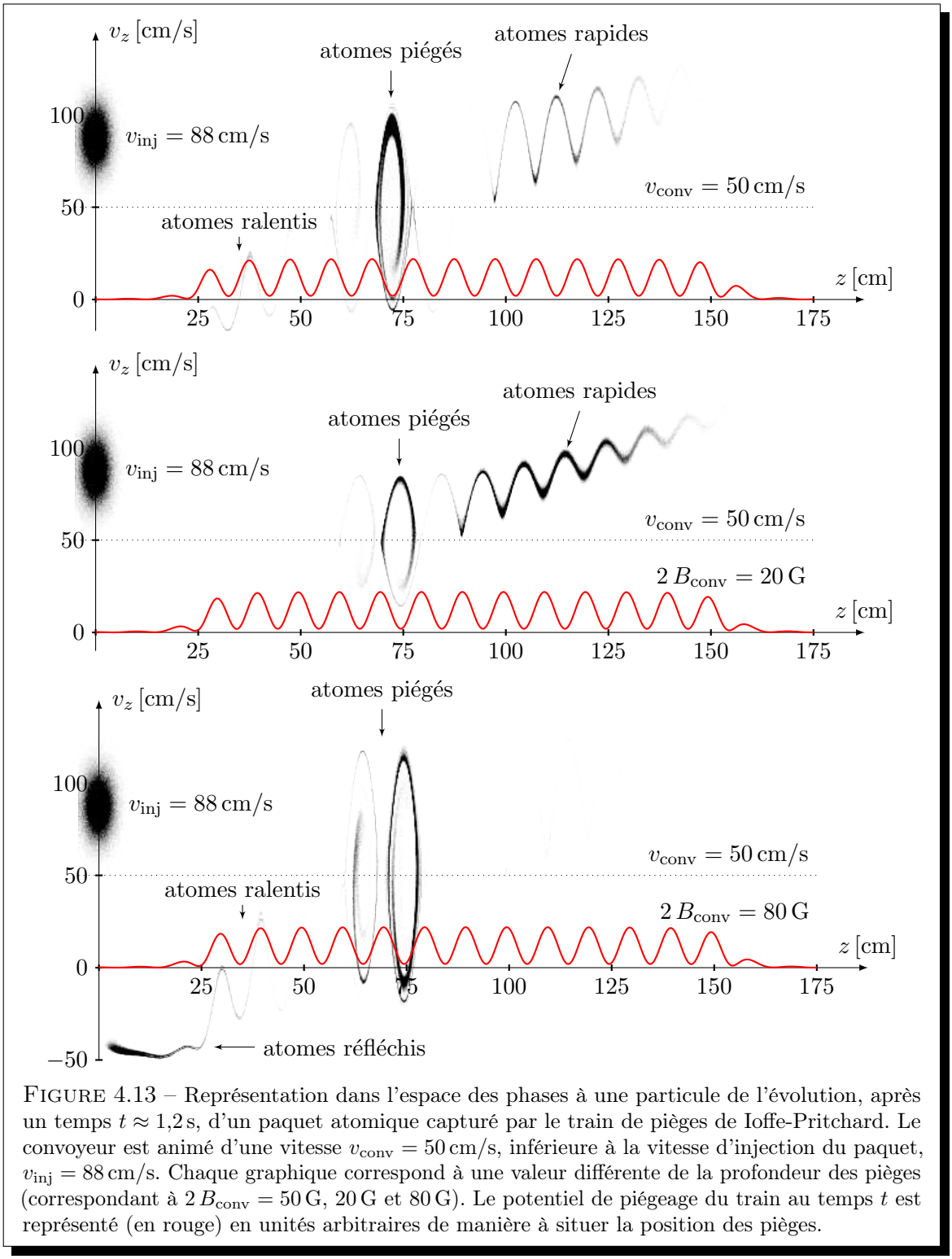


FIGURE 4.13 – Représentation dans l'espace des phases à une particule de l'évolution, après un temps $t \approx 1{,}2\,\text{s}$, d'un paquet atomique capturé par le train de pièges de Ioffe-Pritchard. Le convoyeur est animé d'une vitesse $v_{\text{conv}} = 50\,\text{cm/s}$, inférieure à la vitesse d'injection du paquet, $v_{\text{inj}} = 88\,\text{cm/s}$. Chaque graphique correspond à une valeur différente de la profondeur des pièges (correspondant à $2\,B_{\text{conv}} = 50\,\text{G}$, $20\,\text{G}$ et $80\,\text{G}$). Le potentiel de piégeage du train au temps t est représenté (en rouge) en unités arbitraires de manière à situer la position des pièges.

– lorsqu'on augmente la hauteur des barrières de potentiel, cette catégorie d'atomes rapides et non-piégés disparait progressivement.

Application numérique

Le même calcul que précédemment avec $2\,B_{\text{conv}} = 50\,\text{G}$ donne $v_{\text{r}} \approx 45\,\text{cm/s}$: seulement 5% des atomes possèdent une vitesse initiale suffisante pour assurer une traversée des barrières.

En contrepartie, certains atomes subissent un tel ralentissement à l'entrée du train de pièges que leur vitesse moyenne devient très faible. Ces atomes, dans le référentiel en mouvement lié au convoyeur se propagent en sens inverse, et traversent aussi les barrières.

– si on augmente trop la hauteur des barrières (e. g. 80 G), on constate qu'il est même possible de réfléchir une fraction importante des atomes à l'entrée du train de pièges. Ce résultat est intéressant dans la mesure où il est difficile de mesurer expérimentalement le nombre d'atomes réfléchis puisque ceux-ci n'atteignent jamais le laser sonde. Le mécanisme physique mis en jeu est bien entendu du type de celui que nous avons décrit dans le chapitre 3 traitant de la réflexion d'un paquet atomique sur un miroir magnétique mobile.

L'analyse numérique qui fait l'objet des figures 4.12 et 4.13 permet de distinguer trois types de trajectoires atomiques dans l'espace des phases à une particule :
– les atomes qui possèdent initialement ou qui acquièrent suffisamment d'énergie pour passer au dessus des barrières de potentiel du train de pièges,
– les atomes qui sont ralentis lors de l'entrée dans le train de pièges si bien que leur vitesse moyenne est inférieure à celle du convoyeur. Ces atomes passent aussi au dessus des barrières de potentiel en se propageant plus lentement que le train de pièges. Si la hauteur des barrières est grande, on peut même réfléchir une partie des atomes.
– enfin, les atomes capturés dans l'un des pièges.

4.5 Piégeage et refroidissement de paquets atomiques successifs

Nous avons montré que notre technique permet de capturer et de transporter efficacement 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.

phénomène est directement lié à la taille et la synchronisation du paquet atomique à l'entrée du train de pièges (voir la sous-section 4.4.2).

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 $z_s \approx 100\,\text{cm}$ afin de mesurer la densité linéique d'atomes $n(z_s, t)$ dans le train de pièges (comme dans la sous-section 4.4.2 où il s'agissait du piégeage d'un paquet). La figure 4.14 illustre deux mesures expérimentales effectuées dans le cas d'une injection périodique, 4,4 fois par seconde :

- la première est effectuée en l'absence du convoyeur. On y observe comme prévu [13] 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 [14] ayant une profondeur donnée par $2\,B_{\text{conv}} = 32\,\text{G}$ et animé d'une vitesse $v_{\text{conv}} = v_{\text{inj}} = 88\,\text{cm/s}$.

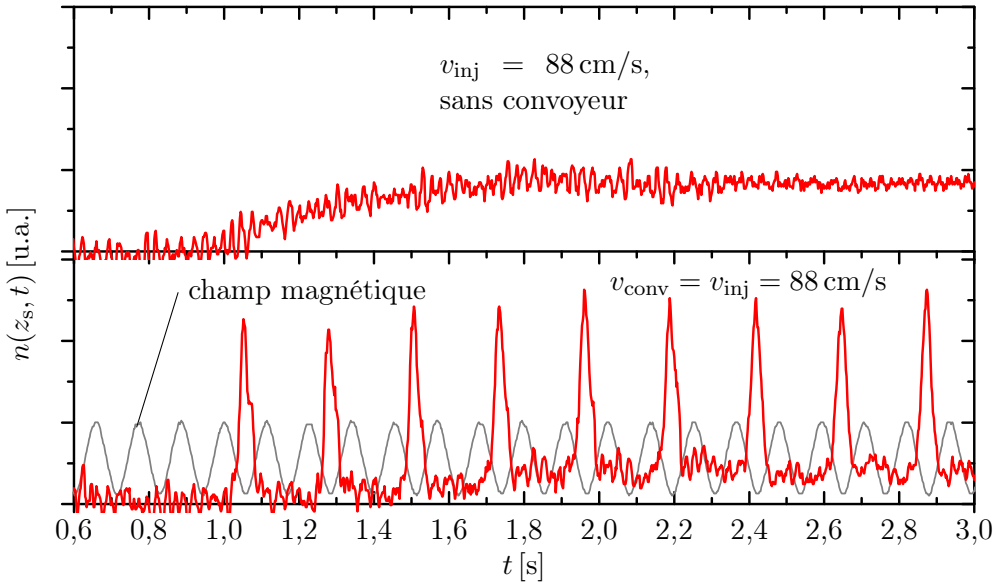


FIGURE 4.14 – Mesure de la densité linéique d'atomes $n(z_s, t)$ au sein du train de pièges de Ioffe-Pritchard ($z_s \approx 100\,\text{cm}$). Le graphe supérieur correspond, en l'absence du convoyeur, à la formation d'un jet atomique continu obtenu par le recouvrement de paquets atomiques injectés 4,4 fois par seconde (voir la section 1.2). Le graphe inférieur correspond lui aux mêmes conditions expérimentales, mais en présence du train de pièges de Ioffe-Pritchard animé d'une vitesse $v_{\text{conv}} = v_{\text{inj}} = 88\,\text{cm/s}$, le tout étant convenablement synchronisé (voir la sous-section 4.4.2). L'échelle verticale est identique pour les deux graphes. Le fait qu'un piège sur deux soit vide prouve que chaque paquet atomique est capturé intégralement dans un piège donné. La densité linéique d'atomes est plus élevée dans les pièges (d'un facteur 2 à 3) que dans le jet atomique obtenu dans les mêmes conditions.

13. Voir le chapitre 1.
14. Dans les séquences expérimentales en question, l'injection de chaque paquet est synchronisée avec le convoyeur de manière à optimiser le chargement des pièges.

Nous observons donc 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 plus élevée dans les pièges (d'un facteur 2 à 3) 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 des paquets durant leur transport. Le taux de collisions élastiques moyen par atome dans les pièges est estimé à environ $10\,\mathrm{s}^{-1}$.

4.5.2 Échauffement dû à la capture dans le train de pièges

Avant de présenter les résultats relatifs au refroidissement de paquets atomiques piégés dans le train de pièges de Ioffe-Pritchard, nous soulevons dans cette sous-section un point essentiel relatif à la capture des paquets. En effet, ceux-ci subissent alors une compression, et il en résulte une augmentation de leur température. Cet effet est d'autant plus marqué que les paquets possèdent une grande extension longitudinale. Réciproquement, à la sortie du convoyeur, une décompression longitudinale et un refroidissement prennent place.

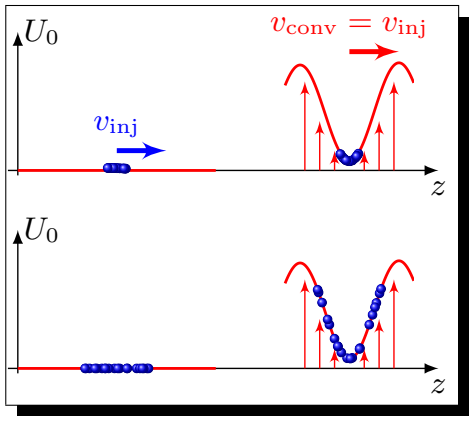
Échauffement lors d'une capture instantanée des paquets atomiques

Essayons de comprendre les processus physiques à l'origine de l'échauffement. Nous envisageons pour cela le cas d'une capture instantanée des paquets atomiques, c'est-à-dire en considérant que ceux-ci sont soumis à l'apparition brusque des pièges magnétiques. Nous supposerons de plus que la synchronisation de l'injection est parfaite, c'est-à-dire que le centre de masse du paquet se place exactement au fond du piège.

> Remarque
>
> Cette situation ne correspond pas précisément à ce qui se produit lors de la capture dans le train de pièges puisque les barrières de potentiel se forment progressivement (en quelques dixièmes de seconde typiquement). Cependant, une telle étude simplifiée permet de se rendre compte des ordres de grandeur des énergies mises en jeu lors de la capture.

La figure ci-contre illustre le mécanisme de chauffage d'un paquet atomique du fait de son extension longitudinale finie en considérant deux cas :
- celui d'une faible extension longitudinale du paquet,
- celui d'une extension longitudinale comparable à l'espacement D entre pièges.

Au moment ou les barrières apparaissent, les atomes se voient fournir une énergie potentielle d'autant plus élevée que ceux-ci explorent une large plage du dit potentiel. Dans le cas où la taille du paquet est comparable à la distance D entre deux pièges (soit 10 cm) on peut estimer le gain d'énergie comme étant de l'ordre de la valeur moyenne du potentiel $\langle U_0 \rangle$.



Application numérique

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

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

Cette énergie correspond, en terme de température, à $\langle U_0 \rangle = k_{\text{B}}\, T_z$ avec $T_z \approx 350\,\mu\text{K}$.

N'oublions pas qu'une fois les atomes capturés, l'énergie potentielle acquise selon l'axe z longitudinal va se redistribuer sur tous les degrés de liberté [15]. Afin d'étudier de problème, on devrait donc considérer :

- les 3 degrés de liberté en vitesse,
- les 2 degrés de liberté transverses dans un potentiel de confinement linéaire,
- et le degré de liberté longitudinal selon lequel on modélise le piégeage par un confinement harmonique.

Après rethermalisation il ne resterait ainsi plus qu'un quart de l'énergie potentielle acquise selon l'axe longitudinal (se reporter à la remarque sur le théorème du viriel, page 209).

Limites de la modélisation unidimensionnelle

D'après la modélisation simple que nous venons de décrire, nous pourrions conclure que la température du paquet augmenterait donc finalement d'au plus 80 µK.
Cependant, il convient ici de rappeler que si la température longitudinale T_z des paquets est d'environ 150 µK juste après leur injection, la température transverse, elle, est beaucoup plus élevée (de l'ordre de 600 µK) du fait de la compression non-adiabatique à l'entrée du guide magnétique (voir la sous-section 1.2.4).

Quand on considérait des paquets se propageant librement, la rethermalisation était négligée (voir la sous-section 1.2.4). Dans le train de pièges, il faut en tenir compte et conclure que la température longitudinale des paquets atomiques augmente bien, mais surtout du fait de la rethermalisation avec les degrés de liberté transverses, sur lesquels beaucoup d'énergie thermique est disponible. La température longitudinale des paquets atteint une valeur de l'ordre de 500 µK.

Mesures expérimentales de température

Nous avons effectué des mesures de température transverse sur le jet atomique au bout du guide magnétique (voir la sous-section 1.3.2). Nous estimons ainsi mesurer la température T du jet puisque ce dernier a eu le temps d'évoluer vers l'équilibre thermodynamique durant les trois

15. Nous avons en effet vu que le taux de collisions élastiques moyen par atome dans les pièges est estimé à environ $10\,\text{s}^{-1}$, ce qui autorise une rethermalisation rapide.

derniers mètres de propagation. Dans des conditions expérimentales typiques [16], avec une injection des paquets atomiques à une vitesse $v_{\mathrm{inj}} = 1\,\mathrm{m/s}$, nous comparons deux cas expérimentaux :

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

Nous ne détectons donc pas de variations mesurables de température dues au train de pièges, dans la limite de la précision dont nous disposons pour 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. La mise en œuvre de cette technique est décrite dans la section 1.4. Chaque paquet atomique piégé traverse ainsi successivement quatre zones d'évaporation durant son transport. Nous mesurons l'effet de l'évaporation sur la température transverse $T_\perp$ du jet ainsi obtenu en bout de guide magnétique.

L'évaporation des paquets durant leur transport nous a ainsi permis de réduire la température du jet atomique par un facteur 2 (passant de 590 µK à 280 µK). Le flux atomique est quant à lui réduit d'un facteur 4. Nous pouvons ainsi estimer le gain en densité dans l'espace des phases à une particule [17] :

$$\frac{{\rho_0}'}{\rho_0} \approx 2\,. \tag{4.6}$$

4.6 Conclusion

Grâce à un agencement périodique d'aimants permanents fixés sur un convoyeur longeant le guide, nous avons produit un train de pièges de Ioffe-Pritchard mobiles. Les paquets d'atomes injectés dans le guide sont re-capturés longitudinalement puis relâchés 1,2 m en aval. Ce dispositif permet de contourner les trois difficultés majeures liées à la manipulation d'un jet atomique ultra-froid que nous avons mentionnées à la fin du chapitre 1. Nous avons en effet démontré expérimentalement que la capture dans le train de pièges en mouvement permet de :

- 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.

16. Se reporter à la section 1.2 pour le détail des conditions expérimentales typiques.
17. On se reportera à la sous-section 1.1.2 pour le calcul du gain en densité dans l'espace des phases à une particule sur l'axe du jet atomique.

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. Ceci constitue une première dans notre communauté et ouvre diverses perspectives, comme la parallélisation de la production de condensats de Bose-Einstein. Ces expériences nous ont en outre permis de définir les paramètres critiques qui permettront sans doute la mise au point d'un futur dispositif expérimental entièrement optimisé pour l'usage de cette technique.

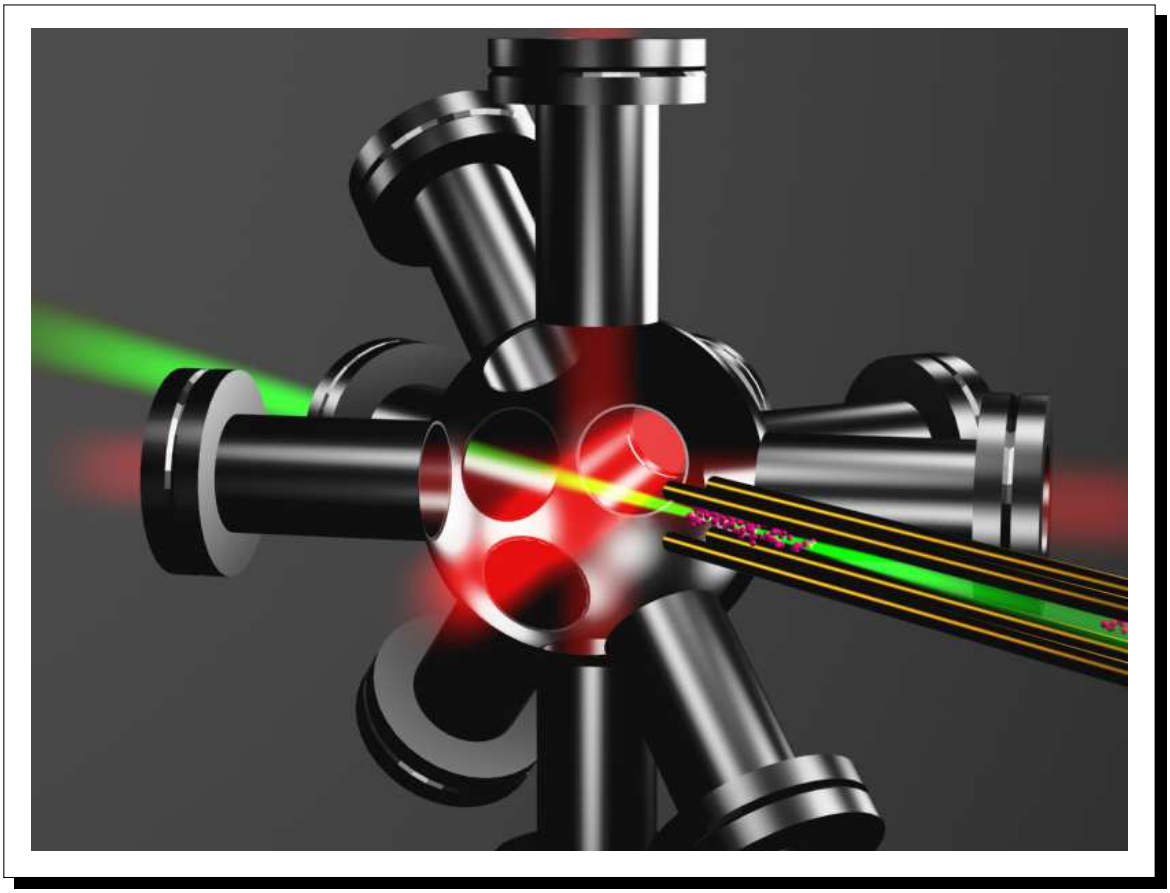
On peut toutefois se demander si notre technique, qui fait intervenir des pièces mécaniques mobiles soumises à d'inévitables vibrations, resterait exploitable s'il s'agissait de refroidir des paquets atomiques jusqu'à des température beaucoup plus faibles. En particulier, un condensat de Bose-Einstein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

Troisième partie

Production, manipulation et caractérisation de nuages denses

Chapitre 5

Production et transport non-adiabatique de nuages denses dans un piège dipolaire



Sommaire

5.1 Introduction 122
5.1.1 De l'amélioration de la préparation des nuages atomiques 122
5.1.2 Vers l'utilisation d'un piège dipolaire 123
5.2 Mise en place d'un laser d'une puissance de 300 Watts 124
5.2.1 Propriétés du laser 124
5.2.2 Montage d'un nouveau dispositif expérimental 125
5.2.3 Contrôle de la puissance et de la positon du faisceau dipolaire . . . 126
5.3 Piégeage optique par forces dipolaires 126
5.3.1 Potentiel dipolaire et chauffage pour un atome alcalin 127
5.3.2 Piégeage dans un faisceau unique 129
5.3.3 Lois de proportionnalité et ordres de grandeur 132
5.3.4 Caractérisation expérimentale du piège dipolaire 133
5.4 Production de nuages atomiques très denses 135
5.4.1 Alimentation du piège dipolaire 135
5.4.2 Pertes atomiques 136
5.4.3 Évaporation et compression de nuages atomiques 137
5.4.4 Retour sur l'injection par une technique de mélasse mouvante . . . 139
5.5 Transport optimisé de nuages atomiques 139
5.5.1 Mise en perspective et enjeux 140
5.5.2 Mise en mouvement du piège dipolaire 140
5.5.3 Mesures d'oscillations résiduelles après transport 142
5.6 Modélisation pour un piège unidimensionnel harmonique 145
5.6.1 Étude du mouvement du centre de masse dans le référentiel du piège 145
5.6.2 Mouvement du centre de masse du nuage 146
5.6.3 Amplitude des oscillations en fin de transport 146
5.6.4 Confrontation aux données expérimentales ; mélange non-linéaire . 147
5.6.5 Analogie avec l'optique et l'analyse spectrale 149
5.6.6 Transport sur des durées inférieures à la période d'oscillation propre 150
5.6.7 Conclusion 151

5.1 Introduction

5.1.1 De l'amélioration de la préparation des nuages atomiques

À la fin du chapitre 1, nous avons évoqué trois points soulignant les difficultés liées à l'évaporation d'un jet atomique. Nous avons conclu qu'il était primordial d'optimiser le nombre de collisions élastiques subies en moyenne par chaque atome durant sa propagation dans le guide magnétique. Les chapitres 2, 3 et 4 décrivent trois techniques permettant :

- de disposer d'un nouveau moyen d'évaporation dans le guide magnétique (chapitre 2),
- de produire un jet plus lent et plus dense (chapitres 3 et 4),
- d'améliorer les conditions d'évaporation en maintenant momentanément un potentiel de piégeage tridimensionnel dans le guide (chapitre 4).

Il convient de remarquer que la mise en œuvre de ces trois techniques concerne la manipulation d'atomes ultra-froids, ***une fois ceux-ci injectés dans le guide magnétique***.

Rappelons un point que nous avons aussi mentionné dans le chapitre 1 (voir page 21), quant à l'entrée des paquets atomiques dans le guide magnétique : l'extension transverse des paquets (de l'ordre de 1 mm) entraine un fort échauffement du fait de la soudaine compression dans le potentiel de confinement transverse du guide. En pratique, le paquet voit sa température décuplée, passant d'environ 50 µK à quelques 600 µK.

Il paraît logique de s'intéresser à l'optimisation de cette phase cruciale de l'expérience puisqu'une température initiale du jet atomique dix fois plus faible pourrait en principe signifier un taux de collisions élastiques ainsi qu'une densité dans l'espace des phases à une particule significativement plus élevés.

Application numérique

En considérant les lois de proportionnalité relatives aux propriétés du jet atomique (voir page 17), on peut estimer l'influence de la température T du jet. Ainsi, une température dix fois plus faible conduirait à :
- un taux de collisions élastiques décuplé,
- une densité dans l'espace des phases à une particule plus élevée de trois ordre de grandeur.

Ces chiffres ne sont bien évidemment qu'une estimation qui ne tient compte que de l'effet de la température T, toutes autres choses étant égales par ailleurs (flux Φ, vitesse moyenne $\overline{v}$, forme du potentiel de confinement transverse).

Nous avons donc tout intérêt à améliorer le mode de production et d'injection des paquets atomiques dans le guide magnétique.

5.1.2 Vers l'utilisation d'un piège dipolaire

L'objet de ce chapitre est de présenter une méthode de production de paquets atomiques très denses grâce à un piège optique à force dipolaire (aussi appelé piège dipolaire, ou encore *pince optique*). La faible extension transverse des paquets atomiques ainsi produits (typiquement 50 µm) en fait une technique prometteuse quant à l'injection dans un guide.

Nous décrirons la mise en place et la caractérisation d'un laser d'une puissance de 300 W sur notre dispositif expérimental. Après avoir décrit le protocole de production de paquets atomiques denses, nous nous concentrerons sur leur transport par la mise en mouvement du piège dipolaire. Un modèle analytique simple nous servira de support pour présenter les résultats expérimentaux liés à l'optimisation du transport.

Le piégeage dipolaire de nuages atomiques ultra-froids

La technique du piégeage d'atomes neutres ultra-froids par force dipolaire est utilisée depuis 1986 [96]. La mise en œuvre du refroidissement par évaporation forcée dans ce type de piège [97] se prête bien à la production de condensats de Bose-Einstein [98, 99, 30, 100, 101]. En effet, ce type de dispositif présente en général trois avantages par rapport à l'utilisation d'un piège magnétique :

- le potentiel de piégeage y est plus confinant et les densités atomiques sont très élevées. L'évaporation y est donc plus rapide (typiquement quelques secondes contre quelques dizaines de secondes pour un piège magnétique [1]).
- l'absence de bobines pour générer les champs magnétiques offre un accès optique optimal.
- le piégeage étant purement optique, il est possible d'utiliser un champ magnétique externe pour disposer d'un degré de liberté supplémentaire afin de manipuler les variables internes ou externes des atomes, ou encore pour ajuster les interactions inter-atomiques.

Logique de cette approche pour la compression des paquets atomiques

Sur notre dispositif expérimental, l'utilisation d'un piège dipolaire est très intéressante de par les densités atomiques très élevées qu'il est possible d'atteindre par cette technique. Si la densité atomique dans un piège magnéto-optique de ^{87}Rb est typiquement de l'ordre de quelques $10^{10}\,\mathrm{at/cm^3}$, elle peut être 100 à 1000 fois plus élevée dans un piège dipolaire [98].

5.2 Mise en place d'un laser d'une puissance de 300 Watts

Grâce à un financement spécifique de la Délégation Générale pour l'Armement (DGA), nous avons fait l'acquisition auprès de la société allemande *IPG* d'un laser ytterbium à fibre d'une puissance de 300 W. Cette section vise à décrire les propriétés de ce laser ainsi que le nouveau dispositif expérimental que nous avons monté afin d'étudier spécifiquement, et en toute sécurité, la production et la mise en mouvement de paquets atomiques très denses.

5.2.1 Propriétés du laser

Le laser ytterbium délivre une puissance laser d'un peu plus de 300 W à une longueur d'onde $\lambda = 1072\,\mathrm{nm}$. Son mode transverse, à la puissance nominale, est très proche [2] d'un mode gaussien TEM_{00} avec un M^2 nominal de 1,02. L'onde laser est polarisée linéairement et possède une faible longueur de cohérence longitudinale puisque sa dispersion en longueur d'onde est $\Delta\lambda = 2\,\mathrm{nm}$. Cette caractéristique ne pose pas de problèmes a priori puisque nous ne souhaitons pas faire interférer ce faisceau avec lui-même [3].

1. Nous considérons ici les pièges magnétiques macroscopiques, c'est-à-dire utilisant des bobines pour générer les champs magnétiques. Les expériences de condensation sur puces permettent elles aussi d'évaporer en quelques secondes [102].

2. La qualité d'un mode gaussien TEM_{00} est souvent caractérisée par le facteur M^2, appelé *facteur de qualité*, ou *facteur de propagation* du faisceau [103].

3. Il en serait tout autrement si nous voulions produire, par exemple, un réseau optique. En effet, une dispersion en longueur d'onde de l'ordre de 1 nm correspond à une cohérence longitudinale d'environ 1 mm.

Mise en sécurité de la salle d'expérimentation

L'utilisation d'une telle puissance laser dans une salle d'expérimentation implique le respect de certaines règles évidentes de sécurité :

- installation d'une cloison isolant l'expérience de celles des autres équipes,
- indicateur lumineux indiquant le fonctionnement du laser,
- port de lunettes de sécurité,
- sécurité coupant instantanément l'émission laser en cas d'ouverture de la porte,
- flux d'air filtré sur tout le dispositif expérimental afin d'éviter les dépôts de poussière sur les composants optiques du laser de puissance [4].

De plus, il est de rigueur d'utiliser des composants optiques présentant de faibles coefficients de dilatation thermique et disposant d'un traitement de surface adapté.

> Remarque
>
> Au delà de la simple nécessité d'éviter les interférences et pertes de puissance laser, il faut garder à l'esprit que chaque pour-cent de la puissance laser correspond à plusieurs watts. Par exemple, chaque face non-traitée d'une lentille ou d'un hublot réfléchira typiquement 4% de la puissance lumineuse, soit potentielement 12 W.

Précautions particulières avec les hublots

Nous attirons l'attention sur le fait que les hublots de l'enceinte à vide doivent être ***minutieusement sélectionnés***. En effet, nos hublots, bien qu'adaptés à de telles puissances (en termes de matériaux et de traitement de surface) ont présenté quelques signes inquiétants dès l'utilisation d'intensités de l'ordre de $1000\,\mathrm{W/cm^2}$ à la surface du hublot. Certain points des hublots se mettent alors à émettre une lumière blanche intense (probablement le signe d'une température locale très élevée). Ces points étant apparemment aléatoirement répartis, il est conseillé de faire, pour chaque hublot, des tests préalables avant de construire le dispositif final. Une fois l'enceinte sous ultra-vide, il est en effet difficilement envisageable de changer un hublot défectueux [5].

5.2.2 Montage d'un nouveau dispositif expérimental

Comme nous l'avons dit, le but de l'utilisation d'un tel laser est d'augmenter la densité atomique des nuages dans un piège dipolaire, avant que ceux-ci ne soient injectés dans le guide magnétique. Aussi, le faisceau laser de piégeage doit être aligné suivant l'axe z du guide. Cependant, l'utilisation de telles puissances laser ne permet pas, à cette étape d'investigation, de "*simplement*" combiner la présence du laser ytterbium et du guide magnétique. En effet, si les lasers habituellement utilisés ont peu d'impact sur les matériaux constituant notre dispositif expérimental, nous pourrions sérieusement endommager ce dernier avec une puissance de 300 W. Si le faisceau laser entrait dans le guide, des réflexions sur les tubes du cuivre et sur la face interne du tube de verre induiraient une diffusion totalement incontrôlable d'une forte puissance lumineuse.

4. Avec une telle puissance, une poussière brulée sur un composant optique pourrait endommager sa surface.
5. D'autres équipes de recherches manipulant des lasers de puissance à 1,5 µm et 10 µm ont aussi abouti à la même conclusion.

Il a ainsi été décidé de procéder à l'étude des possibilités offertes par ce laser en montant un nouveau dispositif expérimental, plus simple car sans guide magnétique, et possédant des hublots spécifiquement prévus pour l'utilisation d'une grande puissance laser à cette longueur d'onde (voir la figure 5.1).

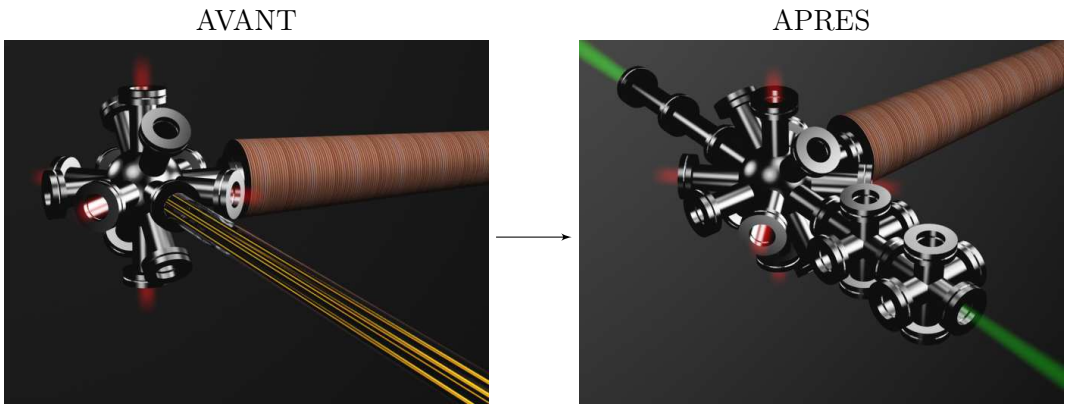


FIGURE 5.1 – Représentation schématique des deux versions du dispositif expérimental, avant et après changement. La deuxième version ne fait plus intervenir le guide magnétique.

5.2.3 Contrôle de la puissance et de la positon du faisceau dipolaire

Notre laser ytterbium est conçu pour opérer à sa puissance nominale de 300 W pour répondre aux caractéristiques spécifiées par le constructeur (en termes de qualité de faisceau, de largeur spectral, de bruit d'intensité, etc. . .). Il est possible de n'utiliser qu'un pourcentage de la puissance nominale, mais le boîtier de commande du laser ne permet pas de la faire varier dynamiquement.

Pour pouvoir contrôler dynamiquement la puissance laser utilisée pour produire le piège dipolaire depuis le dispositif informatique de l'expérience, nous utilisons un modulateur acousto-optique refroidi par eau. La puissance laser diffractée[6] dans l'ordre 1 est pilotée, via une tension de commande analogique, par l'alimentation électrique du modulateur. Celle-ci est capable de délivrer jusqu'à 35 W d'onde radio-fréquence dans un câble coaxial.

5.3 Piégeage optique par forces dipolaires

Lorsqu'un atome est placé dans un champ de lumière laser, il se produit un *couplage dipolaire électrique* qui résulte de l'interaction du champ électrique $\overrightarrow{E}$ de l'onde avec le dipôle atomique $\overrightarrow{d}$ induit par ce-dernier. Il en résulte principalement deux processus qui peuvent influer sur les degrés de liberté externes de l'atome :

- la ***force de pression de radiation***, qui provient de cycles d'absorption d'un photon laser, suivi d'une ré-émission spontanée. Cette force joue un rôle important lorsque la pulsation laser est proche d'une résonance d'une transition électronique de l'atome. Notons par ailleurs que son caractère dissipatif la rend peu adaptée pour manipuler des ensembles atomiques dont la température est inférieure à la température de recul ($T_{\text{rec}} \approx 0{,}4\,\mu\text{K}$ pour le ^{87}Rb).
- la *force dipolaire* qui dérive d'un potentiel et intervient quand l'intensité laser n'est pas uniforme dans l'espace et que sa pulsation est désaccordée par rapport à une transition. La

6. Nous obtenons, dans les meilleurs conditions, jusqu'à environ 85% de lumière diffractée dans l'ordre 1.

force dipolaire présente l'avantage d'être non-dissipative, ce qui permet de manipuler les atomes de manière cohérente et à des températures arbitrairement faibles. Pour cela, il faut cependant que l'émission spontanée puisse être négligée (voir la sous-section 5.3.1).

Dans l'annexe C nous décrivons la force dipolaire électrique. On y trouvera un traitement quantique menant à une interprétation en terme de déplacement des niveaux d'énergie de l'atome.

5.3.1 Potentiel dipolaire et chauffage pour un atome alcalin

Dans cette sous-section, nous donnons l'expression du potentiel dipolaire dans le cas d'un atome alcalin. Nous discuterons par la suite du taux de chauffage lié à l'émission spontanée des atomes piégés.

Potentiel dipolaire

Dans le cas d'un atome alcalin dans son état fondamental $S_{1/2}$, l'expression C.13 de l'annexe C nous donne l'expression du potentiel dipolaire en fonction du moment angulaire total F et du sous-état magnétique m_F. Cette expression n'est valide que pour un désaccord du laser grand devant la structure hyperfine :

U_{dip}

$$U_{\text{dip}}(x,y,z) = \zeta \times I(x,y,z)\,, \text{ avec} \tag{5.1}$$

$$\zeta = \frac{\Gamma\,\lambda^3}{16\,\pi^2\,c}\left[\left(\frac{1}{\Delta_1}+\frac{1}{\Delta_1+2\,\omega_{\text{L}}}\right)\left(1-q\,g_F\,m_F\right)+\left(\frac{1}{\Delta_2}+\frac{1}{\Delta_2+2\,\omega_{\text{L}}}\right)\left(2+q\,g_F\,m_F\right)\right],$$

ζ

où g_F est le *facteur de Landé*, q est un indice qui caractérise la polarisation de l'onde laser ($q = 0, \pm 1$ respectivement pour linéaire et circulaire $\sigma^{\pm}$). Les pulsations Δ_1 et Δ_2 correspondent aux désaccords de l'onde laser par rapport aux *lignes* D_1 et D_2.

Dans toute la suite, nous considèrerons le piégeage d'atomes de ^{87}Rb avec un faisceau dipolaire possédant une polarisation linéaire ($q = 0$).

Application numérique

Évaluons la constante de proportionnalité ζ dans le cas du ^{87}Rb dans son état fondamental et en considérant l'interaction avec une onde polarisée ***linéairement*** ($q = 0$) issue de notre laser ytterbium ($\lambda = 1072\,\text{nm}$) :

$$\zeta \approx -2{,}06 \cdot 10^{-36}\,\text{J}/(\text{W}/\text{m}^2)\,.$$

Afin d'avoir, par exemple, un piège d'une profondeur correspondant à une température $T = 1\,\text{mK}$, il faut donc une intensité d'environ $10^6\,\text{W}/\text{cm}^2$.

Taux de chauffage

Comme nous l'avons précisé au début de la section, la force dipolaire est conservative et permet a priori de manipuler des ensembles atomiques à des températures arbitrairement faibles. En pratique, il faut cependant tenir compte de la diffusion de photons qui va se traduire par un taux de chauffage. Dans la limite considérée précédemment, où le désaccord δ est grand devant la

structure hyperfine de l'atome, on peut montrer [104] que le taux de diffusion par atome Γ_{dif} est approché [7] par l'expression :

$$\Gamma_{\text{dif}} \approx I \, \frac{\Gamma^2 \, \lambda^3}{16 \, \pi^2 \, c \, \hbar} \, \frac{1}{{\Delta_{12}}^2} \, . \tag{5.2}$$

où nous avons utilisé la notation : $\dfrac{1}{{\Delta_{12}}^2} \equiv \left(\dfrac{2}{{\Delta_2}^2} + \dfrac{1}{{\Delta_1}^2} \right)$.

On exprime le taux de chauffage $\dfrac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}$ par la relation suivante (v_{rec} étant la vitesse de recul) :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = \Gamma_{\text{dif}} \, \frac{m \, {v_{\text{rec}}}^2}{k_{\text{B}}} \approx I \, \frac{\Gamma^2 \, \hbar \, \lambda}{4 \, c \, k_{\text{B}} \, m} \, \frac{1}{{\Delta_{12}}^2} \, . \tag{5.3}$$

On comprend quel est l'intérêt d'utiliser un laser très désaccordé de manière à minimiser ce taux de chauffage.

Application numérique

Dans nos conditions, et pour le ^{87}Rb, nous pouvons exprimer le taux de chauffage $\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t}$ au fond d'un piège de profondeur U_0. En considérant que U_0 correspond à une température $T_0 = U_0/k_{\text{B}}$, on peut écrire :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = T_0 \times 2{,}4 \cdot 10^{-3} \, \mathrm{s}^{-1} \, . \tag{5.4}$$

Ainsi, pour prendre un exemple, si la profondeur du piège dipolaire correspond à 1 mK, le taux de chauffage dû à la diffusion sera de $\dfrac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} \approx 2{,}4 \, \mu\mathrm{K/s}$.

Cette application numérique montre que, dans nos conditions, le chauffage sera toujours négligeable par rapport à la profondeur du piège dipolaire (pour des temps de piégeage de quelques secondes). Celui-ci est donc parfaitement adapté au refroidissement par évaporation forcée (voir la sous-section 5.4.3).

7. Les termes *anti-résonants* sont négligés dans cette expression.

5.3.2 Piégeage dans un faisceau unique

Faisceau gaussiens TEM_{00}

Nous supposerons dans toute la suite que le mode transverse de propagation du faisceau laser est un TEM_{00}. Dans la suite, l'origine des cordonnées (x, y, z) sera pris comme étant le point de focalisation du faisceau. Rappelons l'expression de l'intensité $I(x, y, z)$ d'une telle onde monochromatique se propageant suivant l'axe z [103] :

$$I(x, y, z) = \frac{2\,P}{\pi\, w(z)^2}\, \exp\!\left(-\frac{2\,(x^2+y^2)}{w(z)^2}\right), \tag{5.5}$$

où P est la puissance de faisceau laser. Le rayon à $1/\mathrm{e}^2$ dépend de la coordonnée z : P

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_\mathrm{R}}\right)^2}, \tag{5.6}$$

où w_0 est le rayon minimum, ou *waist* du faisceau. La longueur de Rayleigh z_R s'exprime en fonction du *waist* via : w_0 z_R

$$z_\mathrm{R} = \pi\, \frac{{w_0}^2}{\lambda}. \tag{5.7}$$

La figure 5.2 représente un profil typique d'intensité et permet d'illustrer les notations introduites dans les équations 5.5 à 5.7.

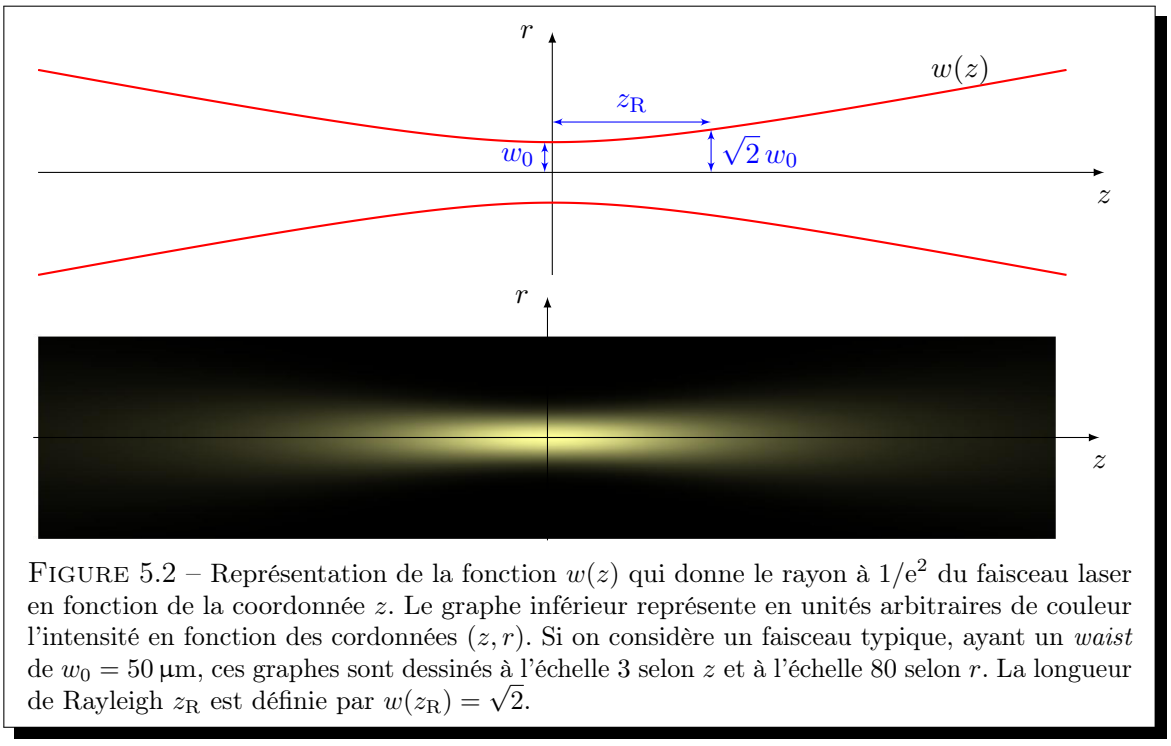


FIGURE 5.2 – Représentation de la fonction $w(z)$ qui donne le rayon à $1/\mathrm{e}^2$ du faisceau laser en fonction de la coordonnée z. Le graphe inférieur représente en unités arbitraires de couleur l'intensité en fonction des cordonnées (z, r). Si on considère un faisceau typique, ayant un *waist* de $w_0 = 50\,\mu\mathrm{m}$, ces graphes sont dessinés à l'échelle 3 selon z et à l'échelle 80 selon r. La longueur de Rayleigh z_R est définie par $w(z_\mathrm{R}) = \sqrt{2}$.

Potentiel de piégeage

D'après les équations 5.1 et 5.5 à 5.7, nous pouvons calculer le potentiel $U_{\mathrm{dip}}(x, y, z)$ engendré par un faisceau unique du laser ytterbium :

$$U_{\mathrm{dip}}(x, y, z) = -U_0 \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \exp\left(-\frac{2\,(x^2+y^2)}{w(z)^2}\right), \tag{5.8}$$

où U_0 est la profondeur du piège dipolaire (on prend par convention $U_0 > 0$). La figure 5.3 représente le potentiel U_{dip} suivant l'axe longitudinal z et suivant une direction transverse :

- dans chaque plan transverse (x, y) le potentiel $U_{\mathrm{dip}}(x, y, z)$ possède une forme gaussienne de demi-largeur à $1/\mathrm{e}^2$ donnée par $w(z)$.
- suivant l'axe z, $U_{\mathrm{dip}}(0, 0, z)$ est de forme lorentzienne avec une demi-largeur à mi-hauteur donnée par z_{R}.

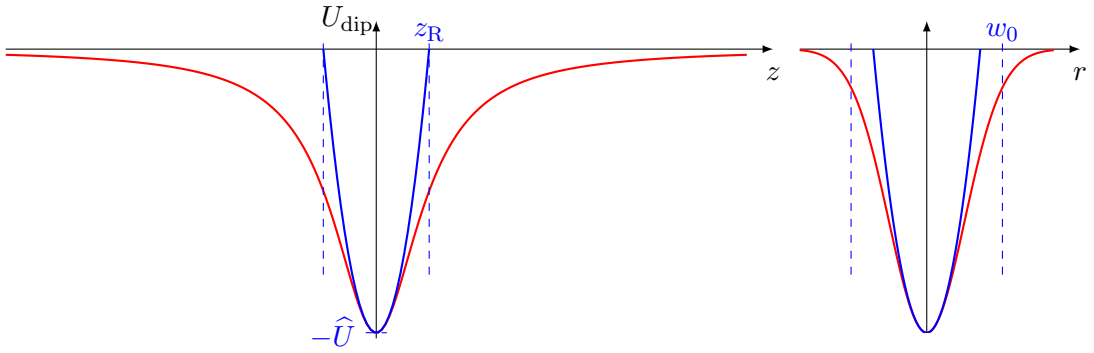


FIGURE 5.3 – Représentation du potentiel de piégeage longitudinal lorentzien, selon l'axe z du piège dipolaire, ainsi que du potentiel de confinement transverse harmonique. On représente en plus le potentiel de piégeage harmonique correspondant au développement limité au fond du piège dipolaire. Si on considère un faisceau laser dont le *waist* vaut $w_0 = 50\,\mu\mathrm{m}$, l'abscisse du graphe de gauche est à l'échelle ($z_{\mathrm{R}} \approx 7\,\mathrm{mm}$), alors que celle du graphe de droite est grossie 200 fois. Ceci illustre le fait que le piège dipolaire en faisceau unique est toujours beaucoup plus confinant transversalement.

Remarque : **Anisotropie du piège dipolaire en faisceau unique**

On constate grâce à l'équation 5.7 que le rapport entre la taille longitudinale z_{R} du piège et sa taille transverse w_0 est donné par

$$\frac{z_{\mathrm{R}}}{w_0} = \pi \frac{w_0}{\lambda},$$

c'est-à-dire par le rapport entre le *waist* w_0 et la longueur d'onde λ. On comprend donc que ce type de piège dipolaire en faisceau unique soit toujours très anisotrope avec un confinement typiquement 10 à 100 fois plus fort selon les directions transverses (voir la figure 5.3).

Dans le cas où un nuage atomique est piégé à l'équilibre thermodynamique dans le potentiel U_0 il est commode d'introduire le paramètre sans dimension η :

η

$$\eta \equiv \frac{U_0}{k_{\mathrm{B}}\, T}\,, \tag{5.9}$$

qui est défini par le rapport des deux énergies en jeu :
- la profondeur U_0 du piège dipolaire,
- l'énergie thermique moyenne T des atomes du jet.

Approximation par un piège harmonique

Si l'énergie thermique $k_{\mathrm{B}}\, T$ des atomes piégés dans le potentiel $U_{\mathrm{dip}}(x, y, z)$ est très inférieure à la profondeur U_0, c'est-à-dire si $\eta \gg 1$, l'extension du nuage atomique suivant l'axe z est faible devant la longueur de Rayleigh z_{R}, et est radialement faible devant le *waist* w_0. Dans ce cas les atomes n'explorent qu'une toute petite partie du potentiel de piégeage, et on peut considérer avec une bonne approximation que le piège est harmonique en effectuant le développement limité au deuxième ordre en (x, y, z) :

$$U_{\mathrm{dip}}(x, y, z)\Big|_{\eta\gg 1} \approx \quad U_{\mathrm{h}}(x, y, z) \quad \equiv \quad U_0 \left(-1 + \frac{x^2 + y^2}{{w_0}^2/2} + \frac{z^2}{{z_{\mathrm{R}}}^2}\right)\,. \tag{5.10}$$

U_{h}

Les pulsations d'oscillation radiale (dans le plan transverse (x, y)) et longitudinale (selon l'axe z) sont données respectivement par :

$$\omega_r = \frac{1}{w_0}\sqrt{\frac{4\, U_0}{m}} \qquad \text{et} \qquad \omega_z = \frac{1}{z_{\mathrm{R}}}\sqrt{\frac{2\, U_0}{m}}\,. \tag{5.11}$$

La figure 5.3 représente le potentiel de piégeage harmonique correspondant. Celle-ci montre en outre que ce développement n'est valable que sur une extension longitudinale relativement faible.

Application numérique

Pour déterminer la plage sur laquelle l'approximation harmonique $U_{\mathrm{h}}(0, 0, z)$ est correcte, on peut utiliser la formule

$$z_\chi = \frac{z_{\mathrm{R}}}{\sqrt{\chi}}\,,$$

qui définit la distance z pour laquelle $U_{\mathrm{h}}(0, 0, z)$ correspond à $U_{\mathrm{dip}}(0, 0, z)$ avec un écart relatif inférieur à $1/\chi$. En terme d'énergie, ceci correspond à un paramètre $\eta_\chi \equiv U_0/k_{\mathrm{B}}\, T$ tel que :

$$\eta_\chi = \chi + 1\,.$$

Ainsi, l'approximation harmonique U_{h} s'écarte de $U_{\mathrm{dip}}(0, 0, z)$ de 10% pour $z \approx z_{\mathrm{R}}/3$ qui correspond à $\eta \approx 11$. Un atome explorant une telle plage du potentiel de piégeage lorentzien voit sa pulsation d'oscillation ω_z^{lor} plus élevée de 6% par rapport à la pulsation ω_z du piège U_{h}.

Remarque

Il convient de noter que l'approximation harmonique selon les axes transverses est toujours meilleure que selon l'axe longitudinal. On peut facilement obtenir des expressions de z_χ et η_χ pour le potentiel de confinement gaussien. Celles-ci font intervenir la fonction W *de Lambert*[8], mais on peut écrire avec une bonne approximation :

$$r_\chi \approx \frac{w_0}{\sqrt{\chi}} \quad \text{et} \quad \eta_\chi \approx \frac{\chi+1}{2}\,.$$

5.3.3 Lois de proportionnalité et ordres de grandeur

Nous avons exprimé quelques grandeurs physiques en fonction de la profondeur U_0 et des paramètres géométriques (w_0 et z_R) du piège dipolaire. Nous donnons ici les lois de proportionnalité en fonction de la puissance P du faisceau laser et du *waist* w_0. Ces deux paramètres sont en effet ceux sur lesquels nous pouvons agir dynamiquement. Nous exprimerons aussi les caractéristiques importantes d'un nuage atomique piégé et supposé à l'équilibre thermodynamique dans le potentiel de piégeage harmonique U_h, en fonction de sa température T.

D'après les équations 5.1, 5.5, 5.7 et 5.11, nous exprimons les caractéristiques du piège dipolaire :

$$U_0 = \alpha_1 \times \frac{P}{{w_0}^2}\,, \quad \text{avec} \quad \alpha_1 = \frac{2\,\zeta}{\pi} \approx 1{,}31\cdot 10^{-36}\,\mathrm{SI} \tag{5.12a}$$

$$\omega_r = \alpha_2 \times \frac{\sqrt{P}}{{w_0}^2}\,, \quad \text{avec} \quad \alpha_2 = \sqrt{\frac{8\,\zeta}{\pi\, m}} \approx 6{,}03\cdot 10^{-6}\,\mathrm{SI} \tag{5.12b}$$

$$\omega_z = \alpha_3 \times \frac{\sqrt{P}}{{w_0}^3}\,, \quad \text{avec} \quad \alpha_3 = \sqrt{\frac{4\,\zeta\,\lambda^2}{\pi^3\, m}} \approx 1{,}46\cdot 10^{-12}\,\mathrm{SI} \tag{5.12c}$$

Si nous considérons un nuage composé de N atomes piégés dans un état proche de l'équilibre thermodynamique (défini par la température T), nous pouvons de plus exprimer les paramètres importants tels que la densité atomique moyenne $\overline{n}$, la densité moyenne dans l'espace des phases à une particule $\overline{\rho}$ et le taux de collisions élastiques moyen par atome $\overline{\gamma_\mathrm{c}}$:

$\overline{n}$

$\overline{\rho}$

$\overline{\gamma_\mathrm{c}}$

$$\overline{n} = \alpha_4 \times \frac{N\,P^{\frac{3}{2}}}{{w_0}^7\,T^{\frac{3}{2}}}\,, \quad \text{avec} \quad \alpha_4 = \frac{4\,\zeta^{\frac{3}{2}}\,\sqrt{2}\,\lambda}{{k_\mathrm{B}}^{\frac{3}{2}}\,\pi^4} \approx 3{,}59\cdot 10^{-27}\,\mathrm{SI} \tag{5.13a}$$

$$\overline{\rho} = \alpha_5 \times \frac{N\,P^{\frac{3}{2}}}{{w_0}^7\,T^3}\,, \quad \text{avec} \quad \alpha_5 = \frac{16\,\zeta^{\frac{3}{2}}\lambda\,\hbar^3}{{k_\mathrm{B}}^3\,\pi^{\frac{5}{2}}\,m^{\frac{3}{2}}} \approx 2{,}36\cdot 10^{-56}\,\mathrm{SI} \tag{5.13b}$$

$$\overline{\gamma_\mathrm{c}} = \alpha_6 \times \frac{N\,P^{\frac{3}{2}}}{{w_0}^7\,T}\,, \quad \text{avec} \quad \alpha_6 = \frac{8\,\zeta^{\frac{3}{2}}\,\lambda\,\sigma}{\pi^{\frac{9}{2}}\,\sqrt{m}\,k_\mathrm{B}} \approx 1{,}99\cdot 10^{-41}\,\mathrm{SI} \tag{5.13c}$$

8. La fonction W *de Lambert* est la fonction réciproque de la fonction définie par $f(x) = x\,\mathrm{e}^{\,x}$.

Application numérique

Exprimons quelques profondeurs de piège U_0 et pulsations d'oscillation ω_r et ω_z pour différent *waists* w_0 et différentes puissances P :

w_0 \ P	1 W	10 W	100 W	300 W
200 µm	$U_0 = 2{,}1\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 140\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 0{,}17\,\text{rad/s}$	$U_0 = 21\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 440\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 0{,}54\,\text{rad/s}$	$U_0 = 210\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 1400\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 1{,}7\,\text{rad/s}$	$U_0 = 620\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 2400\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 2{,}9\,\text{rad/s}$
100 µm	$U_0 = 8{,}2\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 560\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 1{,}35\,\text{rad/s}$	$U_0 = 82\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 1800\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 4{,}3\,\text{rad/s}$	$U_0 = 820\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 5600\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 13{,}5\,\text{rad/s}$	$U_0 = 2500\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 9700\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 23{,}5\,\text{rad/s}$
50 µm	$U_0 = 33\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 2200\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 11\,\text{rad/s}$	$U_0 = 330\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 7100\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 34\,\text{rad/s}$	$U_0 = 3300\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 22\,000\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 110\,\text{rad/s}$	$U_0 = 9900\,\mu\text{K}$ $\omega_r = 39\,000\,\text{rad/s}$ $\omega_z = 190\,\text{rad/s}$

Anharmonicité du potentiel de piégeage lorentzien

Si le nuage atomique occupe une large extension spatiale du potentiel de piégeage lorentzien, on ne peut plus définir une pulsation ω_z d'oscillation puisque celle-ci dépend de l'amplitude du mouvement. En revanche, on peut calculer la pulsation $\omega_z^{\text{lor}}(z_\text{m})$ pour chaque trajectoire atomique en fonction de l'abscisse maximale z_m de sa trajectoire sur l'axe z du piège dipolaire. L'expression exacte fait intervenir une fonction *elliptique de type E*, mais peut être approchée numériquement par une loi quadratique[9] :

$$\omega_z^{\text{lor}}(z_\text{m}) \approx \frac{\omega_z}{1 + 0{,}67\left(\dfrac{z_\text{m}}{z_\text{R}}\right)^2}\,. \tag{5.14}$$

5.3.4 Caractérisation expérimentale du piège dipolaire

Caractéristiques géométriques

Les caractéristiques géométriques du faisceau laser sont très importantes dans la mesure où ce sont elles qui déterminent la profondeur, la taille et les fréquences d'oscillation dans le piège dipolaire. Il est donc primordial de disposer d'une mesure expérimentale de ces caractéristiques. Il va de soi que la puissance élevée du laser ytterbium pose quelques problèmes de compatibilité avec les instruments de mesures usuels.

La solution retenue consiste à effectuer un diagnostic sur la lumière non-réfléchie par miroir. Nos miroirs sont en effet traités pour optimiser la réflexion du laser de puissance (avec un coefficient de réflexion $R = 99{,}6\%$), et sont par ailleur faits d'un bloc de verre transparent aux faces parallèles. Nous pouvons ainsi utiliser un très faible pourcentage de la lumière laser afin de l'envoyer sur un capteur CCD.

9. L'expression exacte est : $\omega_z^{\text{lor}}(z_\text{m}) = \omega_z \left(\dfrac{2}{\pi}\sqrt{1+\left(\dfrac{z_\text{m}}{z_\text{R}}\right)^2}\, \mathit{EllipticE}\left(i\,\dfrac{z_\text{m}}{z_\text{R}}\right)\right)^{-1}$. L'expression approchée 5.14 s'écarte de moins de 3% de la valeur exacte sur une plage d'amplitude allant jusqu'à $z_\text{m} = 5\,z_\text{R}$.

La figure 5.4 illustre le montage et une mesure de profil d'intensité. En effectuant ce type de

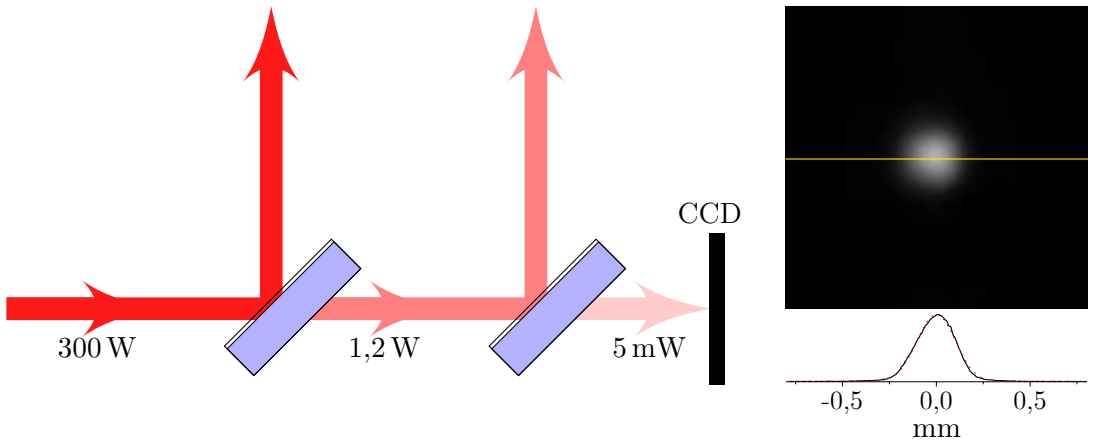


FIGURE 5.4 – Le faisceau laser est réfléchi sur l'un des miroir de notre dispositif expérimental. Environ 0,4% de la lumière traverse un miroir muni d'un traitement anti-reflet. En utilisant cette "*fuite*" de lumière, et en recommençant une seconde fois cette opération sur un autre miroir, on récupère une fraction d'environ 10^{-5} de la puissance du faisceau initial. Un capteur CCD dont on peut régler précisement l'exposition peut alors être utilisé pour mesurer la répartition d'intensité (image sur la droite). Le graphe représente en unité arbitraire le profil d'intensité le long de la ligne horizontale sur l'image. La ligne pointillée (rouge) qui y est superposée correspond à l'ajustement d'une fonction gaussienne sur le profil.

mesure en plusieurs points de l'axe du faisceau laser, nous avons constaté la présence d'aberrations sphériques.

> Remarque
>
> Ces aberrations géométriques sont partiellement dues à la qualité des composants optiques (nous n'utilisons que des lentilles sphériques). Nous avons aussi constaté une dépendance de ces aberrations vis à vis de la puissance délivrée par le boîtier du laser ytterbium. Le faisceau est de bonne qualité quand on utilise le laser à sa puissance nominale de 300 W.
> De plus, malgré le flux laminaire d'air filtré sur le dispositif expérimental, les composants optiques accumulent une fine couche de poussière à l'endroit précis du passage du faisceau laser. Celle-ci détériore fortement la qualité du faisceau. Un nettoyage régulier des composants est donc indispensable.

Mesure des pulsations d'oscillation propres

Comme nous venons de le mentionner, le faisceau dipolaire possède des aberrations au point de focalisation. Ceci implique que les caractéristiques géométriques propres aux faisceaux gaussiens ne permettent pas de décrire quantitativement le piège dipolaire. Afin d'exploiter au mieux les données expérimentales liées au piégeage de nuage atomique dans le piège dipolaire, nous mesurons donc expérimentalement les pulsations propres d'oscillation dans le piège dipolaire. Nous procédons différemment pour les pulsations d'oscillation transverse et longitudinale.

Mesures des pulsations d'oscillation transverse

Les oscillations dans le plan transverse (x, y) ont une pulsation typique de l'ordre du kilo hertz. Pour la mesurer, nous utilisons une technique de *chauffage paramétrique* [105]. Celle-ci consiste à moduler très légèrement [10] la puissance du faisceau dipolaire à une pulsation donnée, et à observer l'effet sur le nuage atomique qui y est piégé. Quand la pulsation de cette excitation correspond à un multiple pair de la pulsation propre d'oscillation dans le piège dipolaire, on observe une forte augmentation de la température du nuage. Celle-ci s'accompagne d'une baisse du nombre d'atomes piégés du fait de la profondeur finie du piège dipolaire.

Mesures de la pulsation d'oscillation longitudinale

Les oscillation suivant l'axe longitudinal z ont une pulsation typique de l'ordre de la dizaine de hertz et se prêtent mal à l'utilisation de la technique décrite ci-dessus. Pour mesurer cette pulsation, nous déplaçons rapidement la position du piège dipolaire suivant l'axe z, d'une distance petite devant la longueur de Rayleigh (la mise en mouvement du piège dipolaire est traitée dans la sous-section 5.5.2). Nous observons alors les oscillations du centre de masse du nuage.

5.4 Production de nuages atomiques très denses

Dans cette section, nous décrivons le protocole expérimental que nous utilisons pour alimenter le piège dipolaire en atomes, ainsi que pour y effectuer le refroidissement par évaporation forcée. Pour les expériences dont il est question dans ce chapitre, le *waist* du faisceau dipolaire est mesuré à $w_0 \approx 45\,\mu\text{m}$, ce qui correspond à une longueur de Rayleigh de $z_\text{R} \approx 6\,\text{mm}$.

5.4.1 Alimentation du piège dipolaire

L'alimentation du piège dipolaire se fait à partir d'un piège magnéto-optique bidimensionnel [11]. Bien que n'ayant que peu étudié le chargement du piège dipolaire, nos observations sont compatibles avec celles qui font l'objet de la référence [106], à savoir que le nombre d'atomes piégés dépend du volume de capture, c'est-à-dire du volume de recouvrement du faisceau laser avec le piège magnéto-optique. Il est en revanche insensible à la puissance du laser de puissance, à partir d'un certain niveau.

Nous observons de plus que le nombre d'atomes capturés est très sensible au bon alignement du faisceau laser de puissance sur l'axe du piège magnéto-optique. Afin de favoriser le chargement d'atomes dans l'état fondamental $\left|5^2\text{S}_{1/2}, F = 1\right\rangle$, la lumière du laser *repompeur* est occultée sur la zone de recouvrement du faisceau dipolaire et du piège magnéto-optique. Nous produisons ainsi une configuration de *piège magnéto-optique sombre* [107].

10. L'amplitude de modulation correspond à quelques pour-cent de la puissance laser totale.

11. Il s'agit du même piège magnéto-optique dont les caractéristiques sont données dans le chapitre 1. Le caractère bidimensionnel du piège est obtenu grâce à une configuration ne faisant pas intervenir de champ de confinement longitudinal.

Séquence de chargement

Nous procédons de la manière suivante, le faisceau dipolaire étant présent en permanence, à une puissance $P_0 = 80\,\mathrm{W}$, ce qui correspond à une profondeur de piège $U_0 \approx k_\mathrm{B} \times 3\,\mathrm{mK}$:

- le piège magnéto-optique bidimensionnel est chargé pendant 500 ms à partir du flux atomique provenant du ralentisseur à effet Zeeman (voir la sous-section 1.2.2).
- le désaccord des faisceaux du piège magnéto-optique passe alors de $\delta = -3\,\Gamma$ à $\delta = -7{,}7\,\Gamma$ en 5 ms (rappelons que Γ est la largeur naturelle de la transition optique).
- les champs magnétiques sont coupés, ainsi que le laser repompeur pour obtenir une accumulation des atomes dans le sous-état $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F = 1\right\rangle$. Cette phase dure typiquement 1 ms. Les atomes qui ne sont pas capturés dans le piège dipolaire sont alors en chute libre.

Le nombre d'atomes capturés est mesuré en effectuant une image par absorption (voir le chapitre 6). La température est mesurée par la technique habituelle de *temps de vol*. Il est cependant nécessaire d'attendre environ 50 ms avant d'effectuer des mesures fiables, le temps que les atomes non-piégés du piège magnéto-optique tombent hors de la zone de mesure.

Dans ces conditions (50 ms après avoir coupé le piège magnéto-optique), nous obtenons un nombre d'atomes de $N = 3 \cdot 10^7$ atomes à une température typique $T \approx 500\,\mu\mathrm{K}$. D'après [12] les équations 5.13, on peut estimer les grandeurs physiques suivantes :

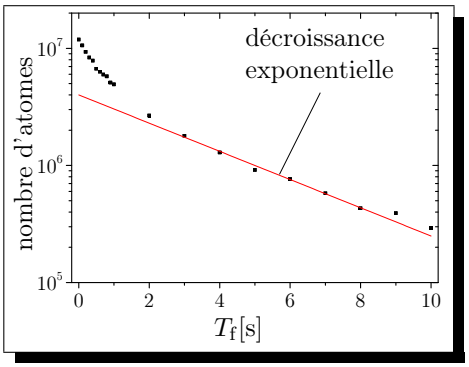
- la densité atomique, $\overline{n} \approx 7 \cdot 10^{12}\,\mathrm{at/cm^3}$,
- le taux de collisions élastiques, $\overline{\gamma_\mathrm{c}} \approx 800\,\mathrm{s^{-1}}$,
- la densité moyenne dans l'espace des phases à une particule, $\overline{\rho} \approx 10^{-6}$.

Étant donné le taux de collisions élastiques relativement élevé, on peut estimer que, durant les 50 ms suivant l'extinction du piège magnéto-optique, une partie des atomes capturés dans le piège dipolaire ont déjà été évaporés.

5.4.2 Pertes atomiques

Une donnée importante concernant le piégeage optique dans le faisceau dipolaire est la durée de vie du nuage atomique qui y est piégé. Nous avons mesuré, pour différentes configurations, le nombre d'atomes dans le piège, en fonction du temps de piégeage.

Les courbes obtenues sont toutes de la forme de celle représentée ci-contre. Sur ce graphe dont l'échelle des ordonnées est en unités logarithmiques, on distingue deux comportements asymptotiques : quand le nombres d'atome est assez faible, la décroissance est exponentielle et traduit les pertes d'atomes dues aux collisions avec le gaz résiduel de l'enceinte à vide. En revanche, pour les grands nombres d'atomes, les pertes sont plus élevées. Nous ne détaillons pas ici les données expérimentales.



12. Les équations 5.12 et 5.13 sont valables dans le cas d'un potentiel de piégeage harmonique. Nous les considérons valables ici dans la mesure où la température du nuage atomique correspond à un paramètre η d'environ 6.

Nous nous contentons de préciser que celles-ci sont compatibles avec une loi de décroissance du nombre N d'atomes du type :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = -\frac{N}{\tau} - \beta\, N\, \overline{n}\,, \tag{5.15}$$

où $1/\tau$ est le taux caractéristique de décroissance exponentielle dû aux collisions avec le gaz résiduel et $\overline{n}$ est la densité atomique moyenne dans le piège dipolaire. Le coefficient β dépendent de l'intensité laser moyenne $\overline{I}$ dans le piège :

$$\beta(\overline{I}) \propto \overline{I}^2\,.$$

Le deuxième terme de la loi 5.15 décrit un processus de perte atomique *à deux corps* et *assisté par deux photons*. Les pertes atomiques observées ne sont donc pas dues à un processus de photo-ionisation direct. En effet celle-ci requiert une énergie d'environ 4 eV, ce qui correspond à plus de trois photons laser. Les pertes sont probablement dues à des processus de photo-associations d'atomes de ^{87}Rb. Le détail des résultats relatifs à ces expériences seront présentés dans la thèse d'Antoine Couvert.

5.4.3 Évaporation et compression de nuages atomiques

Comme nous l'avons souligné dans l'introduction de ce chapitre, l'objectif principal de nos travaux est de développer une technique d'injection de paquets atomiques ultra-froids dans un guide magnétique. Or, juste après la capture dans le piège dipolaire, la température du nuage atomique est relativement élevée ($\approx 500\,\mu$K).

Il est possible d'agir sur les caractéristiques du nuage en faisant varier la puissance lumineuse P du faisceau dipolaire en fonction du temps. D'après les expressions 5.12, cette opération agit sur deux caractéristiques du piège :

- la profondeur U_0 varie proportionnellement à P,
- les pulsations d'oscillation ω_r et ω_z varient proportionnellement à $\sqrt{P}$.

Refroidissement par évaporation forcée

Nous avons mis en œuvre la technique du refroidissement par évaporation forcée consistant à réduire progressivement la puissance lumineuse P. Lors d'un processus d'évaporation forcée, on peut habituellement considérer que le paramètre $\eta \equiv U_0/k_{\mathrm{B}}\,T$ reste approximativement constant. La température du nuage est alors proportionnelle à la puissance P du faisceau dipolaire :

$$\begin{cases} T \propto P \\ \eta \approx \text{const} \end{cases} \text{, durant l'évaporation}\,. \tag{5.16}$$

On pourra consulter avec intérêt la référence [108] pour obtenir les lois de variation du nombre d'atomes et de la densité dans l'espace des phases à une particule du nuage piégé dans le faisceau dipolaire.

Donnons un exemple typique de nuage obtenu après avoir effectué une rampe d'évaporation. Après la phase de chargement du piège dipolaire (se référer à la sous-section 5.4.1), nous diminuons la puissance de $P_0 \approx 80\,\mathrm{W}$ à $P' = 0{,}47\,\mathrm{W}$ en 3,3 s.
Durant cette évaporation, le nombre d'atomes diminue de $N \approx 3 \cdot 10^7$ à $N' \approx 6 \cdot 10^6$, et leur température de $T \approx 500\,\mu\mathrm{K}$ à $T' \approx 3{,}7\,\mu\mathrm{K}$. La loi 5.16 sur la température est approximativement vérifiée. Aussi, on déduit les variations de la densité atomique, du taux de collisions élastiques et de la densité dans l'espace des phases :

$$\begin{cases} \overline{n} \approx 7 \cdot 10^{12}\,\mathrm{at/cm^3} & \longrightarrow \overline{n}' \approx 10^{12}\,\mathrm{at/cm^3} \\ \overline{\gamma_c} \approx 800 & \longrightarrow \overline{\gamma_c}' \approx 10 \\ \overline{\rho} \approx 10^{-6} & \longrightarrow \overline{\rho}' \approx 10^{-3} \end{cases}$$

Remarque

Nous ne somme pas parvenus à produire de condensat de Bose-Einstein dans le piège dipolaire en faisceau unique. En revanche, nous avons adopté une configuration de faisceaux croisés [98, 109]. Le faisceau horizontal est croisé à 45 ° par un faisceau ayant un *waist* de 200 µm. Ce dispositif nous permet de produire un condensat de Bose-Einstein contenant typiquement $2 \cdot 10^5$ atomes en environ 4 s. Les travaux effectués avec le condensat seront détaillés dans le manuscrit de thèse d'Antoine Couvert.

Compression du nuage

Il est possible d'augmenter le paramètre η en augmentant progressivement la puissance lumineuse P. Lors d'une telle compression, on considère que le nombre N d'atomes et la densité moyenne dans l'espace des phases à une particule $\overline{\rho}$ restent constants. D'après l'expression 5.13b, la température du nuage atomique varie alors proportionnellement à $\sqrt{P}$. La profondeur U_0 variant proportionnellement à P, on en déduit que :

$$\begin{cases} T \propto \sqrt{P} \\ \eta \propto \sqrt{P} \end{cases} \text{, durant une compression à nombre d'atomes constant .} \tag{5.17}$$

Pour poursuivre l'exemple donné ci-dessus, nous donnons les caractéristiques du nuage après recompression. Celle-ci consiste à ré-augmenter la puissance par un facteur 90, jusqu'à $P'' = 42\,\mathrm{W}$. La température passe alors de $T' \approx 3{,}7\,\mu\mathrm{K}$ à $T'' \approx 43\,\mu\mathrm{K}$ et le paramètre η atteint ≈ 50. La loi 5.17 est approximativement vérifiée. Aussi :

$$\begin{cases} \overline{n}' \approx 10^{12}\,\mathrm{at/cm^3} & \longrightarrow \overline{n}'' \approx 3 \cdot 10^{13}\,\mathrm{at/cm^3} \\ \overline{\gamma_c}' \approx 10 & \longrightarrow \overline{\gamma_c}' \approx 80 \\ \overline{\rho}'' \approx 10^{-3} & \longrightarrow \overline{\rho}'' \approx 0{,}6 \cdot 10^{-3} \end{cases} \tag{5.18}$$

5.4.4 Retour sur l'injection par une technique de mélasse mouvante

Pour conclure cette section nous rappelons l'idée qui a motivé la mise en œuvre d'un piège dipolaire. L'objectif principal est de pouvoir injecter des paquets atomiques ultra-froids et denses dans un guide magnétique (voir la sous-section 5.1.1). Nous avons montré dans cette section, que notre faisceau dipolaire permet de produire de tels nuages.

Nous allons montrer ici que, pour la mise en mouvement de ces paquets atomiques, un problème ce pose quant à l'utilisation de la technique de *mélasse mouvante* [63] que nous utilisions auparavant pour injecter les atomes issus du piège magnéto-optique dans le guide (voir le chapitre 1). En effet, celle-ci consiste à utiliser la pression de radiation par l'interaction avec des faisceaux lasers proches de résonance et n'est efficace que si le nuage est optiquement peu épais, c'est-à-dire que l'onde doit pouvoir le traverser sans être significativement absorbée.

> Remarque : **Épaisseur optique du nuage**
>
> La profondeur optique *po* est une grandeur qui sera définie et discutée plus en détails dans le chapitre 6 (voir page 166). Elle caractérise l'absorption d'une onde lumineuse traversant le nuage.

Pour les nuages dont nous avons donné les caractéristiques page ci-contre, les profondeurs optiques peuvent typiquement atteindre $po \approx 1 \cdot 10^4$ selon l'axe du faisceau dipolaire et $po \approx 100$ selon une direction transverse. De telles profondeurs optiques sont incompatibles avec la technique de *mélasse mouvante*, et il est nécessaire de disposer d'une autre méthode de mise en mouvement des nuages atomiques denses.

Précisément, dans les deux sections suivantes (5.5 et 5.6), nous allons détailler la mise en mouvement du nuage grâce à un déplacement au piège dipolaire.

5.5 Transport optimisé de nuages atomiques

Dans cette section, nous allons détailler l'aspect pratique de la mise en mouvement du piège dipolaire. Précisons que, lors d'un déplacement du faisceau dipolaire, les atomes qui y sont piégés vont être excités. La figure 5.5 illustre ce propos.

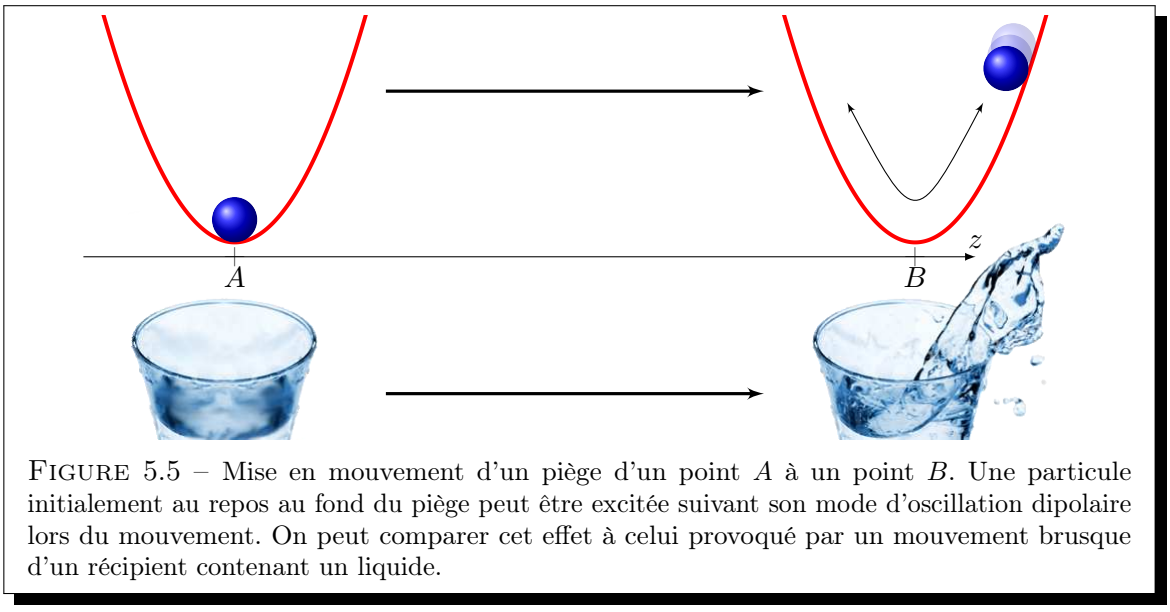


FIGURE 5.5 – Mise en mouvement d'un piège d'un point A à un point B. Une particule initialement au repos au fond du piège peut être excitée suivant son mode d'oscillation dipolaire lors du mouvement. On peut comparer cet effet à celui provoqué par un mouvement brusque d'un récipient contenant un liquide.

Nous allons donc être amené à considérer l'excitation d'un nuage atomique, consécutivement à un déplacement du piège.

5.5.1 Mise en perspective et enjeux

Comme nous l'avons vu en introduction du chapitre 4 (voir page 90), le transport d'ensembles atomiques ultra-froids a déjà été mis en œuvre dans de nombreux groupes. Rappelons que le transport magnétique sur des distances macroscopiques est principalement effectué en déplaçant mécaniquement des bobines [90, 91], ou en faisant varier alternativement les courants parcourant un enchevêtrement de bobines [87]. Nous avons présenté dans le chapitre 4 une nouvelle méthode consistant à déplacer un train d'aimants permanents le long d'un guide magnétique [39]. Le transport dans un piège dipolaire se fait soit, en déplaçant mécaniquement un composant optique [92], soit en générant un réseau optique unidimensionnel dont la position est ajustée en contrôlant le désaccord relatif entre les fréquences de deux faisceaux lasers contrapropageants [110, 93]. Il est important de remarquer que toutes ces expériences de transport sont effectuées dans le *régime adiabatique*, c'est-à-dire que la durée du transport est toujours grande devant la période d'oscillation du piège. En effet, une mise en mouvement trop rapide induirait une excitation du mode d'oscillation dipolaire dans le piège (une oscillation du centre de masse du nuage). Ceci conduirait donc à un échauffement de l'ensemble atomique, voire à la perte d'une partie des atomes.

Nous nous intéressons plus particulièrement à la possibilité de mettre un piège en mouvement sur des échelles de l'ordre de la période d'oscillation, tout en assurant que le nuage atomique n'est pas ou peu excité en fin de transport.

5.5.2 Mise en mouvement du piège dipolaire

La mise en mouvement du piège dipolaire est assurée par une unité de translation qui permet de déplacer la lentille de focalisation (voir la figure 5.6). Le modèle XMS100 de la société *Newport* permet de déplacer cette lentille sur une plage de 10 cm, avec une répétabilité de l'ordre de la centaine de nanomètres.

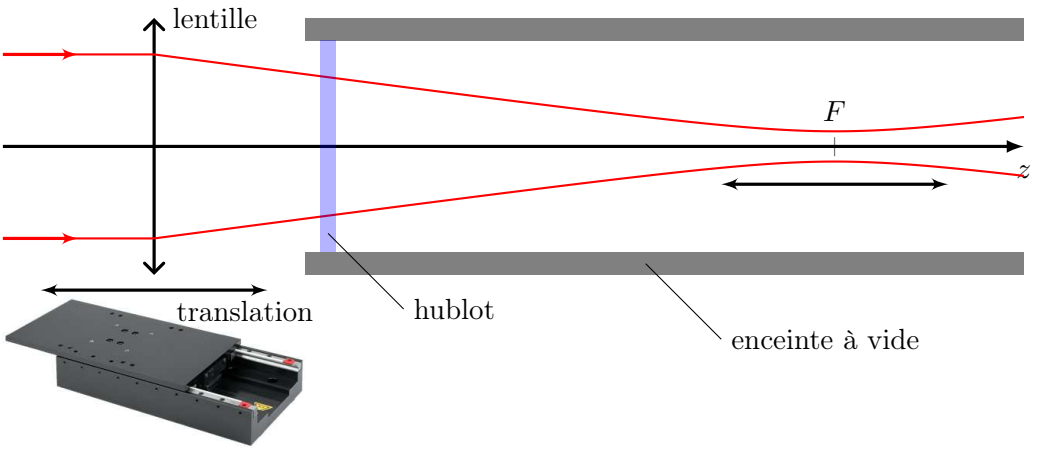


FIGURE 5.6 – Le faisceau laser arrive approximativement parallèle sur la lentille. Celle-ci est fixée sur une unité de translation. Le fait de déplacer la lentille selon l'axe optique z permet de déplacer le point de focalisation de la même valeur sans modifier le *waist*.

Grâce à ce système nous pouvons imposer un mouvement au piège dipolaire le long de l'axe z. La position du piège en fonction du temps sera notée $z_c(t)$, et nous désignerons sa vitesse instantanée par $\dot{z}_c(t)$ et son accélération par $\ddot{z}_c(t)$. Dans toute la suite, nous décrirons ce type de mouvement par un ***profil d'accélération***, c'est-à-dire par la donnée pour chaque instant t de l'accélération imposée au piège.

$z_c(t)$

$\dot{z}_c(t)$

$\ddot{z}_c(t)$

De plus, afin de simplifier la description du problème, nous supposerons que :

- à l'instant initial $t = 0$, le piège est immobile en $z = 0$,
- la mise en mouvement se fait en un temps fini T_f , c'est-à-dire que l'accélération $\ddot{z}_c(t)$ possède un support compact.

T_f

Ces conditions sont résumées ci-dessous par :

$$\begin{cases} z_{c(t\leqslant 0)} = 0 \\ \dot{z}_{c(t\leqslant 0)} = 0 \\ \ddot{z}_{c(t<0)} = \ddot{z}_{c(t>T_f)} = 0 \end{cases} \tag{5.19}$$

La figure 5.7 représente un exemple particulièrement simple de profil d'accélération correspondant à deux phases d'accélération constante , A_m et $-A_m$. Le mouvement durant un temps total T_f, le piège se déplace de $D = A_m {T_f}^2/4$.

A_m

D

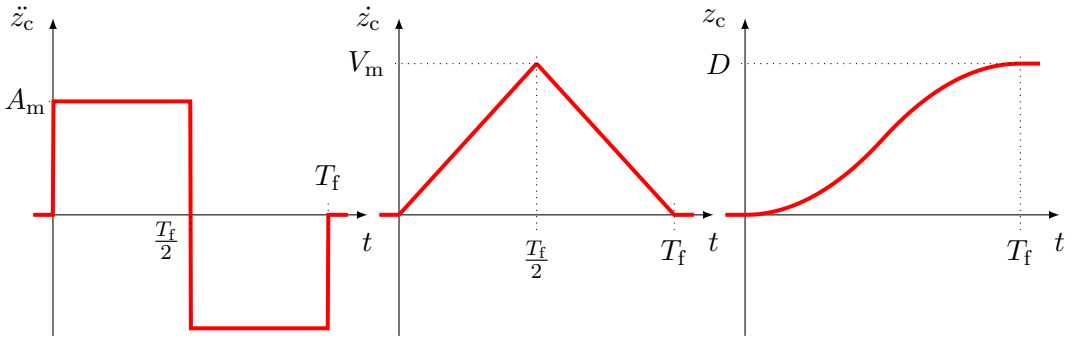


FIGURE 5.7 – Représentation d'un profil d'accélération particulièrement simple composé de deux phases d'accélération uniforme (A_m et $-A_m$) de durées égales $T_f/2$. Les vitesses $\dot{z}_c$ et les positions z_c correspondantes sont aussi représentées en fonction du temps t. Le mouvement durant un temps total T_f, le piège se déplace de $D = A_m {T_f}^2/4$.

5.5.3 Mesures d'oscillations résiduelles après transport

Dans cette sous-section nous présentons les données expérimentales liées au transport d'un nuage piégé dans le faisceau dipolaire. Pour deux configurations expérimentales différentes, nous avons mesuré l'amplitude $\mathcal{A}$ des oscillations du centre de masse du nuage à la suite d'une mise en mouvement du piège dipolaire.

$\mathcal{A}$

Préparation des nuages atomiques

Pour confronter nos données expérimentales au modèle décrit dans la section 5.6, nous souhaitons nous placer dans des conditions où le piège dipolaire peut être considéré comme étant harmonique. Ceci revient à produire un nuage atomique dont le paramètre $\eta \equiv U_0/k_{\mathrm{B}}\,T$ est grand. À cette fin, le protocole expérimental utilisé est le suivant :

- typiquement $3 \cdot 10^7$ atomes sont chargés dans le piège dipolaire (le *waist* est $w_0 = 45\,\mu\mathrm{m}$, et la puissance laser est $P_0 = 80\,\mathrm{W}$). La température est typiquement $T \approx 500\,\mu\mathrm{K}$, et $\eta \approx 6$ (voir la sous-section 5.4.1).
- la puissance P du laser de puissance est baissée linéairement en fonction du temps jusqu'à une valeur P_{min}, induisant ainsi le refroidissement par évaporation forcée du nuage.
- la puissance est alors ré-augmentée jusqu'à une valeur P_{f} avant de commencer le transport. Cette phase de re-compression permet d'ajuster la valeur de η (voir la sous-section 5.4.3).

La dernière phase (re-compression) est nécessaire à deux égards : (*i*) elle permet d'augmenter la profondeur du piège afin de minimiser les pertes atomiques pendant les phases d'accélération, et (*ii*) elle augmente les fréquences d'oscillation du piège afin de pouvoir effectuer une mise en mouvement rapide.

En pratique, nous avons étudié deux configurations que nous dénoterons par :

- ***configuration (a) :*** la puissance est baissée de $P_0 \approx 80\,\mathrm{W}$ à $P_{\mathrm{min}} \approx 3{,}5\,\mathrm{W} \approx P_0/23$ en 600 ms. La température du nuage est alors $T = 27 \pm 1\,\mu\mathrm{K}$. La remontée de la puissance jusqu'à $P_{\mathrm{f}} = 37\,\mathrm{W}$ porte cette température à $T = 160 \pm 10\,\mu\mathrm{K}$. On commence le transport avec un paramètre $\eta \approx 13$ et un nombre d'atomes d'environ $2 \cdot 10^6$.
- ***configuration (b) :*** la puissance est baissée de $P_0 \approx 80\,\mathrm{W}$ à $P_{\mathrm{min}} \approx 0{,}47\,\mathrm{W} \approx P_0/170$ en 3300 ms. La température du nuage est alors $T = 3{,}7 \pm 0{,}5\,\mu\mathrm{K}$. La remontée de la puissance jusqu'à $P_{\mathrm{f}} = 42\,\mathrm{W}$ porte cette température à $T = 43 \pm 2\,\mu\mathrm{K}$. On commence le transport avec un paramètre $\eta \approx 50$ et un nombre d'atomes d'environ $5 \cdot 10^6$.

Nous avons mesuré expérimentalement les pulsations d'oscillations du piège dipolaire :

- radialement, $\omega_r \approx 2\,\pi \times 2\,\mathrm{kHz}$ pour les deux configurations,
- longitudinalement, on mesure $\omega_z \approx 2\,\pi \times (8{,}1 \pm 0{,}3)\,\mathrm{Hz}$ pour la configuration (a),
- et $\omega_z \approx 2\,\pi \times (8{,}9 \pm 0{,}3)\,\mathrm{Hz}$ pour la configuration (b).

Les périodes d'oscillations longitudinales sont donc respectivement de 0,12 s et 0,11 s. On constate que le piégeage longitudinal est plus faible que la valeur théorique prévue (voir la sous-section 5.3.3). Ceci est probablement dû au fait que le faisceau, après la traversée de toutes les optiques, n'est plus gaussien.

Transport aller-retour

Sur notre dispositif expérimental, le dispositif d'imagerie du nuage atomique ne permet d'observer que la région du piège magnéto-optique. Le profil d'accélération $\ddot{z}_c(t)$ que nous utilisons correspond donc à un aller-retour. La figure 5.8 représente, en fonction du temps, l'accélération, la vitesse et la position du piège.

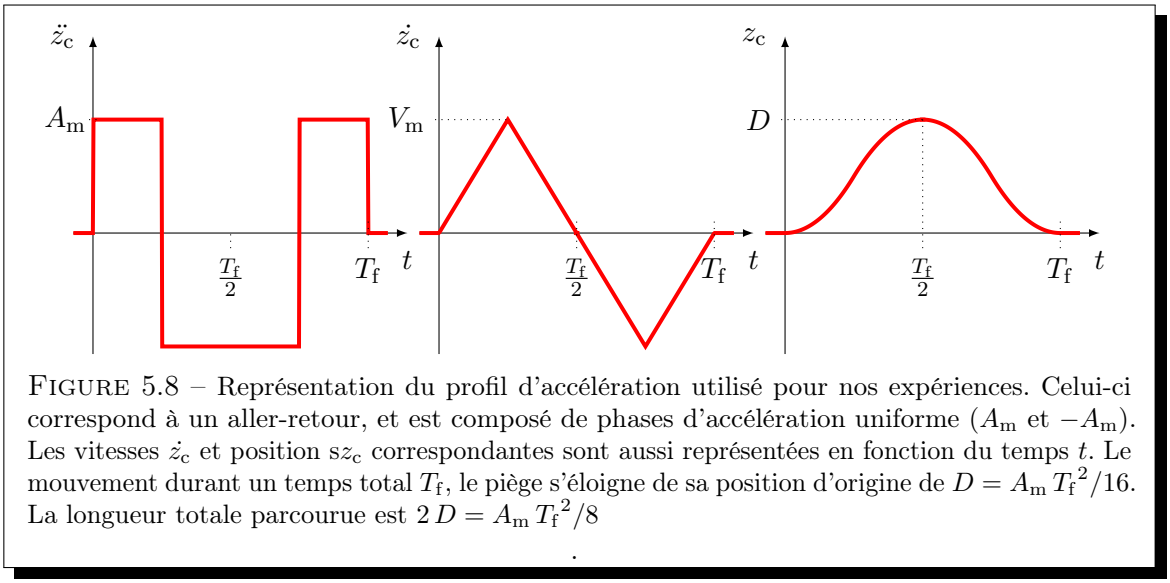


FIGURE 5.8 – Représentation du profil d'accélération utilisé pour nos expériences. Celui-ci correspond à un aller-retour, et est composé de phases d'accélération uniforme (A_m et $-A_m$). Les vitesses $\dot{z}_c$ et position sz_c correspondantes sont aussi représentées en fonction du temps t. Le mouvement durant un temps total T_f, le piège s'éloigne de sa position d'origine de $D = A_m {T_f}^2/16$. La longueur totale parcourue est $2\,D = A_m {T_f}^2/8$

.

Nous avons choisi d'effectuer un mouvement qui se décompose en quatre phases d'égale durée $\frac{T_f}{4}$ et d'accélération uniforme, respectivement A_m, $-A_m$, $-A_m$, A_m. La vitesse maximale V_m et la position maximale D atteinte par le piège sont respectivement données par :

V_m

$$\begin{cases} V_m &= A_m \dfrac{T_f}{4} \\ D &= A_m \dfrac{{T_f}^2}{16} \end{cases} .$$

Mesure de l'amplitude $\mathcal{A}$ des oscillations

Afin de mesurer l'amplitude $\mathcal{A}$ des oscillations après le transport, nous effectuons 30 prises d'images [13] séparées de 10 ms à partir du temps $t = T_f$, correspondant à la fin du transport, c'est-à-dire une fois que le piège dipolaire est arrêté en $z = 0$. La position $z(t > T_f)$ du centre de masse du nuage est repérée en ajustant une fonction gaussienne bidimensionnelle sur chaque image. Sur ces données de positions, nous ajustons alors une fonction sinusoïdale pour déduire l'amplitude $\mathcal{A}$ des oscillations suivant l'axe longitudinal.

13. Rappelons que, le processus d'imagerie étant destructif, chaque cliché correspond en fait à l'exécution d'une séquence expérimentale. Seul l'instant de la prise d'image varie d'une séquence à l'autre.

Remarque : **Prédiction "*naïve*"**

En mesurant l'amplitude $\mathcal{A}$ des oscillations après un transport sur une distance D donnée, et dont la durée totale est T_f, on pourrait "*naïvement*" s'attendre à observer que :
- plus la durée T_f est grande, plus le mouvement est lent, donc plus les oscillations en fin de transport auront une faible amplitude $\mathcal{A}$.
- plus T_f est faible, plus le mouvement est violent, donc plus $\mathcal{A}$ sera grand.

Résultats

La figure 5.9 représente, pour les configurations (a) et (b), la mesure de l'amplitude $\mathcal{A}$ des oscillations après un transport en fonction de la durée totale T_f de ce transport. Le profil d'accélération utilisé est celui représenté sur la figure 5.8.

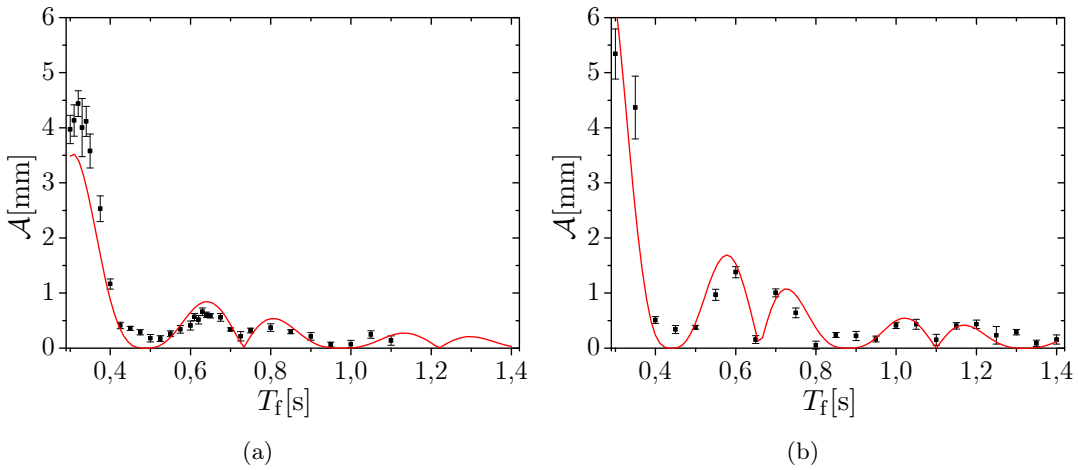


FIGURE 5.9 – Représentation, pour les configurations (a) et (b), de l'amplitude $\mathcal{A}$ des oscillations après un transport en fonction de la durée totale T_f de ce transport. Le profil d'accélération utilisé est celui représenté sur la figure 5.8. On s'attend bien à observer une diminution de l'amplitude $\mathcal{A}$ quand le temps de transport T_f augmente. On observe cependant une série de temps T_f pour lesquels $\mathcal{A}$ est très faible. La ligne continue rouge correspond à l'expression théorique 5.29 déduite d'une modélisation par un potentiel de piégeage harmonique unidimensionnel (voir la section 5.6). Pour la configuration (a), l'expression théorique a été ajustée grâce à un facteur multiplicatif globale ($\times$0,5).

On constate sur les données expérimentales, qu'il existe une série de temps T_f pour lesquels l'amplitude $\mathcal{A}$ devient très faible. Afin d'interpréter ces données, nous avons effectué une modélisation du transport qui fait l'objet de la section 5.6. Celle-ci rappelle des travaux initialement effectués pour décrire le transport d'ions piégés [111]. L'expression obtenue pour l'amplitude en fin de transport est représentée sur la figure 5.9 (ligne continue rouge) et rend bien compte de l'existence de durées ***optimales*** pour la mise en mouvement du piège dipolaire.

Sur nos expériences de transport, nous sommes actuellement limités par la vitesse et l'accélération maximales que nous autorise notre platine de translation [14]. Ceci limite les possibilités d'effectuer des transports en des temps courts, proches de la période d'oscillation propre du piège dipolaire. Sur les données expérimentales de la figure 5.9 les temps de transport minimaux sont d'environ 2 périodes.

14. L'accélération maximale est d'environ 5 m/s^2 et la vitesse maximale est d'environ 35 cm/s.

5.6 Modélisation pour un piège unidimensionnel harmonique

Pour étudier le problème de l'excitation d'un nuage après un transport non-adiabatique, nous avons effectué une modélisation unidimensionnelle en considérant un potentiel de piégeage harmonique $U_{\mathrm{h}}(z,t)$, mobile suivant l'axe horizontal z du déplacement :

$$U_{\mathrm{h}}(z,t) = \frac{1}{2}\, m\, \omega^2\, (z - z_{\mathrm{c}}(t))^2\,. \tag{5.20}$$

où $z_{\mathrm{c}}(t)$ désigne la position du piège sur l'axe z à chaque instant t.

5.6.1 Étude du mouvement du centre de masse dans le référentiel du piège

Dans la suite, nous considérons qu'à l'instant $t = 0$ le centre de masse du nuage atomique est immobile au fond du piège, en $z = 0$.

Une propriété particulièrement intéressante du potentiel de piégeage harmonique est que le mouvement du centre de masse d'un système à N particules est complètement découplé des autres degrés de liberté et est ***indépendant de la nature des interactions*** entre particules. Ce mode d'oscillation du centre de masse est appelé *mode de Kohn*[15].
Dans toute la suite, nous étudierons le mouvement du centre de masse du nuage. Celui-ci sera traité comme le mouvement d'une seule particule dans le potentiel de piégeage harmonique.

Nous nous proposons d'étudier l'énergie mécanique communiquée au nuage atomique à la fin du mouvement (i. e. en $t = T_{\mathrm{f}}$). Afin de simplifier notre étude tout en conservant toute la généralité du problème, il est commode de se placer dans le référentiel du piège. Celui-ci n'est pas galiléen puisqu'il est animé d'une vitesse $z_{\mathrm{c}}(t)$ par rapport au référentiel du laboratoire. Il faut donc tenir compte du champ de forces d'inertie d'entrainement :

$$F_{\mathrm{e}}(t) = -m\, \ddot{z}_{\mathrm{c}}(t) \tag{5.21}$$

Remarque

Précisons que les forces d'inertie d'entrainement correspondent à un champ de force ***uniforme***. Ceci implique que dans le référentiel lié au piège, le potentiel de piégeage conserve sa forme harmonique. L'étude des *modes de Kohn* y reste donc valable.

15. Cette propriété remarquable a été étudiée pour des systèmes quantiques piégés par Kohn (1961) puis Brey *et al.* (1989) [112, 113].

5.6.2 Mouvement du centre de masse du nuage

L'équation du mouvement du centre de masse du nuage, dont la position est notée $\tilde{z}(t)$ dans le référentiel du piège, s'obtient alors très simplement de manière formelle :

$$\tilde{z}(t) = \frac{1}{m\,\omega} \int_0^t F_\mathrm{e}(u)\, \sin\big(\omega\,(t-u)\big)\, \mathrm{d}u = -\frac{1}{\omega} \int_0^t \ddot{z}_\mathrm{c}(u)\, \sin\big(\omega\,(t-u)\big)\, \mathrm{d}u\,, \tag{5.22}$$

où nous avons tenu compte des conditions initiales 5.19, et où la deuxième égalité est obtenue grâce à l'équation 5.21. La vitesse $\tilde{v}(t)$ s'obtient en dérivant l'expression 5.22 :

$$\tilde{v}(t) = -\int_0^t \ddot{z}_\mathrm{c}(u)\, \cos\big(\omega\,(t-u)\big)\, \mathrm{d}u\,. \tag{5.23}$$

5.6.3 Amplitude des oscillations en fin de transport

Nous sommes intéressés par l'amplitude $\mathcal{A}$ des oscillations du centre de masse du nuage à la fin du transport. Celle-ci dépend de la position $\tilde{z}$ et de la vitesse $\tilde{v}$ dans le référentiel du piège au temps $t = T_\mathrm{f}$. À partir des équations 5.22 et 5.23, on peut alors calculer l'amplitude $\mathcal{A}$ en fin de transport par :

$$\mathcal{A}^2 = \tilde{z}(T_\mathrm{f})^2 + \frac{\tilde{v}(T_\mathrm{f})^2}{\omega^2}\,. \tag{5.24}$$

On peut exprimer $\mathcal{A}$ d'une manière élégante si on remarque que les équations 5.22 et 5.23 peuvent être formulées comme suit :

$$\left\{\begin{array}{rcl} \tilde{z}(t) & = & \mathrm{Re}\left[\dfrac{i}{\omega}\, \exp(i\,\omega\,t) \displaystyle\int_0^t \ddot{z}_\mathrm{c}(u)\, \exp(-i\,\omega\,u)\ \mathrm{d}u\right] \\ -\dfrac{\tilde{v}(t)}{\omega} & = & \mathrm{Im}\left[\dfrac{i}{\omega}\, \exp(i\,\omega\,t) \displaystyle\int_0^t \ddot{z}_\mathrm{c}(u)\, \exp(-i\,\omega\,u)\ \mathrm{d}u\right] \end{array}\right.\,, \tag{5.25}$$

où Re [] et Im [] désignent respectivement les parties réelle et imaginaire d'un nombre complexe. L'équation 5.24 s'écrit alors sous la forme :

$$\mathcal{A}^2 = \left|\frac{i}{\omega}\, \exp(i\,\omega\,t) \int_0^{T_\mathrm{f}} \ddot{z}_\mathrm{c}(u)\, \exp(-i\,\omega\,u)\ \mathrm{d}u\right|^2 \quad = \quad \left|\frac{i}{\omega}\, \exp(i\,\omega\,t) \int_{-\infty}^{\infty} \ddot{z}_\mathrm{c}(u)\, \exp(-i\,\omega\,u)\ \mathrm{d}u\right|^2\,,$$

où la deuxième égalité fait intervenir le fait que la fonction $\ddot{z}_\mathrm{c}$ est nulle en dehors de l'intervalle $[\,0\,;\,T_\mathrm{f}\,]$.

On peut donc écrire une relation entre l'amplitude $\mathcal{A}$ en fin de transport et le profil d'accélération $\ddot{z}_\mathrm{c}(t)$:

$$\mathcal{A} = \frac{1}{\omega} \left|\mathcal{F}\big[\ddot{z}_\mathrm{c}\big](\omega)\right|, \tag{5.26}$$

où $\mathcal{F}\big[g\big](\omega)$ désigne la transformée de Fourier : $\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty} g(u)\, \exp(-i\,\omega\,u)\ \mathrm{d}u$.

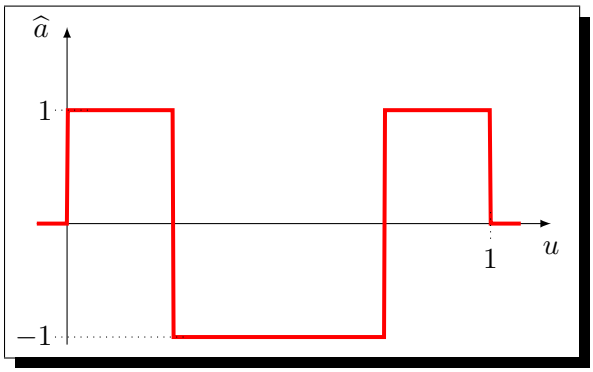
Notons que dans l'expression 5.26 la durée de transport T_f intervient implicitement dans la fonction $\ddot{z}_\mathrm{c}(t)$. Afin de la faire apparaître explicitement, nous proposons de définir un profil d'accélération *normalisé*, $\widehat{a}(u)$ tel que :

$\widehat{a}$

$$\widehat{a}(u) \equiv \frac{\ddot{z}_\mathrm{c}\left(u\,T_\mathrm{f}\right)}{A_\mathrm{m}}\,, \tag{5.27}$$

où T_f est la durée du mouvement et A_m est la valeur maximale de l'accélération en valeur absolue ($A_\mathrm{m} > 0$).

Le profil normalisé d'accélération ne prend des valeurs non-nulles que sur l'intervalle $[0;1]$ et ses valeurs sont comprises entre -1 et 1. Le profil normalisé d'accélération décrit donc la ***forme*** de la fonction $\ddot{z}_\mathrm{c}(t)$. Par exemple, le profil de la figure 5.8 page 143, qui correspond à un aller-retour, est entièrement décrit par la donnée du profil normalisé $\widehat{a}(u)$ (représentée ci-contre), de T_f et de la valeur maximale A_m de l'accélération.



Par un changement de variable, on peut donc ré-écrire l'expression 5.26 en une équation faisant intervenir la forme $\widehat{a}$ du profil, sa durée T_f et son amplitude A_m :

$$\mathcal{A} = \frac{A_\mathrm{m}\,T_\mathrm{f}}{\omega}\left|\mathcal{F}\left[\widehat{a}\right](\omega\,T_\mathrm{f})\right| = A_\mathrm{m}\,{T_\mathrm{f}}^2 \times \frac{\left|\mathcal{F}\left[\widehat{a}\right](\omega\,T_\mathrm{f})\right|}{\omega\,T_\mathrm{f}}\,, \tag{5.28}$$

où la deuxième égalité fait apparaître le terme $A_\mathrm{m}\,{T_\mathrm{f}}^2$ qui est proportionnel à la distance totale parcourue (pour un profil normalisé d'accélération donné).

5.6.4 Confrontation aux données expérimentales ; mélange non-linéaire

En appliquant la relation 5.26 au profil d'accélération utilisé expérimentalement pour faire faire un mouvement aller-retour au piège (voir la figure 5.8 page 143), on obtient :

$$\mathcal{A} = 2\,D\,\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\omega_z\,T_\mathrm{f}}{8}\right)\left|\sin\left(\frac{\omega_z\,T_\mathrm{f}}{4}\right)\right|, \tag{5.29}$$

où $2\,D = A_\mathrm{m}\,{T_\mathrm{f}}^2/8$ est la distance totale parcourue durant le transport, et $\mathrm{sinc}(u)$ désigne le sinus cardinal $\sin(u)/u$. Notons que la figure 5.9 page 144 montre que cette expression, appliquée aux cas des configurations (a) et (b), présente un très bon accord avec nos données expérimentales.

Atténuation des oscillations du centre de masse par mélange non-linéaire

Il faut noter sur la figure 5.9, que pour la configuration (a), l'expression 5.29 a été ajustée par un facteur multiplicatif global (×0,5). Ceci indique que pour cette configuration, les oscillations en fin de transport sont plus faibles que celles prédites par le modèle.

En réalité, ceci est dû au fait que le nuage explore, durant le transport, une large plage du potentiel de piégeage. Celui-ci n'étant pas parfaitement harmonique, mais lorentzien, la pulsation ω_z^{lor} d'oscillation de chaque atome dépend en fait de l'amplitude de celle-ci (voir l'équation 5.14 page 133).

La figure 5.10 illustre le fait que l'extension spatiale du nuage joue alors un rôle important. En effet, plus elle est grande, plus le *spectre* de pulsations du nuage sera large. Cet effet, qui provient des non-linéarités du potentiel de piégeage, est appelé *mélange non-linéaire* et induit un ***amortissement des oscillations du centre de masse*** du nuage.

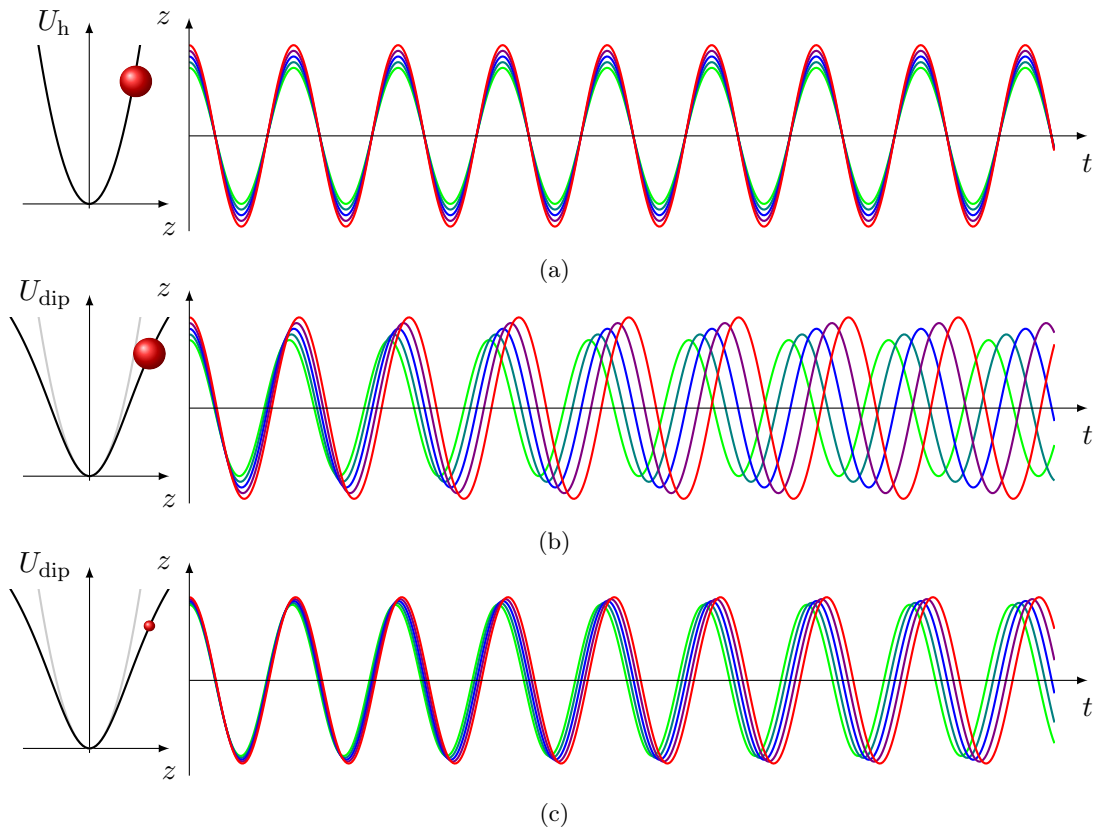


FIGURE 5.10 – Illustration schématique du *mélange non-linéaire*. Sur la gauche, un nuage est représenté dans le potentiel de piégeage. Les graphes sur la droite représentent quelques trajectoires atomiques du nuage. Trois cas sont considérés :
(a), dans un potentiel de piégeage harmonique, tous les atomes ont la même pulsation d'oscillation. En conséquence, quelle que soit la taille du nuage, on n'observe pas d'atténuation des oscillations du centre de masse.
(b), dans un potentiel de piégeage non-harmonique, la pulsation d'oscillation dépend de l'amplitude du mouvement de chaque atome. Ici, nous avons considéré la dépendance de l'expression 5.14. On observe alors un brouillage des oscillations du centre de masse.
(c), si la taille du nuage est faible, le brouillage s'établit plus lentement puisque le spectre de pulsation représenté par le nuage est plus étroit.

5.6.5 Analogie avec l'optique et l'analyse spectrale

L'expression 5.26, qui permet de calculer l'amplitude $\mathcal{A}$ des oscillations en fin de transport, est une simple transformée de Fourier du profil d'accélération. Sur le plan formel, il peut être intéressant de rapprocher cette expression de celle utilisée en optique pour décrire la diffraction de Fraunhofer [16] [114], et en traitement du signal par analyse spectrale de Fourier [115]. Cette analogie formelle peut grandement enrichir notre analyse dans la mesure où nous pouvons comparer :

- la minimisation des oscillations consécutives à une mise en mouvement du piège,
- l'*apodisation* des faisceaux diffractés par une ouverture finie en optique,
- l'analyse de Fourier de signaux limités dans le temps qui fait intervenir des *fonctions de fenêtrage*.

Ces deux derniers problèmes ont en effet été largement étudiés et nous pouvons bénéficier des résultats obtenus dans ces domaine.

Exemple : le profil de Blackman-Harris

Un exemple de profil optimisé en analyse spectrale est le profil de Blackman-Harris [17] [115]. Ce profil est remarquable du fait que sa transformée de Fourier est quasiment nulle [18] en dehors de l'intervalle $[-4\,\pi; 4\,\pi]$. Ceci signifie que les oscillations résiduelles seront très faibles, quel que soit le temps de transport T_f, du moment que T_f est supérieur à 4 périodes d'oscillations (voir la figure 5.11).

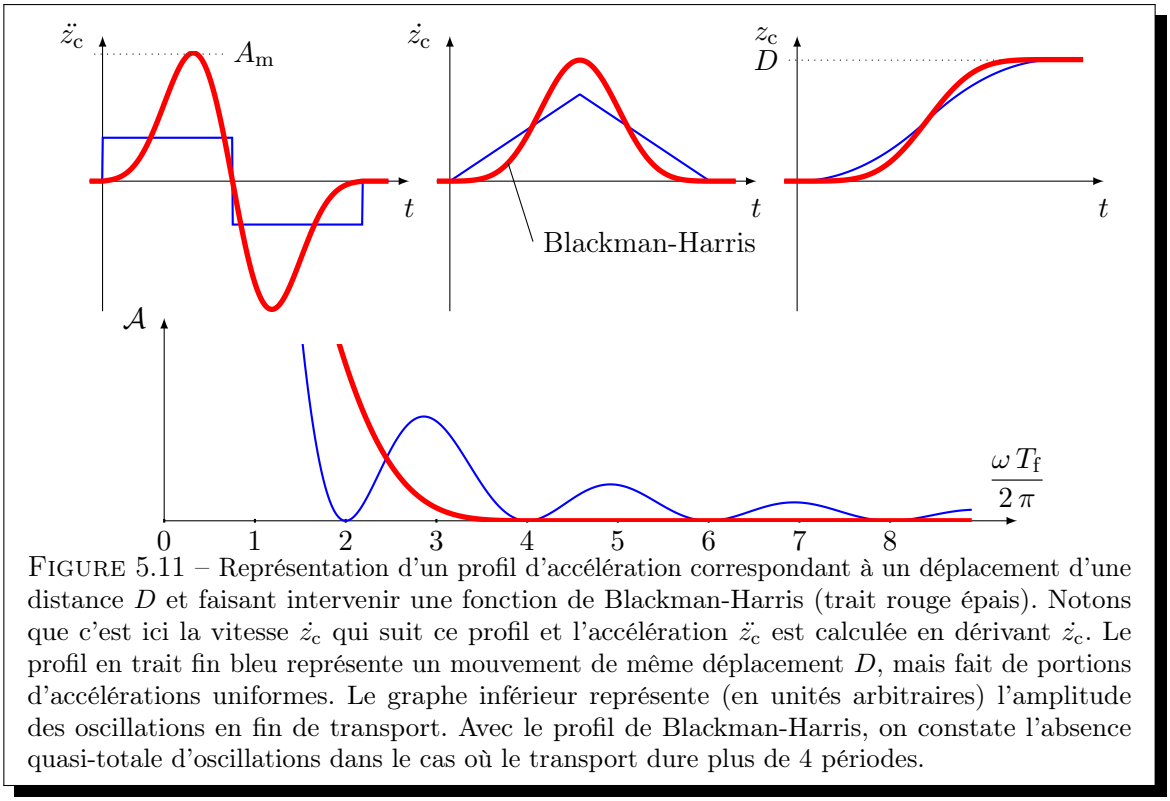


FIGURE 5.11 – Représentation d'un profil d'accélération correspondant à un déplacement d'une distance D et faisant intervenir une fonction de Blackman-Harris (trait rouge épais). Notons que c'est ici la vitesse $\dot{z}_\mathrm{c}$ qui suit ce profil et l'accélération $\ddot{z}_\mathrm{c}$ est calculée en dérivant $\dot{z}_\mathrm{c}$. Le profil en trait fin bleu représente un mouvement de même déplacement D, mais fait de portions d'accélérations uniformes. Le graphe inférieur représente (en unités arbitraires) l'amplitude des oscillations en fin de transport. Avec le profil de Blackman-Harris, on constate l'absence quasi-totale d'oscillations dans le cas où le transport dure plus de 4 périodes.

16. L'amplitude du champ électromagnétique diffracté dans une direction donnée est proportionnelle à la transformée de Fourier de la transmittance de l'objet diffractant

17. Le profil de Blackman-Harris est une fonction fenêtre définie sur l'intervalle $[0; 1]$ par :
$f(u) = 0{,}358\,75 - 0{,}488\,29\,\cos(2\,\pi\,u) + 0{,}141\,28\,\cos(4\,\pi\,u) - 0{,}011\,68\,\cos(6\,\pi\,u)$.

18. La transformée de Fourier du profil de Blackman-Harris est inférieure à 10^{-5} au delà de l'intervalle $[-4\,\pi; 4\,\pi]$. Elle est d'ailleurs déjà inférieure à 10^{-2} au delà de l'intervalle $[-3\,\pi; 3\,\pi]$.

Ce type de profil d'accélération serait particulièrement adapté dans le cas où tous les atomes n'ont pas la même période d'oscillations propres, comme par exemple :

- quand le potentiel "*vu*" par les atomes dépend de leur état interne,
- dans un piège contenant deux espèces atomiques.

Il suffit alors d'effectuer le mouvement en un temps quatre fois supérieur à la plus grande des périodes d'oscillations propres.

5.6.6 Transport sur des durées inférieures à la période d'oscillation propre

Nous avons montré qu'il est possible d'effectuer un déplacement non-adiabatique, sans induire d'oscillations du centre de masse du nuage après cette opération. Cependant, les données expérimentales ainsi que les exemples présentés dans ce chapitre, ne concerne que des temps de transport T_f supérieurs à la période d'oscillation propre du piège. Pour finir cette section, nous donnons un exemple théorique de profil d'accélération qui permet de déplacer un nuage en un temps arbitrairement faible. Ce profil, représenté sur la figure 5.12, n'est bien sûr qu'un exemple (assez simple), faisant intervenir des phases d'accélérations uniformes.

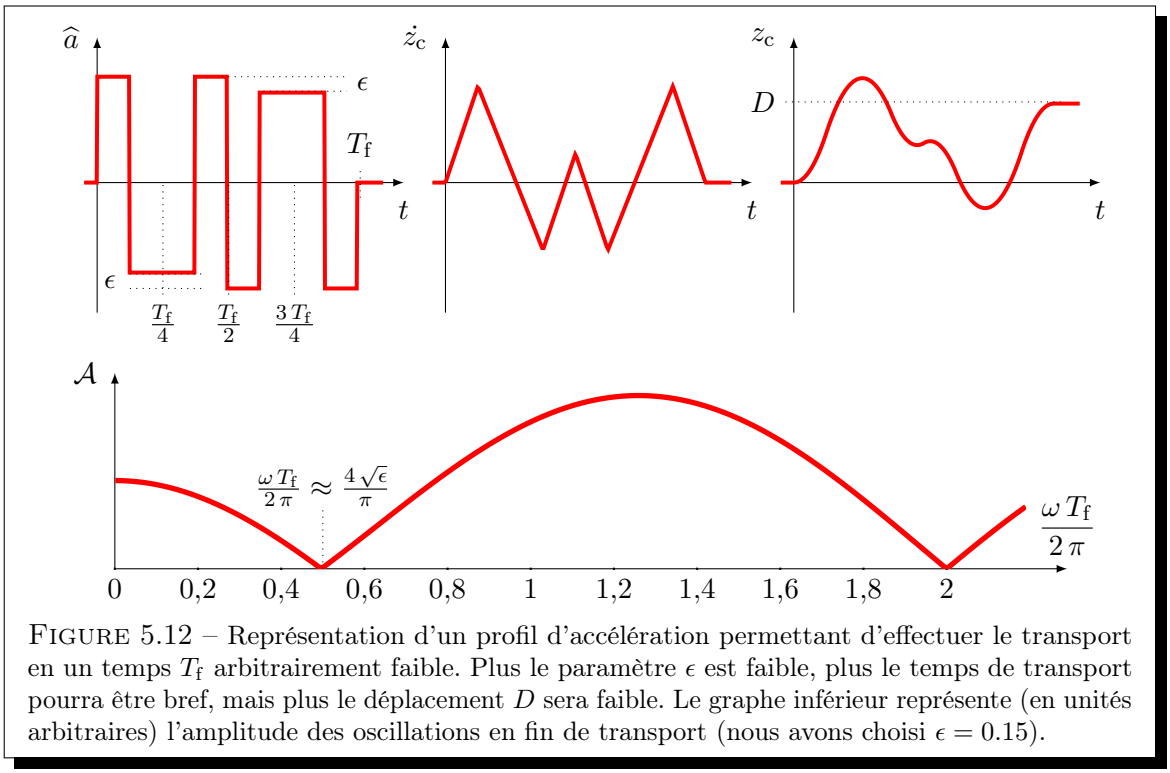


FIGURE 5.12 – Représentation d'un profil d'accélération permettant d'effectuer le transport en un temps T_f arbitrairement faible. Plus le paramètre ϵ est faible, plus le temps de transport pourra être bref, mais plus le déplacement D sera faible. Le graphe inférieur représente (en unités arbitraires) l'amplitude des oscillations en fin de transport (nous avons choisi $\epsilon = 0.15$).

Il faut bien sûr garder à l'esprit que, pour une distance de transport D donnée, plus le temps T_f est bref, plus le mouvement du piège dipolaire sera violent. En pratique, deux facteurs limites le transport sur des échelles de temps inférieures à la période d'oscillation :

- les limites de vitesse et d'accélération du piège,
- la raideur et la profondeur du potentiel de confinement selon la direction du mouvement.

5.6.7 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que le faisceau dipolaire semble être une bonne manière de produire, puis de mettre en mouvement des paquets atomiques ultra-froids et denses. Les résultats présentés dans la section précédente montrent qu'il est possible de mettre rapidement en mouvement un nuage atomique piégé de manière *optimale*, c'est-à-dire sans affecter ces caractéristiques après le mouvement.

La perspective ouverte par ces résultats est celle d'un dispositif expérimental combinant le faisceau dipolaire et un guide magnétique. On pourrait alors injecter des paquets atomiques denses avec un bon taux de répétition. Les profils d'accélération qui ont été présenté dans ce chapitre (figure 5.8 et 5.7), correspondent à des "*déplacements*" du piège dipolaire, c'est-à-dire à un mouvement dont l'état final possède une vitesse nulle. On peut cependant considérer des profils d'accélération se terminant par une vitesse finie du piège (voir la figure 5.13).

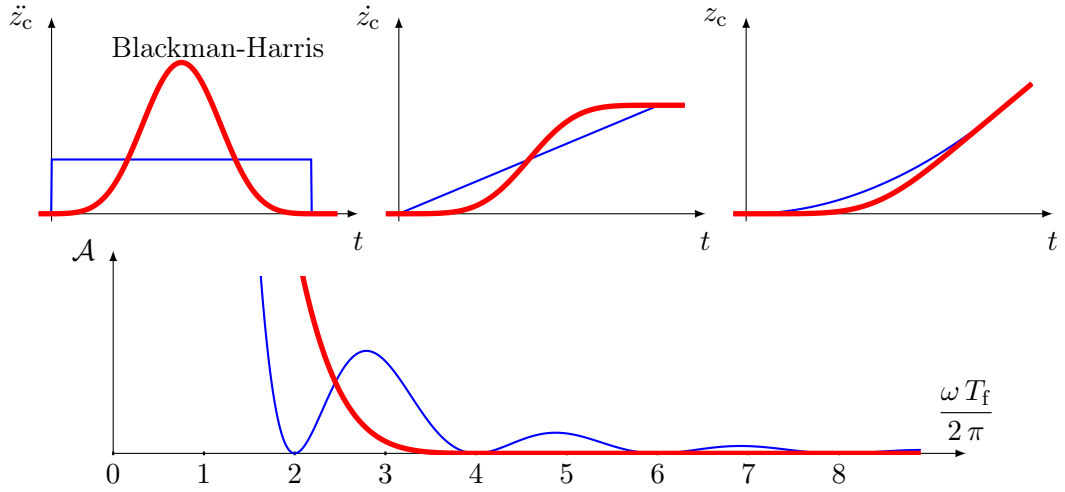
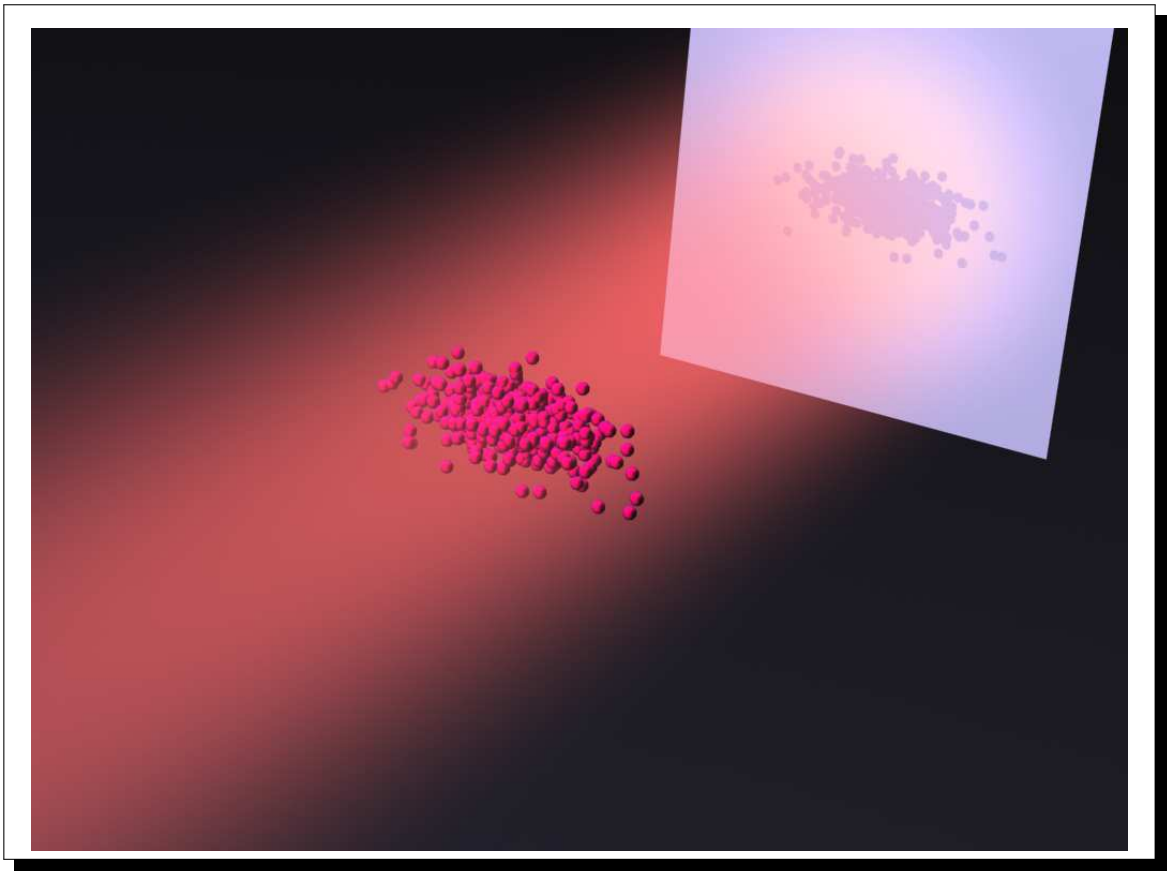


FIGURE 5.13 – Représentation d'un profil d'accélération correspondant à un "*lancement*". Le profil en trait fin bleu représente un mouvement d'accélération uniforme conduisant à la même vitesse finale. L'amplitude des oscillations dans le référentiel en mouvement à la fin du lancement est représentée sur le graphe inférieur représente (en unités arbitraires).

Chapitre 6

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



Sommaire

6.1 Imagerie d'un ensemble atomique froid 155
6.1.1 Système optique 155
6.1.2 Interaction atome-laser 157
6.1.3 Absorption et diffusion de la lumière au sein d'un nuage atomique . 159
6.2 Fiabilité d'une prise d'image 160
6.2.1 Diffusion due à l'agitation thermique 160
6.2.2 Accélération due à la pression de radiation 161
6.2.3 Chauffage dû à l'émission spontanée 161
6.3 Techniques d'imagerie usuelles 162
6.3.1 Imagerie par fluorescence 162
6.3.2 Imagerie par absorption dans le régime de faible saturation 164
6.4 Fiabilité d'une mesure sur un nuage très dense 167
6.4.1 Limites du protocole d'imagerie par fluorescence 167
6.4.2 Limites de l'imagerie par absorption faiblement saturante 169
6.4.3 Absorption d'un faisceau laser désaccordé 171
6.4.4 Absorption sur une transition ouverte 174
6.5 Imagerie par absorption dans le régime de forte saturation . . . 175
6.5.1 Position du problème 175
6.5.2 Intensité de saturation ***effective*** et section efficace ***effective*** . . . 176
6.5.3 Réponse non-linéaire des atomes 177
6.5.4 Protocole de mesure et détermination du paramètre de correction . 179
6.5.5 Conclusion 182

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 :

- le nombre d'atomes,
- la distribution spatiale des atomes dans le nuage,
- la distribution de vitesse,
- la 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 lumineuse

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 quantitatives et précises.

6.1 Imagerie d'un ensemble atomique froid

Dans cette section, nous allons décrire un dispositif optique minimal, qui nous permettra d'introduire les notions nécessaires à l'étude de l'imagerie d'un ensemble atomique. Nous porterons notre attention sur la nature numérisée 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.

6.1.1 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 optiques [1]. Nous supposerons être dans le cadre de l'approximation de Gauss. L'axe optique sera pris comme étant l'axe z. La figure 6.1 représente un système optique simple permettant de produire l'image du nuage atomique sur un capteur CCD composé d'une matrice de pixels. Nous pouvons ainsi mesurer la répartition d'intensité lumineuse $I(x, y)$ provenant du plan objet [2].

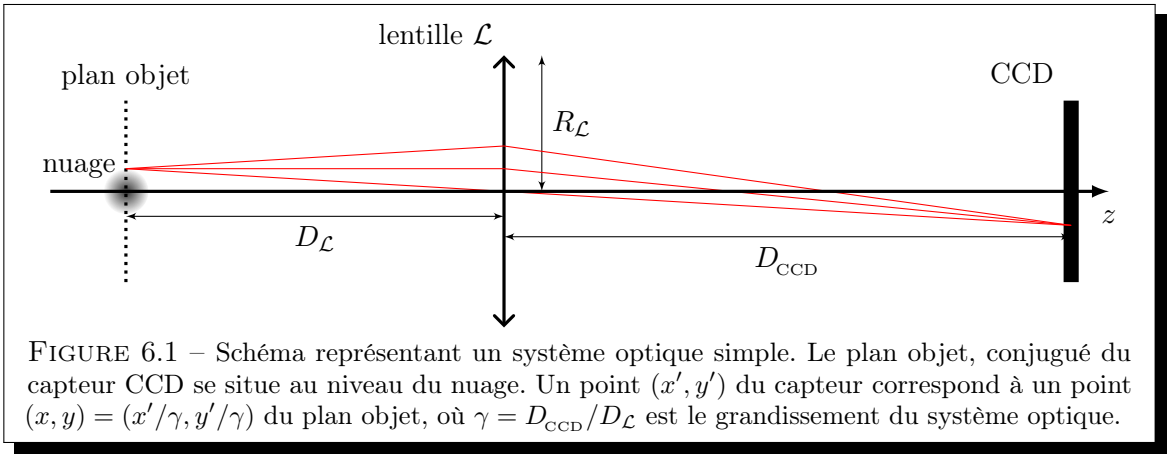


FIGURE 6.1 – Schéma représentant un système optique simple. Le plan objet, conjugué du capteur CCD se situe au niveau du nuage. Un point (x', y') du capteur correspond à un point $(x, y) = (x'/\gamma, y'/\gamma)$ du plan objet, où $\gamma = D_{\text{CCD}}/D_{\mathcal{L}}$ est le grandissement du système optique.

Dans toute la suite, nous considèrerons un nuage atomique dont la densité atomique sera notée $n(x, y, z)$. Ce nuage est situé au niveau du plan objet de système optique, et nous supposerons que chaque point (x, y, z) du nuage possède un point image en (x', y') sur le capteur CCD. Ceci implique que le système n'est pas sensible à la position z des atomes, mais uniquement à leur position (x, y), projetée sur le plan objet.

ρ_c

L'existence de cet axe privilégié d'observation, nous conduira par la suite à considérer la ***densité colonne*** $\rho_c(x, y)$ définie par :

$$\rho_c(x, y) \equiv \int n(x, y, z)\, \mathrm{d}z\,. \tag{6.1}$$

Celle-ci correspond à la densité surfacique d'atomes si le nuage était projeté sur le plan (x, y). Obtenir une image du nuage consistera à mesurer cette grandeur.

1. Nous négligerons donc les imperfections comme l'astigmatisme, les aberrations sphériques, etc.
2. 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 ***l'énergie lumineuse*** collectée pendant le temps d'exposition τ. Connaissant ce temps, l'efficacité de détection et la surface représentée par un pixel dans le plan objet, nous pouvons déduire l'intensité lumineuse de la lumière qui a atteint chaque pixel.

Il est clair que la connaissance de la densité colonne $\rho_c(x, y)$ ne suffit pas à déterminer la densité atomique $n(x, y, z)$ du nuage. Cette ambigüité de la mesure peut être levée en supposant que le nuage possède certaines symétries.

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 $L_{\text{pix}} = 5\,\mu\text{m}$[3]. Cette limitation est à prendre en compte quand on désire faire des images d'ensembles atomiques dont l'extension spatiale est très faible (typiquement inférieure à $100\,\mu\text{m}$). 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 $\mathcal{S}(x, y)$, où (x, y) correspondra aux coordonnées ***dans le plan objet du nuage atomique***.

Système laser

Sauf mention contraire, le système laser que nous considèrerons dans la suite est schématisé sur la figure 6.2. Nous pouvons produire des impulsions lumineuses dont la durée τ, et la puissance P_{L} sont contrôlées précisément. Les impulsions les plus courtes que nous utilisons avec notre système ont une durée $\tau = 250\,\text{ns}$.

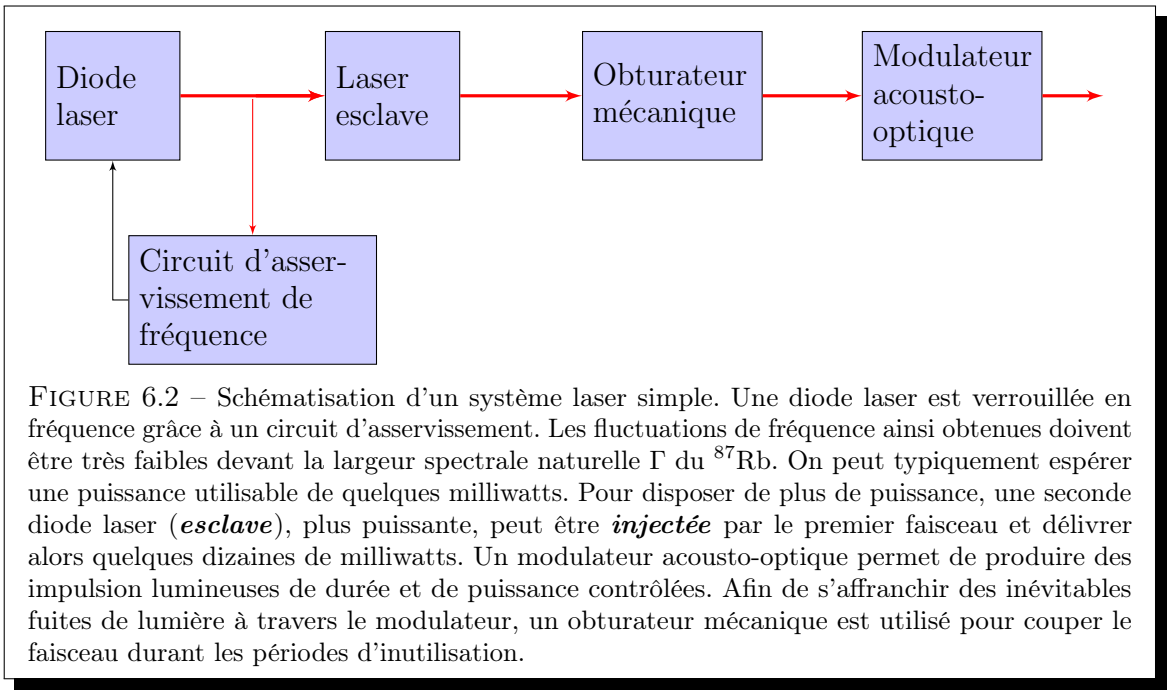


FIGURE 6.2 – Schématisation d'un système laser simple. Une diode laser est verrouillée en fréquence grâce à un circuit d'asservissement. Les fluctuations de fréquence ainsi obtenues doivent être très faibles devant la largeur spectrale naturelle Γ du ^{87}Rb. On peut typiquement espérer une puissance utilisable de quelques milliwatts. Pour disposer de plus de puissance, une seconde diode laser (***esclave***), plus puissante, peut être ***injectée*** par le premier faisceau et délivrer alors quelques dizaines de milliwatts. Un modulateur acousto-optique permet de produire des impulsion lumineuses de durée et de puissance contrôlées. Afin de s'affranchir des inévitables fuites de lumière à travers le modulateur, un obturateur mécanique est utilisé pour couper le faisceau durant les périodes d'inutilisation.

3. Le capteur CCD utilisé sur notre dispositif expérimental est un modèle **Basler A102 f** monochrome. La dimension des pixels est de $6{,}45\,\mu\text{m} \times 6{,}45\,\mu\text{m}$.

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 $\mathcal{S}$ 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,
- 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 plan objet et le capteur.

γ

τ

Nous désignerons par $I'(x', y')$ la répartition d'intensité mesurée sur le capteur. L'intensité $I(x, y)$ dans le plan objet se déduit alors par l'expression :

$I(x,y)$

$$I(x, y) = \eta\, \gamma^2\, I'(\gamma\, x, \gamma\, y) \tag{6.2}$$

Dans toute la suite de ce chapitre, les signaux provenant du capteur CCD seront systématiquement interprétés ***en terme d'intensité*** $I(x, y)$ ***dans le plan objet***.

> Cependant, afin de souligner le caractère expérimental de cette grandeur mesurée par le capteur CCD, nous utiliserons la notation $I_{\text{CCD}}(x, y)$ pour désigner l'intensité $I(x, y)$ observée dans le plan objet où se situe le nuage atomique.

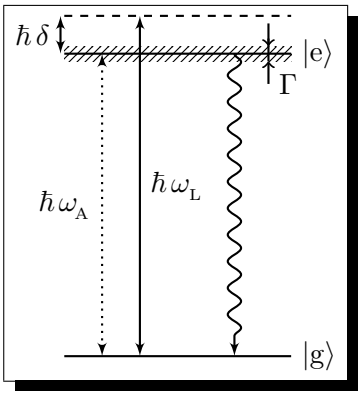
6.1.2 Interaction atome-laser

Afin d'interpréter les données acquises par des méthodes optiques, il est primordial de connaître les processus d'interaction entre les atomes et le champ électromagnétique. La description détaillée de ces processus sort du cadre de ce mémoire de thèse. Cependant, nous allons rappeler quelques notions élémentaires dans le cas simple d'un atome à deux niveaux en interaction avec une onde lumineuse monochromatique cohérente. Le cas, expérimentalement pertinent, d'un atome ayant une structure énergétique complexe est abordé dans la section 6.5.

Modélisation par atome à deux niveaux d'énergie

Nous examinons ainsi l'interaction entre les atomes du nuage et la lumière monochromatique d'un laser de pulsation ω_{L} . Nous considérons le cas simple d'un ***atome à deux niveaux d'énergie*** : l'état ***fondamental*** par $|\text{g}\rangle$ et l'état ***excité*** $|\text{e}\rangle$. L'énergie E_{ge} qui sépare ces deux niveaux correspond à une pulsation de résonance $\omega_{\text{A}} = E_{\text{ge}}/\hbar$. Cette transition possède une largeur spectrale naturelle Γ liée à la durée de vie τ_{s} du niveau excité. Le désaccord entre la pulsation laser ω_{L} et la pulsation ω_{A} de résonance sera noté δ

$$\delta \equiv \omega_{\text{L}} - \omega_{\text{A}}\,.$$



ω_{L}

ω_{A}

δ

Remarque : **Élargissement inhomogène**

Nous négligerons dans toute la suite les sources d'élargissement inhomogène, c'est-à-dire que nous considèrerons que les atomes du nuage réagissent tous de la même manière vis à vis de la lumière. La pulsation de résonance ω_{A} est ainsi la même pour tous les atomes. Ceci suppose en particulier que :
- la température du nuage soit faible devant la température Doppler afin de s'affranchir de l'effet Doppler. Pour le ^{87}Rb, $T_{\text{Dop}} \approx 146\,\mu\text{K}$.
- il n'y ait pas 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'images. Ceci signifie que le nuage est alors en expansion balistique.

Équations de Bloch optiques

Rappelons simplement que, dans le cas considéré ici d'une onde lumineuse cohérente agissant sur un système à deux niveaux, il est possible de décrire l'évolution des populations et des cohérences atomiques grâce aux *équations de Bloch optiques*. Celles-ci s'obtiennent en effectuant plusieurs approximations que nous rappelons ici :
- l'approximation du *champ tournant*[4],
- l'approximation de *mémoire courte*[5],
- il faut aussi supposer que toutes les fréquences typiques de couplage entre atome et champ sont négligeables devant la fréquence optique[6].

Dans toute la suite, nous considèrerons ***le régime stationnaire***[7] atteint par un atome soumis à une onde laser d'intensité I, désaccordée de δ. Dans ce cas, la population P_{e} de l'état excité est donnée par :

P_{e}

$$P_{\text{e}} = \frac{1}{2}\,\frac{s}{1+s}\,, \tag{6.3}$$

où s est le ***paramètre de saturation*** de la transition. Il est proportionnel à l'intensité laser I, et dépend du désaccord δ suivant une loi lorentzienne :

s

$$s \equiv \frac{I}{I_0^{\text{sat}}}\;\frac{1}{1+\left(\dfrac{2\,\delta}{\Gamma}\right)^2}\;. \tag{6.4}$$

4. 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.

5. 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.

6. Ceci revient à supposer que la pulsation de Rabi, le taux d'émission spontanée Γ du niveau excité, et le désaccord δ sont négligeables devant ω_{L}. Cette approximation est en générale très bien vérifiée dans le domaine optique.

7. Les équations de Bloch optiques montrent que la constante de temps typique d'établissement du régime stationnaire est $\frac{1}{\Gamma} \approx 26\,\text{ns}$ dans le cas du ^{87}Rb. 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.

I_0^{sat} désigne ***l'intensité de saturation à résonance***, qui correspond à la valeur de l'intensité du laser à résonance, pour avoir $P_e = P_e^{\max}/2 = \frac{1}{4}$. Elle s'exprime simplement en fonction du taux d'émission spontanée dans le cas d'un atome à deux niveaux :

I_0^{sat}

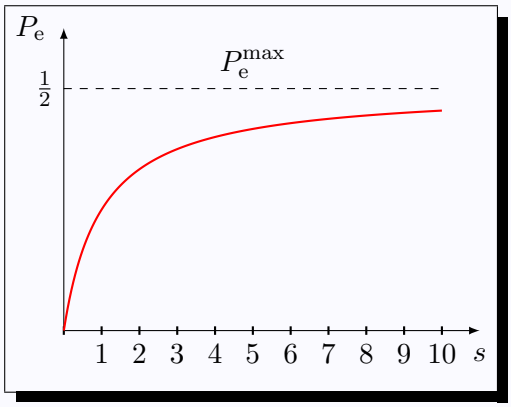
$$I_0^{\text{sat}} = \frac{2\,\pi^2\,\hbar\,c\,\Gamma}{3\,\lambda^3}\,. \tag{6.5}$$

Remarque : **Effet de saturation**

Notons que la population dans l'état excité est une ***fonction non-linéaire de l'intensité*** I (voir la figure ci-contre) :

$$P_e \xrightarrow[I\to\infty]{} P_e^{\max} = \tfrac{1}{2}$$

Cet effet de saturation est de nature purement quantique. Il est lié au fait qu'un atome peut émettre un photon de manière stimulée depuis son état excité $|e\rangle$, et ce avec la même probabilité qu'il a d'en absorber un depuis son état fondamental $|g\rangle$.



Dans la suite de ce chapitre, et sauf mention contraire, nous considèrerons implicitement une onde laser ayant un désaccord nul : $\delta = 0$. Nous préciserons les raisons de ce choix dans la sous-section 6.4.3.

6.1.3 Absorption et diffusion de la lumière au sein d'un nuage atomique

Nous allons maintenant considérer un ensemble atomique de densité atomique $n(x, y, z)$ soumis à une onde laser dont la répartition d'intensité est $I(x, y, z)$. Nous allons exprimer la puissance lumineuse absorbée et diffusée au sein du nuage. Les relations qui seront obtenues dans cette sous-section seront utilisées dans la suite de ce chapitre.

Remarque

Le paramètre s est proportionnel à l'intensité laser $I(x, y, z)$ et dépend donc des coordonnées (x, y, z). Cependant, pour alléger les expressions, nous conserverons la notation s pour exprimer $s(x, y, z)$.

Chaque atome absorbe et diffuse[8], un nombre moyen $\Gamma\,P_e$ 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 $\mathrm{d}\mathcal{P}_{\text{dif}}$ absorbée et diffusée dans un volume élémentaire $\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z$ est donc donnée par :

$\mathcal{P}_{\text{dif}}$

$$\begin{aligned}\mathrm{d}\mathcal{P}_{\text{dif}} &= \hbar\,\omega_A\,\Gamma\,P_e\,n\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z \\ &= \hbar\,\omega_A\,\Gamma\,\frac{1}{2}\,\frac{s}{1+s}\,n(x,y,z)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z\,,\end{aligned} \tag{6.6}$$

Notons que l'expression 6.6 ne fait intervenir aucune hypothèse sur la répartition spatiale de l'intensité laser $I(x, y, z)$ au sein du nuage. Cette expression est par exemple valable, que ce soit pour une onde progressive traversant le nuage, ou encore pour une onde stationnaire produite par un ensemble de faisceaux lasers.

8. En régime stationnaire, la population de l'état excité est constante, ce qui traduit le fait qu'il y a en moyenne autant de photons absorbés que de photons diffusés.

6.2 Fiabilité d'une prise d'image

Les protocoles de mesures décrits dans la section suivante correspondent le plus souvent à des mesures destructives, c'est-à-dire modifiant les propriétés du nuage dont l'image est faite. En effet, l'absorption et la diffusion de photons, fait évoluer les propriétés du nuage atomique (taille, température,...). Pour cette raison, il est souvent impossible de pratiquer deux mesures successives sur un même nuage.

> Remarque
>
> Dans la suite (notamment dans la section 6.5), quand nous proposerons 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.

Il est de plus primordial que les propriétés du nuage atomique 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 dans cette section 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 s est le même pour chaque atome du nuage.

6.2.1 Diffusion due à l'agitation thermique

Avant de considérer l'effet de la lumière sur les degrés de liberté externes des atomes, rappelons que, dans la plupart des cas rencontrés, 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 $\Delta v = \sqrt{k_\mathrm{B}\, T/m}$. Chaque atome se déplace en moyenne[9] de $d = \tau\, \Delta v$ pendant la durée τ de l'impulsion. La distance 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 $T = 100\,\mu\mathrm{K}$. Calculons la durée maximale τ qui soit compatible avec une diffusion des positions atomiques inférieure à $d = 10\,\mu\mathrm{m}$ (ceci correspond à la taille typique L_pix représenté par un pixel du capteur CCD dans le plan objet) :
>
> $$\tau \leqslant d \sqrt{\frac{m}{k_\mathrm{B}\, T}} \approx 100\,\mu\mathrm{s}\,. \tag{6.7}$$
>
> Si cette condition est vérifiée, chaque atome contribue, en moyenne, au plus à un pixel sur le capteur CCD.

9. Ce raisonnement suppose l'absence d'interactions inter-atomiques pendant la durée τ de l'impulsion lumineuse. Cependant, $d = \tau\, \Delta v$ reste une borne supérieure pour la distance moyenne parcourue par un atome.

6.2.2 Accélération due à la pression de radiation

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 de l'onde laser. D'après l'expression 6.6, chaque atome absorbe (puis diffuse dans une direction aléatoire) en moyenne un nombre $\frac{\Gamma}{2}\frac{s}{1+s}$ 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 :

$$a = v_{\mathrm{rec}}\,\frac{\Gamma}{2}\,\frac{s}{1+s}\,, \qquad v_\tau = \tau\, v_{\mathrm{rec}}\,\frac{\Gamma}{2}\,\frac{s}{1+s}\,, \qquad d_\tau = \tau^2\, v_{\mathrm{rec}}\,\frac{\Gamma}{4}\,\frac{s}{1+s}\,,$$

où $v_{\mathrm{rec}} = \frac{\hbar k}{m} = \frac{\hbar\omega_{\mathrm{A}}}{m\,c}$ est la vitesse de recul de l'atome ($\approx 6\,\mathrm{mm/s}$ pour le ^{87}Rb).
De manière à produire une image exploitable, il est préférable de ne pas trop accélérer les atomes pendant la prise d'image, sans quoi l'effet Doppler modifie le désaccord apparent du laser : $\delta \to \delta + k\, v_\tau$.

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 s :

$$\tau\,\frac{s}{1+s} \ll \frac{\lambda}{\pi\, v_{\mathrm{rec}}} \approx 40\,\mu\mathrm{s}\,.$$

On pourra donc s'autoriser des impulsions lumineuses très intenses ($s \gtrsim 1$) dont la durée est de l'ordre de la microseconde. Pour une impulsion dont l'intensité est faible ($s \ll 1$), la durée τ peut être plus grande (quelques dizaines de micro-secondes pour une intensité $I = I_0^{\mathrm{sat}}/10$).

6.2.3 Chauffage dû à l'émission spontanée

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. Ceci se traduit par un échauffement du nuage. En reprenant les notations précédemment utilisées, nous exprimons le taux de chauffage du nuage pendant l'impulsion lumineuse :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = \frac{\Gamma}{2}\,\frac{m\,{v_{\mathrm{rec}}}^2}{k_{\mathrm{B}}}\,\frac{s}{1+s}\,.$$

Application numérique

Dans le cas du rubidium, l'échauffement peut s'exprimer numériquement, en fonction du paramètre de saturation s :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} \approx \frac{s}{1+s} \times 7\,\mu\mathrm{K/\mu s}\,.$$

Cet échauffement n'est pas problématique tant qu'il n'affecte pas significativement la distribution des atomes durant la prise d'image (voir la sous-section 6.2.1).

6.3 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.

6.3.1 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. On parle d'***imagerie par fluorescence***. Comme le montre la figure 6.3, 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.

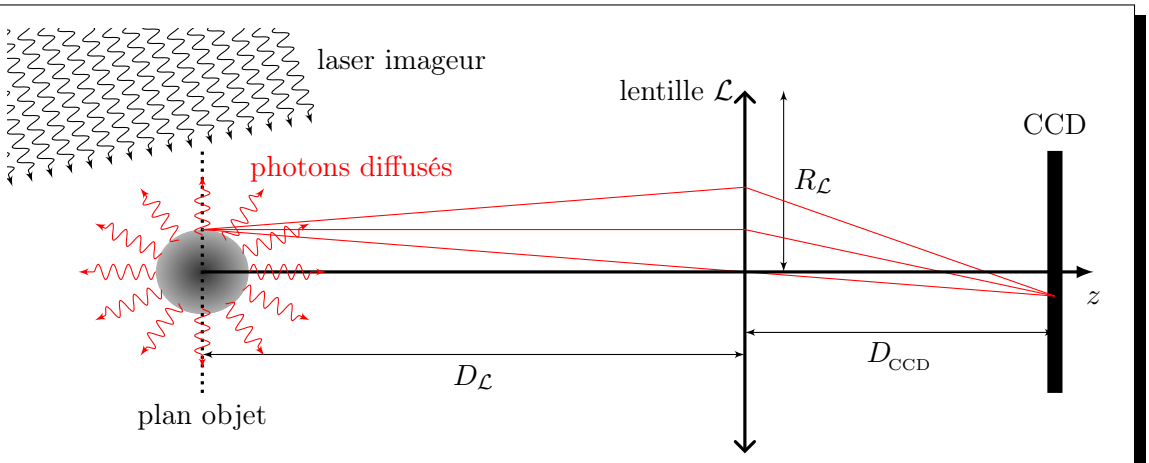


FIGURE 6.3 – Schéma illustrant un système optique simple pour faire une image par fluorescence. Le faisceau laser incident n'arrive pas suivant l'axe optique z de manière à ne pas gêner la détection de la lumière diffusée par le nuage. Nous avons représenté symboliquement l'émission spontanée de quelques photons. Seule une fraction de ceux-ci est émise 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 et $D_\mathcal{L}$ la distance nuage-lentille, celle-ci est "*vue*" par le nuage sous un angle solide Ω :

$$\Omega = 2\,\pi \left(1 - \frac{D_\mathcal{L}}{\sqrt{{R_\mathcal{L}}^2 + {D_\mathcal{L}}^2}}\right) .$$

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. Le signal mesuré par le capteur CCD est donc :

$$I_{\text{CCD}}(x,y) = I_{\text{bkg}}(x,y) + \frac{\Omega}{4\,\pi}\int \mathcal{P}_{\text{dif}}(x,y,z)\,\mathrm{d}z\,, \tag{6.8}$$

où $I_{\text{bkg}}(x,y)$ désigne l'intensité de la lumière de fond [10] qui est mesurée par le capteur CCD

10. Cette lumière de fond provient de diverses sources, comme la lumière ambiante dans l'environnement du laboratoire, et qui atteint le capteur. La notation I_{bkg} se justifie par le terme conventionnel anglais, *background*, pour désigner la *lumière de fond*.

même en l'absence du nuage et $\mathcal{P}_{\text{dif}}$ est la puissance lumineuse diffusée par le nuage (voir la sous-section 6.1.3). Notons que l'intégrale qui intervient dans l'expression 6.8 traduit le fait que chaque point (x, y, z) du nuage possède une image en (x, y) sur le capteur CCD.

Signaux mesurés par le capteur CCD

D'après l'expression 6.6 de la puissance diffusée au sein du nuage atomique on peut écrire :

$$I_{\text{CCD}}(x, y) = I_{\text{bkg}}(x, y) + \frac{\Omega}{4\,\pi}\,\frac{\hbar\,\omega_{\text{A}}\,\Gamma}{2}\int \frac{s}{1+s}\,n(x, y, z)\,\mathrm{d}z\,. \tag{6.9}$$

Cette relation fait intervenir l'intensité lumineuse locale $I(x, y, z)$ à travers le paramètre de saturation s. Or en pratique, cette intensité n'est pas uniforme dans l'espace pour deux raisons :

- le profil transverse d'intensité du laser n'est jamais totalement uniforme,
- l'intensité du laser diminue au cours de sa propagation à travers le nuage.

Il est donc difficile, à partir du signal $I_{\text{CCD}}(x, y)$, d'extraire une information quantitative sur la densité atomique $n(x, y, z)$.

En pratique, la technique usuelle d'imagerie par fluorescence consiste à considérer que le nuage entier est soumis à la même intensité lumineuse. On peut alors écrire la relation :

$$I_{\text{CCD}}(x, y) \approx I_{\text{bkg}}(x, y) + \frac{\Omega}{4\,\pi}\,\frac{\hbar\,\omega_{\text{A}}\,\Gamma}{2}\,\frac{s_0}{1+s_0}\,\rho_{\text{c}}(x, y)\,, \tag{6.10}$$

où s_0 est un paramètre de saturation "*global*" qu'il faut estimer en tenant compte du désaccord et de l'intensité lumineuse moyenne au niveau du nuage atomique. Le second membre de l'expression 6.10 possède un terme proportionnel à la densité colonne $\rho_{\text{c}}(x, y)$.

La figure 6.4 représente une image d'un nuage dans le piège magnéto-optique décrit au chapitre 1.

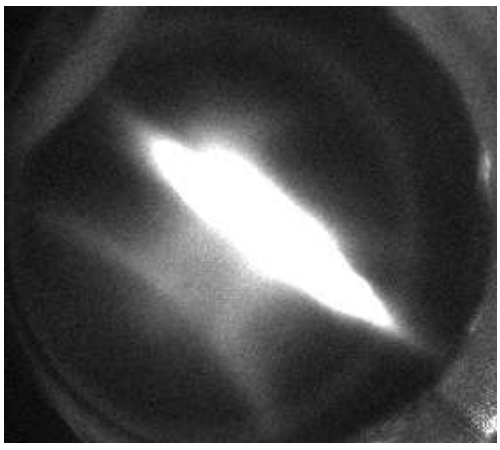


FIGURE 6.4 – Imagerie par fluorescence prise lors du chargement du piège magnéto-optique décrit dans le chapitre 1. Typiquement 10^9 atomes sont éclairés par les 6 faisceaux lasers du piège magnéto-optique dont le désaccord est $\delta \approx -3\,\Gamma$.

Pour estimer le paramètre de saturation s_0 qui correspond à la figure 6.4, nous tenons compte des paramètres suivants :

- 6 faisceaux lasers interviennent,
- leur intensité est d'environ $I \approx 2\, I_0^{\text{sat}}$,
- le désaccord des faisceaux est $\delta \approx -3\,\Gamma$,
- nous négligeons l'inhomogénéité du champ magnétique.

D'après l'expression 6.4, nous déduisons $s_0 \approx 0{,}3$.

Protocole de mesure pour l'imagerie par fluorescence

L'expression 6.10 contient donc un signal de fond $I_{\text{bkg}}(x, y)$, 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 6.9
- 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 $I_{\text{CCD}}(x, y) = I_{\text{bkg}}(x, y)$.

Une simple soustraction des deux images permet d'obtenir un signal utile donnant la densité colonne

$$\rho_{\text{c}}(x, y) = \frac{4\,\pi}{\Omega}\,\frac{2}{\hbar\,\omega_{\text{A}}\,\Gamma}\left(I_{\text{CCD}}(x, y)\Big|_{\text{avec nuage}} - I_{\text{CCD}}(x, y)\Big|_{\text{sans nuage}}\right).$$

6.3.2 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 son ombre (voir la figure 6.5).

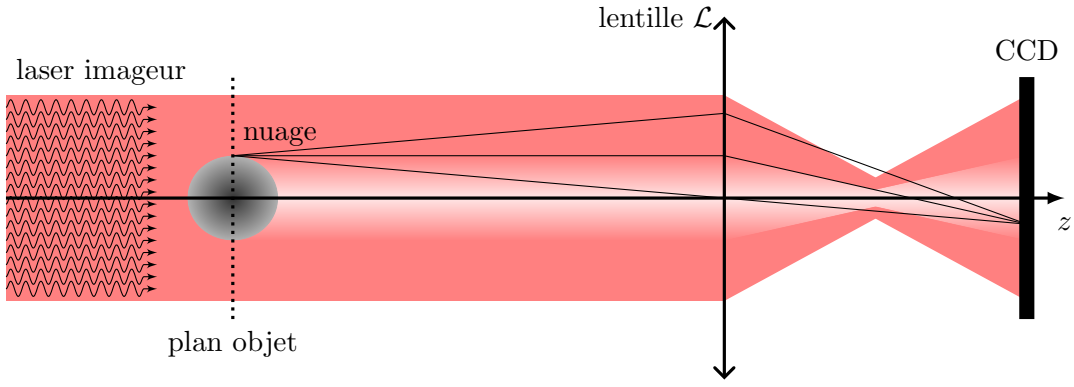


FIGURE 6.5 – Schéma illustrant un système optique simple pour faire une image par absorption. Le nuage absorbe une partie de la lumière laser incidente. L'image de cette ombre est recueillie par le capteur CCD.

Tout au long de sa propagation à travers le nuage, le faisceau laser est absorbé, et diffusé. Nous considèrerons un faisceau laser se propageant selon la direction z. L'expression 6.6 permet

de déterminer la variation élémentaire $\mathrm{d}I$ d'intensité du laser lors de la propagation dans le nuage sur une longueur $\mathrm{d}z$:

$$\begin{aligned}\mathrm{d}I(x,y,z) &= \frac{\mathrm{d}\mathcal{P}_{\mathrm{dif}}}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y} \\ &= \hbar\,\omega_{\mathrm{A}}\,\Gamma\,\frac{1}{2}\,\frac{s}{1+s}\,n(x,y,z)\,\mathrm{d}z\,. \end{aligned} \tag{6.11}$$

En faisant apparaître explicitement la dépendance en intensité dans le paramètre de saturation (expression 6.4), nous obtenons une équation différentielle non-linéaire du premier ordre vérifiée par $I(x,y,z)$ au cours de la traversée du nuage :

$$\frac{\mathrm{d}I(x,y,z)}{\mathrm{d}z} = -\frac{\hbar\,\omega_{\mathrm{A}}\,\Gamma}{2}\,\frac{I(x,y,z)}{I_0^{\mathrm{sat}}}\,\frac{1}{1+\dfrac{I(x,y,z)}{I_0^{\mathrm{sat}}}+\left(\dfrac{2\,\delta}{\Gamma}\right)^2}\,n(x,y,z)\,. \tag{6.12}$$

Absorption dans le régime de saturation faible

La technique usuelle d'imagerie par absorption consiste à utiliser un faisceau laser résonant ($\delta = 0$), et dont l'intensité est faible devant l'intensité de saturation. On parlera alors d'***imagerie par absorption dans le régime de saturation faible.*** Dans cette limite, on peut considérer que les atomes ont une réponse linéaire à l'intensité laser. L'expression 6.11, avec $s \ll 1$ permet ainsi d'obtenir l'équation différentielle linéaire du premier ordre :

$$\frac{\mathrm{d}I(x,y,z)}{\mathrm{d}z} = -\sigma_0\,I(x,y,z)\,n(x,y,z)\,, \tag{6.13}$$

où $\sigma_0 = \dfrac{\hbar\,\omega_{\mathrm{A}}\,\Gamma}{2\,I_0^{\mathrm{sat}}}$ est la section efficace ***à résonance*** de la transition excitée par le laser. Pour un système à deux niveaux, et d'après l'expression 6.5, elle s'exprime très simplement en fonction de la longueur d'onde λ du laser :

σ_0

$$\sigma_0 = \frac{3\,\lambda^2}{2\,\pi}\,.$$

L'équation différentielle 6.13 est remarquablement simple et se résout exactement :

Si nous désignons par $I_{\mathrm{in}}(x,y)$ l'intensité du laser lorsque celui-ci atteint le nuage, nous pouvons exprimer l'intensité $I_{\mathrm{out}}(x,y)$ du laser après la traversée du nuage par la relation :

$$I_{\mathrm{out}}(x,y) = I_{\mathrm{in}}(x,y)\,\mathrm{e}^{-\sigma_0\,\rho_{\mathrm{c}}(x,y)}\,, \tag{6.14}$$

qui n'est rien d'autre que la loi de Beer-Lambert, c'est-à-dire la loi régissant l'absorption dans un milieu ayant une réponse ***linéaire*** à l'intensité. La quantité sans dimension $\sigma_0\,\rho_{\mathrm{c}}(x,y)$ est appelée ***profondeur optique*** et pourra être notée $po(x,y)$.

I_{in}

I_{out}

Pour la suite de ce chapitre, il sera utile de différentier les deux quantités physiques suivantes :

po

– la ***profondeur optique*** :

$$po(x,y) \equiv \sigma_0\, \rho_c(x,y)\,, \tag{6.15}$$

qui est une ***caractéristique propre*** du nuage atomique, et dont la valeur est par définition indépendante de la méthode employée pour la mesure,

OD

– et la ***densité optique*** que nous définissons par :

$$OD(x,y) \equiv \ln\left(\frac{I_{\rm in}(x,y)}{I_{\rm out}(x,y)}\right), \tag{6.16}$$

et qui décrit l'***atténuation relative de la lumière*** laser traversant le nuage.

Dans le protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante ces deux grandeurs sont égales : $po = OD$. Dans les section 6.4 et 6.5 nous seront amenés à considérer le fait que po et OD ne sont pas égales en général. La densité optique dépend, entre autres choses, de l'intensité et du désaccord du laser imageur.

Protocole de mesure

En pratique, comme dans le cas de l'imagerie par fluorescence, le capteur CCD mesure une lumière de fond $I_{\rm bkg}(x,y)$. Le protocole d'extraction de la densité colonne $\rho_c(x,y)$ 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 $I_{\rm CCD}(x,y) = I_{\rm bkg}(x,y) + I_{\rm out}(x,y)$.

– la deuxième est une image prise dans les mêmes conditions, ***mais en l'absence du nuage*** ; le signal mesuré est alors $I_{\rm CCD}(x,y) = I_{\rm bkg}(x,y) + I_{\rm in}(x,y)$ 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 $I_{\rm bkg}(x,y)$.

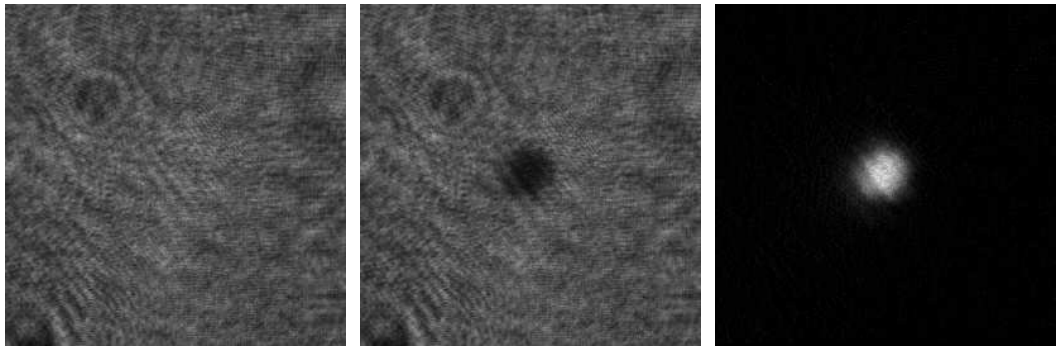
Une opération mathématique effectuée pour chaque pixel (x,y) du capteur CCD permet alors de calculer la densité colonne :

$$\begin{aligned}\sigma_0\, \rho_c(x,y) &= \ln\left(\frac{I_{\rm CCD}(x,y)\Big|_{\text{sans nuage}} - I_{\rm bkg}(x,y)}{I_{\rm CCD}(x,y)\Big|_{\text{avec nuage}} - I_{\rm bkg}(x,y)}\right) \\ &= \ln\left(\frac{I_{\rm in}(x,y)}{I_{\rm out}(x,y)}\right) \equiv OD(x,y)\end{aligned} \tag{6.17}$$

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 ($I_0^{\rm sat}$, σ_0) n'ont pas besoin d'être connues pour donner des mesures quantitatives [11] de densité optique. En effet, seul le rapport des deux intensités $I_{\rm in}$ et $I_{\rm out}$ intervient.

11. Attention cependant : en ce qui concerne la profondeur optique, nous montrerons dans la suite que l'interprétation d'images par absorption peut être erronée si la section efficace ***effective*** (voir la section 6.5) n'est pas précisément mesurée.

La figure 6.6 représente un exemple d'images prises pour le protocole d'imagerie par absorption.



(a) sans nuage (b) avec nuage (c) densité colonne

FIGURE 6.6 – Exemple d'images prises pour le protocole d'imagerie par absorption. L'image (a) correspond à la lumière laser seule, c'est-à-dire en l'absence du nuage atomique. L'image (b) est prise dans les mêmes condion que l'image (a), mais en présence du nuage. L'image "*de fond*" n'est pas représentée car elle est essentiellement toute noire. En appliquant la formule 6.17 à chaque pixel (x, y), on obtient l'image (c) qui représente la densité optique $OD(x, y)$ du nuage.

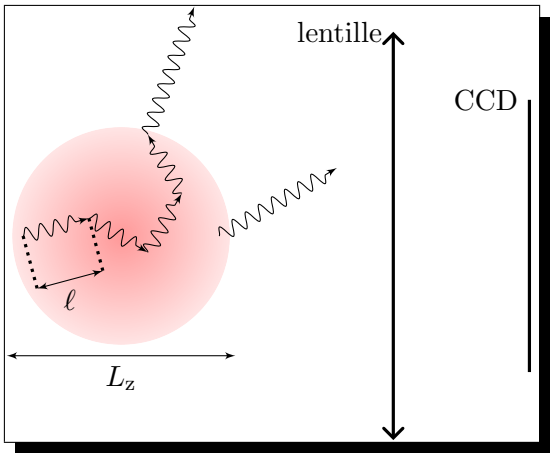
6.4 Fiabilité d'une mesure sur un nuage très dense

Les deux techniques précédemment décrites dans la section 6.3 sont assez simples à mettre en œuvre et sont largement utilisées. Cependant, nous allons voir, dans cette section, que le traitement de nuages très denses rend ces techniques peu adaptées [116, 117]. Nous allons ici souligner les limites de ces protocoles.

6.4.1 Limites du protocole d'imagerie par fluorescence

Lors de l'étude théorique du protocole d'imagerie par fluorescence (sous-section 6.3.1), nous avons implicitement fait une hypothèse simplificatrice importante. Celle-ci consiste à considérer que tous les photons émis spontanément au sein du nuage peuvent atteindre le capteur CCD avec la même probabilité. 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 non-négligeable d'y être ré-absorbés, alors le système optique (lentille + capteur CCD) ne "*percevra*" pas de la même manière tous les atomes, selon leurs positions 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. Ceci revient à dire que le système optique ne peut observer que la surface apparente du nuage.



ℓ Pour dégager un critère de fiabilité, il faut considérer le *libre parcours moyen* ℓ d'un photon dans le nuage. Dans un nuage de densité atomique typique $\overline{n}$, le libre parcours moyen ℓ est défini par :

$$\ell\,\sigma_s\,\overline{n} \equiv 1\,, \tag{6.18}$$

où σ_s est la section efficace de la transition en tenant compte de la saturation :

$$\sigma_s \equiv \sigma_0\,\frac{1}{1+s}\,. \tag{6.19}$$

On peut dégager deux comportements limites en fonction de la taille caractéristique L_z du nuage suivant l'axe optique :

- si $\ell \gg L_z$, alors un photon aura peu de chance d'être ré-absorbé dans le nuage,
- en revanche, si $\ell \ll L_z$, chaque photon diffusé sera très probablement ré-absorbé, puis ré-émis, puis ré-absorbé,... un grand nombre de fois avant de quitter le nuage.

En considérant que la densité colonne ρ_c du nuage est de l'ordre de $\overline{n}\,L_z$, et d'après les expressions 6.19 et 6.18, nous pouvons dégager un critère sur la profondeur optique du nuage. Ainsi, les processus de ré-absorption peuvent être négligés si

$$\sigma_0\,\rho_c \ll 1+s\,. \tag{6.20}$$

Application numérique

Estimons l'intensité nécessaire pour obtenir une image exploitable dans deux cas usuels :

- dans le piège magnéto-optique décrit dans la sous-section 1.2.2, la densité atomique d'un nuage est typiquement $2\cdot10^{10}\,\mathrm{at/cm^3}$. Avec une taille transverse (suivant l'axe du système optique) $L_z \approx 5\,\mathrm{mm}$, la profondeur optique atteint

$$\sigma_0\,\rho_c\Big|_{\mathrm{PMO}} \approx 30\,.$$

- dans un condensat de Bose-Einstein de rubidium, la densité atomique atteint typiquement $10^{14}\,\mathrm{at/cm^3}$. Considérons une taille typique $L_z \approx 10\,\mu\mathrm{m}$. Dans ces conditions la profondeur optique atteint

$$\sigma_0\,\rho_c\Big|_{\mathrm{BEC}} \approx 300\,.$$

On constate donc qu'il faut disposer d'intensités très importantes. En effet l'expression 6.20 qui donne le critère de validité d'une mesure, impose l'utilisation d'intensités des centaines voire des milliers de fois supérieures à 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'atomes de Césium [118]. Il utilise un laser Titane-Saphir délivrant 500 mW de lumière résonante. Le laser imageur est rétro-réfléchi de manière à équilibrer les forces radiatives induites par l'absorption répétée de photons. Avec un faisceau imageur dont le rayon à $1/e^2$ de 4 mm, il est possible d'obtenir des intensités allant jusqu'à $2000\, I_0^{\text{sat}}$.
Le fait d'utiliser de telles intensités est très intéressant à plusieurs égards sur le plan physique :

- la population P_e de l'état excité est très proche[12] de sa valeur limite $P_e^{\max} = \frac{1}{2}$. Ainsi, ***chaque atome*** émet en moyenne $\frac{\Gamma}{2}$ photons par seconde, indépendamment ***des fluctuations locales d'intensité*** dans le faisceau laser. Les mesures sont donc quantitatives.
- le paramètre de saturation s est grand devant l'unité, et ce, même si le laser n'est pas parfaitement à résonance. Cette méthode est ainsi insensible au désaccord du laser ou à la présence de gradient de champ magnétique. Elle est en particulier utilisable pour effectuer une image d'un piège magnéto-optique.
- la section efficace σ_s de la transition saturée est très faible (voir page ci-contre). Ainsi, les densités optiques mesurables sont beaucoup plus élevées. Une autre interprétation physique de ce phénomène est que les processus de ré-absorption au sein du nuage sont compensés par les processus d'émission stimulée, puisque la population P_e de l'état excité est presque identique à la population P_g de l'état fondamental.

La technique décrite dans la référence [118] est donc précise, robuste et a permis au groupe de D. Weiss de mesurer des densité optique de l'ordre de 100.

6.4.2 Limites de l'imagerie par absorption faiblement saturante

Lors d'une capture d'image, les données sont enregistrées, puis traitées par un système informatique. Ceci implique une numérisation des signaux fournis par le capteur CCD. Dans cette sous-section nous montrons en quoi cela interdit de mesurer des densités optiques élevées par la technique d'imagerie par absorption faiblement saturante.

Numérisation du signal fourni par le capteur CCD

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

$$000...01,\quad 000...10,\quad 000...11, \ldots\ldots\ldots,\quad 111...10 \text{ et } \quad 111...11\,.$$

En pratique, en utilisant un gain électronique ou en jouant sur le temps d'exposition du capteur, on peut ajuster la valeur maximale $\mathcal{S}_{\max}$ que l'on peut mesurer, c'est-à-dire la valeur de $\mathcal{S}$ qui correspond au nombre binaire 111...11. Le ***pas de discrétisation*** $\delta\mathcal{S}$, c'est-à-dire la valeur de $\mathcal{S}$ qui correspond au nombre binaire 000...01, est alors donné par la relation :

$$\delta\mathcal{S} = \frac{\mathcal{S}_{\max}}{2^{N_b} - 1}\,,$$

où $\delta\mathcal{S}$ est la limite de précision sur le signal fournit par le capteur.

12. On peut montrer que dans la limite $s \gg 1$ la différence de population entre état excité et état fondamental est $P_e - P_g \approx -1/s$.

Remarque

Il faudrait en fait aussi tenir compte du bruit électronique de la caméra. Celui-ci joue un rôle important dans l'interprétation des signaux. Notons cependant que, même en l'absence totale de bruit, la discrétisation de l'amplitude reste la limite ultime de précision. Nous négligerons dans la suite les effets du bruit pour nous concentrer sur l'effet de la numérisation.

Application numérique

Le capteur CCD utilisé sur notre dispositif expérimental est un modèle **Basler A102 f** monochrome. Le signal est numérisé sur $N_\mathrm{b} = 8$ ou 12 bits au choix. La sensibilité du capteur a été calibrée par nos soins. Pour la longueur d'onde que nous utilisons (780 nm) et en l'absence de gain électronique, le pas de discrétisation ainsi mesuré correspond à une énergie de $9{,}3 \cdot 10^{-17}$ J, soit 365 photons.

Limites de densité optique mesurable avec l'imagerie par absorption

Soulignons maintenant les limites du protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante décrit dans la sous-section 6.3.2. L'exploitation des images prises par cette méthode se fait grâce à l'expression 6.17 que nous rappelons ici :

$$\sigma_0\,\rho_\mathrm{c}(x,y) = \ln\left(\frac{I_\mathrm{in}(x,y)}{I_\mathrm{out}(x,y)}\right) \equiv OD(x,y) \qquad \text{(rappel de l'équation 6.17 page 166)}\,.$$

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 [13] par rapport à l'intensité incidente I_in. En d'autres termes, le nuage peut absorber la quasi-totalité de la lumière incidente.

Nous allons montrer que ceci pose un réel problème de mesure avec le capteur CCD. Afin d'utiliser au mieux toute la plage des valeurs possibles pour le signal $\mathcal{S}(x,y)$, nous réglons le système optique de manière à ce que la valeur $\mathcal{S}_\mathrm{max}$ corresponde à l'intensité maximale du laser imageur quand celui-ci n'est pas absorbé, c'est-à-dire :

$$\mathcal{S}_\mathrm{max} \longleftrightarrow I_\mathrm{in}^\mathrm{max} \equiv \sup(I_\mathrm{in}(x,y))\,.$$

Le pas de discrétisation $\delta\mathcal{S}$ correspond alors à :

$$\delta\mathcal{S} = \frac{\mathcal{S}_\mathrm{max}}{2^{N_\mathrm{b}}-1} \quad \longleftrightarrow \quad \delta I = \frac{I_\mathrm{in}^\mathrm{max}}{2^{N_\mathrm{b}}-1}\,.$$

Ceci impose une discrétisation des valeurs obtenues grâce à l'expression 6.17 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 de l'expression 6.17 nous permet d'estimer la précision de la mesure :

$$\begin{aligned}\Delta\left(\sigma_0\,\rho_\mathrm{c}\right) &= \frac{\delta I}{I_\mathrm{out}} + \frac{\delta I}{I_\mathrm{in}} \\ &\approx \frac{\delta I}{I_\mathrm{out}} \qquad \text{puisqu'on suppose que } I_\mathrm{out} \ll I_\mathrm{in}\,.\end{aligned}$$

13. Par exemple, une densité optique de 7 revient à diviser l'intensité par un facteur $\mathrm{e}^{-7} \approx 1000$ lors de la traversée du nuage.

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 :

- pour un codage sur $N_\mathrm{b} = 8$ bits, l'expression 6.17 peut donner une valeur qui vaut au plus
$$OD = \ln\left(\frac{\mathcal{S}_\mathrm{max}}{\delta\mathcal{S}}\right) = \ln\left(2^{N_\mathrm{b}} - 1\right) \approx 5{,}5\,.$$
Cependant, si nous voulons disposer d'une précision relative de 10%, la densité optique calculée ne doit pas excéder $OD = 4{,}5$.
- dans le cas $N_\mathrm{b} = 12$, la densité optique calculée vaut au plus $OD = 8{,}3$, mais pour pouvoir disposer d'une précision relative de 10%, la densité optique devra être inférieures à $OD = 7{,}5$

Nous comprenons donc pourquoi le protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante est limité à des mesures de profondeur optique de l'ordre de 4-5. Nous montrerons dans la section 6.5 comment ce problème peut être contourné en utilisant la réponse non-linéaire des atomes.

6.4.3 Absorption d'un faisceau laser désaccordé

Une manière de contourner cette limite est de diminuer l'absorption du laser imageur en jouant sur le désaccord δ du laser. En effet, l'expression 6.6 page 159 montre que l'on peut réduire l'absorption en désaccordant le laser imageur. On montre alors que l'expression 6.17 devient :

$$OD(x,y) \equiv \ln\left(\frac{I_\mathrm{in}(x,y)}{I_\mathrm{out}(x,y)}\right) = \frac{\sigma_0\,\rho_\mathrm{c}(x,y)}{1+\left(\dfrac{2\,\delta}{\Gamma}\right)^2}\,, \tag{6.21}$$

Application numérique

Il suffit par exemple de régler le désaccord à $\delta = \Gamma$ pour qu'une densité optique de 7 à résonance devienne proche de l'unité.

Cependant, pour un laser non-résonant, le nuage atomique se présente comme un milieu dispersif. Pour un atome à deux niveaux, l'indice de réfraction n_ref est donné par [116] :

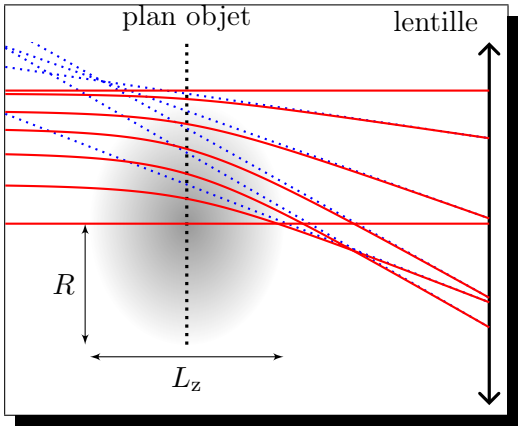
$$n_\mathrm{ref}(x,y,z) = 1 + n(x,y,z)\,\frac{\sigma_0\,\lambda}{4\,\pi}\left(\frac{i}{1+\left(\dfrac{2\,\delta}{\Gamma}\right)^2} - \frac{\dfrac{2\,\delta}{\Gamma}}{1+\left(\dfrac{2\,\delta}{\Gamma}\right)^2}\right)\,,$$

où λ est la longueur d'onde du laser, et $n(x,y,z)$ est la densité atomique du nuage. La partie imaginaire de n_ref correspond au caractère absorbant du milieu. La partie réelle de n_ref :

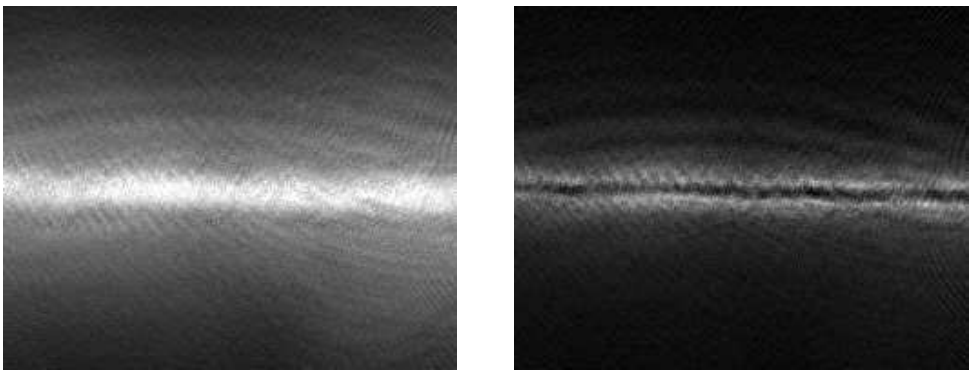
$$\mathrm{Re}\left[n_\mathrm{ref}(x,y,z)\right] = 1 - n(x,y,z)\,\frac{\sigma_0\,\lambda}{4\,\pi}\,\frac{\dfrac{2\,\delta}{\Gamma}}{1+\left(\dfrac{2\,\delta}{\Gamma}\right)^2}\,, \tag{6.22}$$

correspond au caractère dispersif qui induit le déphasage de l'onde et par suite sa réfraction.

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 leurs prolongations (en pointillé) dans le plan objet. La déviation des rayons vers le centre du nuage (où la densité atomique est élevée) traduit le fait que $\mathrm{Re}\,[n_{\mathrm{ref}}]$ est ici supérieur [14] à 1.



La figure 6.7 donne un exemple d'images effectuées sur un nuage atomique dense, avec un désaccord nul, puis avec un désaccord $\delta = -2\,\Gamma$. On y constate clairement l'effet de lentille sur la deuxième image.



(a) $\delta = 0$ (b) $\delta = -2\,\Gamma$

FIGURE 6.7 – Exemples d'images effectuées sur un nuage atomique dense produit par un piège magnéto-optique bidimensionnel comprimé (du fait de la forme longiligne du nuage, on n'en distingue qu'une partie sur ces images). L'image (a) est prise par la technique d'imagerie par absorption faiblement saturante décrite dans la sous-section 6.3.2, avec un laser résonant ($\delta = 0$). L'image (b) est prise dans les mêmes conditions expérimentales, mais en désaccordant le laser imageur de $\delta = -2\,\Gamma$. On observe clairement l'effet de lentille sur la deuxième image : la zone centrale y est sombre du fait de la réfraction des rayons du faisceau imageur.

Dégageons un critère qui permette de déterminer si l'image d'un nuage avec un faisceau désaccordé sera exploitable.
La réfraction du faisceau laser rend en pratique l'image quasiment 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 $2\,R$. L'équation qui décrit la propagation des rayons lumineux dans le nuage est tirée de l'équation *iconale* et peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\left(\,\mathrm{Re}\,[n_{\mathrm{ref}}]\,\vec{u}\,\right) = \vec{\nabla}\left(\mathrm{Re}\,[n_{\mathrm{ref}}]\right),$$

où $\vec{u}$ 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

14. Le laser imageur doit être dans ce cas désaccordé sur le rouge de la transition ($\delta < 0$).

d'un rayon dans le plan transverse après la propagation au travers du nuage sur une longueur L_z :

$$\mathrm{Re}\,[n_{\mathrm{ref}}]\,\frac{\Delta R}{{L_z}^2} \approx \frac{\Delta R}{{L_z}^2} \approx \frac{\mathrm{Re}\,[n_{\mathrm{ref}}]-1}{R}\,.$$

En utilisant les expressions 6.21 et 6.22 nous pouvons extraire le critère suivant qui permet d'estimer que l'effet de la réfraction est négligeable :

$$\frac{\Delta R}{R} \approx OD\,\frac{\lambda\,L_z}{R^2}\,\frac{\delta}{\Gamma} \ll 1\,,$$

Cette expression fait intervenir la densité optique hors résonance, qui rappelons le, doit être de l'ordre de l'unité afin d'obtenir une image de qualité.

Application numérique

Calculons ce critère dans les deux cas usuels considérés précédemment (page 168) :

– la profondeur optique $\sigma_0\,\rho_c \approx 30$ d'un nuage du piège magnéto-optique, nous incite à utiliser un désaccord $\delta \approx 1.5\,\Gamma$. Le nuage ayant une taille typique $L_z \approx 2\,R \approx 5\,\mathrm{mm}$, nous obtenons :

$$\left.\frac{\Delta R}{R}\right|_{\mathrm{PMO}} \approx \frac{\lambda\,L_z}{R^2}\,\frac{\delta}{\Gamma} \approx 3\cdot 10^{-3}\,.$$

– dans un condensat de Bose-Einstein d'atome de ^{87}Rb, la profondeur optique est typiquement $\sigma_0\,\rho_c \approx 300$ et les dimensions $L_z \approx 2\,R \approx 10\,\mu\mathrm{m}$. En utilisant un désaccord de $\delta \approx 5\,\Gamma$, nous obtenons :

$$\left.\frac{\Delta R}{R}\right|_{\mathrm{BEC}} \approx \frac{\lambda\,L_z}{R^2}\,\frac{\delta}{\Gamma} \approx 5\,.$$

On peut donc a priori 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* [116] consiste précisément à exploiter le déphasage de l'onde laser par le nuage afin de mesurer la partie réelle de l'indice de réfraction par une méthode interférométrique. Une démonstration expérimentale de cette méthode très efficace fait l'objet de la référence [119].

6.4.4 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, mais sur une ***transition ouverte*** [15].

Deux photons pour chaque atome

Dans le cas de l'atome de ^{87}Rb, nous utilisions la transition $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=1\right\rangle \longrightarrow \left|5^2\mathrm{P}_{3/2}, F=2\right\rangle$. Quand un atome est excité sur cette transition ouverte [16], il y a alors une probabilité

$$p = \frac{1}{2}$$

pour que celui-ci retombe dans l'état $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=1\right\rangle$, devenant une nouvelle fois candidat à l'absorption d'un photon. Si l'atome retombe [17] dans $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=2\right\rangle$, 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 un atome d'absorber exactement n photons correspond à la probabilité de retomber $n-1$ fois dans $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=1\right\rangle$, puis, de tomber dans $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=2\right\rangle$:

$$P(n) = p^{n-1}\,(1-p)\,.$$

Nous déduisons donc le nombre moyen $\overline{n}$ de photons absorbés par un atome avant qu'il ne tombe dans l'état $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=2\right\rangle$:

$$\overline{n} = \sum_{n=1}^{\infty} n\,P(n) = \sum_{n=1}^{\infty} n\,p^{n-1}\,(1-p) = \frac{1}{1-p} = 2\,.$$

Chaque atome absorbe donc en moyenne 2 photons.

Intérêts et inconvénients

Cette technique d'imagerie sur une transition ouverte présente deux avantages majeurs :

- elle est quantitative dans la mesure où le nombre de photons absorbés reflète exactement le nombre d'atomes du nuage [18].
- elle est de plus d'une grande robustesse. En effet, la présence de gradient de champ magnétique, ou de toute autre source d'élargissement de la transition cyclante, ne modifie en aucun cas le caractère quantitatif de cette technique.

15. Nous avons précédemment mentionné cette technique dans la section 1.3.1 page 22.

16. Cette transition est habituellement utilisée pour *repomper* les atomes dans l'état $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=2\right\rangle$ à l'intérieur d'un piège magnéto-optique.

17. La probabilité de retomber dans $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=2\right\rangle$ est naturellement égale à $1-p=\frac{1}{2}$.

18. Chaque atome absorbera 2 photons, mais à une condition, celle d'envoyer assez de lumière pour que tous les atomes tombent dans l'état $\left|5^2\mathrm{S}_{1/2}, F=2\right\rangle$. Ceci ne pose en pratique aucune contrainte technique.

L'inconvénient principal de cette méthode réside dans la faiblesse des signaux à mesurer, puisque le nombre de photons absorbés par unité de surface du faisceau imageur est de seulement deux fois la densité colonne du nuage.

Application numérique

Considérons un exemple pratique afin de montrer que le signal d'absorption sur une transition ouverte est très faible. Un nuage de typiquement 10^9 atomes pourra absorber $2 \cdot 10^9$ photons. Si on considère que sa taille transverse est $2\,R \approx 10\,\mathrm{mm}$, l'absorption par unité de surface du faisceau imageur est typiquement :

$$2\,\rho_\mathrm{c} \approx \frac{2 \cdot 10^9}{R^2} \approx 10^{10}\,\mathrm{photon/cm^2}\,.$$

La surface représentée dans le plan objet par un pixel du capteur CCD étant typiquement de $L_\mathrm{pix} = 5\,\mu\mathrm{m}$, celui-ci devra être sensible à des variations très inférieures à 2500 photons. Cette performance est atteignable avec des capteurs CCD refroidis.

Remarque

Notons que l'utilisation d'une transition ouverte a aussi été étudiée dans le cadre de l'imagerie par fluorescence. On pourra consulter la référence [120].

6.5 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.*** Nous commencerons par donner quelques arguments qui remettent en cause le caractère quantitatif de l'imagerie par absorption faiblement saturante décrite dans la sous-section 6.3.2. Celle-ci est en effet assez sensible aux imperfections expérimentales.

6.5.1 Position du problème

Précisons tout d'abord un point important quant au caractère quantitatif de l'imagerie par absorption faiblement saturante. Nous avons précisé qu'un avantage certain de cette méthode est que la sensibilité du capteur CCD, ainsi que les caractéristiques de la transition (I_0^sat et σ_0) n'ont pas besoin d'être connues pour donner des mesures quantitatives de densité optique (voir l'expression 6.17 page 166). En revanche, il est nécessaire de connaître avec précision la section efficace σ_0 de la transition pour pouvoir calculer la densité colonne $\rho_\mathrm{c}(x, y)$, grandeur qui nous intéresse.
Or, si pour un système à deux niveaux la section efficace σ_0 de la transition s'exprime simplement :

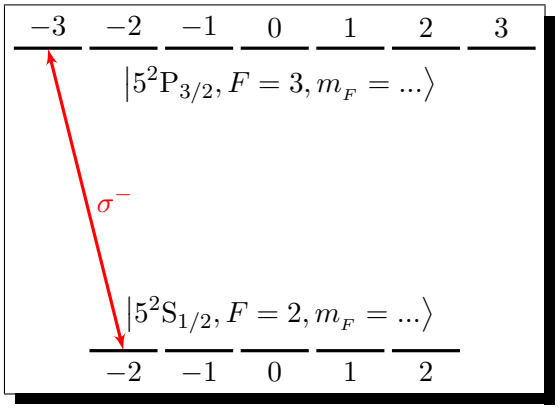
$$\sigma_0 = \frac{3\,\lambda^2}{2\,\pi}\,, \tag{6.23}$$

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 ^{87}Rb, nous pouvons considérer la structure à deux niveaux $\{|g\rangle, |e\rangle\}$ décrite précédemment si, par exemple :

$$\begin{cases} |g\rangle &= \left|5^2S_{1/2}, F=2, m_F=-2\right\rangle \\ |e\rangle &= \left|5^2P_{3/2}, F=3, m_F=-3\right\rangle \end{cases}, \qquad (6.24)$$

mais cela est valable ***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 et d'autre transitions vont intervenir. On ne peut alors théoriquement plus considérer l'expression 6.23 de la section efficace comme valide. De plus, d'autres imperfections expérimentales peuvent modifier le caractère absorbant du milieu atomique. On peut par exemple craindre :

- que la pulsation du laser imageur ne soit pas exactement à la résonance ($\delta \neq 0$),
- que la largeur spectrale du laser soit non-négligeable devant la largeur naturelle Γ de la transition,
- qu'un champ magnétique résiduel déplace les sous-niveaux Zeeman, impliquant que le laser imageur devienne non-résonant.

De plus, si l'impulsion laser est très courte, 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 sous-niveaux Zeeman joue alors un rôle important dans l'absorption.

> Remarque
>
> Notons que l'effet des imperfections expérimentales est toujours de diminuer l'absorption de la lumière.

Existe-il un moyen d'extraire des informations quantitatives d'une image par absorption ? Nous nous proposons dans la suite de ce chapitre de répondre à cette question. Nous décrirons les imperfections expérimentales par un paramètre de correction, puis nous présenterons notre protocole d'imagerie qui permet de mesurer ce paramètre et d'interpréter quantitativement des images de nuages atomiques denses.

6.5.2 Intensité de saturation *effective* et section efficace *effective*

Dans toute la suite, nous désignerons par σ_0 et I_0^{sat}, la section efficace et l'intensité de saturation de la transition fermée :

$$\left|5^2S_{1/2}, F=2, m_F=-2\right\rangle \longleftrightarrow \left|5^2P_{3/2}, F=3, m_F=-3\right\rangle .$$

Il nous faut cependant rendre compte des inévitables imperfections expérimentales qui font que ce cas idéal de transition fermée n'est que théorique.

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*** $I_{\text{eff}}^{\text{sat}}$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{eff}} &\equiv \frac{\sigma_0}{\alpha^*} \\ I_{\text{eff}}^{\text{sat}} &\equiv \alpha^* \, \sigma_0 \, , \end{aligned} \tag{6.25}$$

où α^* est un paramètre de correction supérieur à 1 qu'il faut déterminer expérimentalement.

σ_{eff}

$I_{\text{eff}}^{\text{sat}}$

α^*

L'équation 6.17 peut alors se réécrire sous la forme

$$\sigma_{\text{eff}} \, \rho_{\text{c}}(x,y) = \frac{\sigma_0}{\alpha^*} \, \rho_{\text{c}}(x,y) = \ln\left(\frac{I_{\text{in}}(x,y)}{I_{\text{out}}(x,y)}\right) ,$$

qui permet de calculer $\rho_{\text{c}}(x,y)$ à partir de la connaissance de $I_{\text{in}}(x,y)$, $I_{\text{out}}(x,y)$ et α^*. Notons que α^* est a priori spécifique 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 connaît a priori pas non plus la densité colonne $\rho_{\text{c}}(x,y)$ du nuage dont on fait l'image ?
Nous allons montrer dans la suite que la réponse à cette question ... est non-linéaire.

6.5.3 Réponse non-linéaire des atomes

Nous avons vu dans la sous-section 6.4.2 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 6.13 page 165).

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. On parle alors 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 6.12. Celle-ci, dans le cas d'un laser résonnant ($\delta = 0$), et en tenant compte du paramètre de correction α^*, s'écrit :

$$\frac{\mathrm{d}I(x,y,z)}{\mathrm{d}z} = -n(x,y,z) \, \frac{\sigma_0}{\alpha^*} \, \frac{I(x,y,z)}{1 + \dfrac{I(x,y,z)}{\alpha^* \, I_0^{\text{sat}}}} \, . \tag{6.26}$$

Cette expression est valable pour toute valeur de l'intensité $I(x,y,z)$, à la différence de l'expression 6.13, qui n'est valide que dans la limite des faibles intensités .

L'équation 6.26 s'intègre par séparation de variables et permet de calculer la densité colonne $\rho_c(x,y)$ à partir de la mesure de $I_{in}(x,y)$, $I_{out}(x,y)$ et α^*, sans supposer que l'intensité est faible devant I_0^{sat} :

$$\sigma_0\,\rho_c(x,y) \equiv po(x,y;\alpha^*) = \alpha^* \ln\left(\frac{I_{in}(x,y)}{I_{out}(x,y)}\right) + \frac{I_{in}(x,y) - I_{out}(x,y)}{I_0^{sat}}\,, \qquad (6.27)$$

où $I_{in}(x,y)$ et $I_{out}(x,y)$ ont la même définition que dans la sous-section 6.3.2 :

$$\begin{cases} I_{in}(x,y) \equiv & I_{CCD}(x,y)\Big|_{\text{sans nuage}} - I_{bkg}(x,y) \\ I_{out}(x,y) \equiv & I_{CCD}(x,y)\Big|_{\text{avec nuage}} - I_{bkg}(x,y) \end{cases}$$

Notons que l'expression 6.27, prise dans la limite $I_{in}, I_{out} \ll I_0^{sat}$, redonne bien l'expression 6.17, à une différence près cependant : le paramètre de correction α^* intervient dans le calcul de la densité colonne.

Nous devons souligner deux points importants relatifs à l'utilisation de l'expression 6.27 afin d'exploiter l'imagerie par absorption dans le régime de forte saturation :

- il est indispensable de ***calibrer la sensibilité*** du capteur CCD, afin de mesurer de manière absolue [19] 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 6.1.1).
- l'expression de la densité colonne par la relation 6.27 est remarquable car elle contient deux termes, ***dont l'un seulement*** fait intervenir le paramètre de correction α^*. C'est cette propriété qui nous permettra de déterminer ce dernier.

La profondeur optique $po(x,y;\alpha^*)$ semble dépendre du paramètre de correction. Il n'en est rien ; comme nous l'avons souligné dans la sous-section 6.3.2, la profondeur optique $po = \sigma_0\,\rho_c$ est une caractéristique propre au nuage, indépendante de la mesure. Le paramètre α^* n'est que ***la*** valeur pour laquelle l'expression 6.27 donne la profondeur optique. C'est un paramètre expérimental, au même titre que $I_{in}(x,y)$ et $I_{out}(x,y)$.

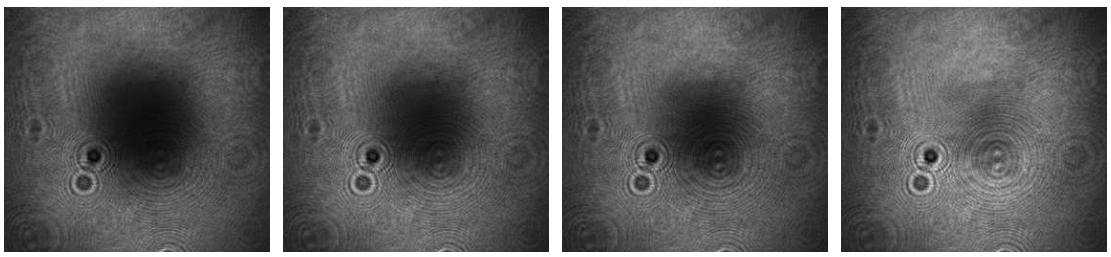
19. En effet, dans le cas de l'imagerie par absorption faiblement saturante de la sous-section 6.3.2, la sensibilité du capteur CCD n'avait pas besoin d'être calibrée, puisque seul le rapport de deux intensités intervenait dans l'équation.

6.5.4 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 dense. Afin de rendre cette exposé plus concret, nous allons appuyer notre raisonnement grâce à des données expérimentales.

> Remarque
>
> 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 ($\simeq 3$) afin de pouvoir comparer notre technique à son homologue *basse intensité*. Un exemple d'image de nuage atomique très dense est donné dans la sous-section 6.5.5.

L'image du nuage est faite, comme dans la sous-section 6.3.2, en prenant 3 images (une image ***avec*** le nuage, une ***sans*** le nuage, et une image de la lumière de fond). Nous prenons en fait toute une série d'images de nuages préparés dans des conditions identiques [20], mais en utilisant différentes intensités lasers incidentes I_{in}. La plage de valeurs utilisées pour I_{in} s'étale typiquement sur 1 ou 2 ordres de grandeur. Pour notre exemple expérimental (voir la figure 6.8), nous utilisons huit valeurs s'échelonnant entre $I_{\text{in}} \approx I_0^{\text{sat}}/20 \approx 0{,}09\,\text{mW/cm}^2$ et $I_{\text{in}} = I_0^{\text{sat}} \times 10 \approx 18\,\text{mW/cm}^2$.



(a) $I_{\text{in}} \approx I_0^{\text{sat}}/20$ (b) $I_{\text{in}} \approx I_0^{\text{sat}}/2$ (c) $I_{\text{in}} \approx 3\,I_0^{\text{sat}}$ (d) $I_{\text{in}} \approx 10\,I_0^{\text{sat}}$

FIGURE 6.8 – Représentation de l'absorption du faisceau laser pour différentes intensités incidentes. Celles-ci correspondent à (a) $I_{\text{in}} = 0{,}09\,\text{mW/cm}^2$, (b)$I_{\text{in}} = 1{,}1\,\text{mW/cm}^2$, (c) $I_{\text{in}} = 4{,}5\,\text{mW/cm}^2$, (d) $I_{\text{in}} = 18\,\text{mW/cm}^2$. Les temps d'expositions du capteur CCD sont variés respectivement de 50 µs à 250 ns. Nous ne représentons dans chaque cas que l'image en présence du nuage atomique (voir la sous-section 6.3.2). On constate que le nuage absorbe une grande fraction de la lumière quand celle-ci est peu intense (a). Plus l'intensité incidente I_{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.

20. On ne peut en effet pas prendre plusieurs images successives du même nuage pour deux raisons : d'abord il est très difficile de prendre plusieurs images en un temps très court ($\lesssim 1\,\text{ms}$) ; ensuite, chaque prise d'image donne de l'énergie cinétique aux atomes (voir la section 6.2) et on peut difficilement faire plusieurs fois l'image d'un nuage sans modifier ses propriétés.

L'objectif de cette procédure est d'obtenir différentes images d'absorption pour lesquelles les deux termes de l'expression 6.27 :

$$\alpha^* \ln\left(\frac{I_{\text{in}}}{I_{\text{out}}}\right) \quad \text{et} \quad \frac{I_{\text{in}} - I_{\text{out}}}{I_0^{\text{sat}}},$$

interviennent ***avec des poids différents***. En effet on peut montrer que :

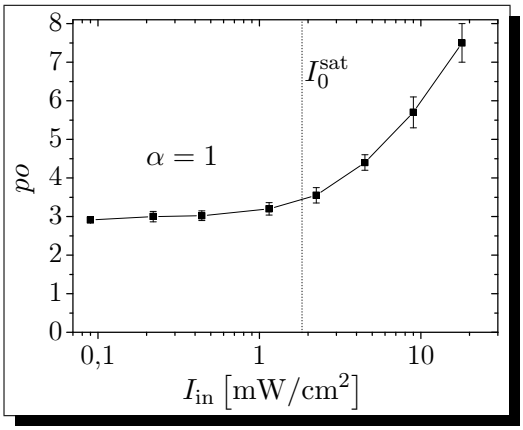
- le premier terme (en logarithme) est une fonction décroissante [21] de l'intensité incidente I_{in},
- l'autre terme (différentiel) est une fonction croissante de l'intensité incidente I_{in}.

L'idée est alors la suivante :
- pour un même nuage, nous aurons différentes images, qui doivent cependant toutes permettre de calculer la même profondeur optique par l'expression 6.27, puisqu'elle ne fait aucune hypothèse quant à l'intensité incidente du laser,
- or les deux termes de cette expression interviennent avec des poids différents, et ***seul le premier*** fait intervenir le paramètre de correction α^*.

On en déduit qu'il n'y a qu'une valeur possible pour α^* qui permette de concilier toutes les images.

Pour illustrer ce propos, supposons, l'espace d'un instant, que $\alpha^* = 1$, c'est-à-dire que la situation expérimentale corresponde précisément au cas théorique d'un atome à deux niveaux soumis à une onde laser résonnante.

Dans ce cas, les images qui font l'objet de la figure 6.8 ne donnent pas toutes la même valeur de la profondeur optique. La figure ci-contre représente la profondeur optique *po* du nuage [22] en fonction de I_{in}, valeur moyenne de l'intensité laser. L'intensité de saturation est repérée par une ligne pointillée. Les barres d'erreur sont obtenues en effectuant chaque mesure une dizaine de fois. La croissance de la courbe montre que, en supposant $\alpha^* = 1$, nous sous-estimons le terme décroissant (en logarithme) de l'expression 6.27. Ceci signifie donc que $\alpha^* > 1$.



21. Pour montrer que le terme en logarithme est une fonction décroissante de I_{in}, il faut tenir compte du fait que I_{out} dépende de I_{in}. Qualitativement, on voit bien que si I_{in} est très faible, la lumière est absorbée suivant la loi de Beer-Lambert (le logarithme est de l'ordre de quelques unités), alors que si I_{in} est très élevée, l'absorption sature (le logarithme tend vers 0).

22. Dans notre cas, la valeur maximale de la profondeur optique est obtenue en ajustant une fonction gaussienne à deux dimensions $G(x, y)$ 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. L'amplitude de la gaussienne donne la valeur *po*.

Ajustement du paramètre de correction

Afin de déterminer α^*, nous allons le considérer comme une variable ajustable que nous noterons α.

α

> Remarque
>
> Nous utilisons cette notation afin de ne pas confondre la variable ajustable α avec la "*vraie*" valeur α^*. En d'autres termes, α^* est la valeur particulière du paramètre de correction sur laquelle doit être ajustée α.

Comme dans l'exemple précédent (nous avions considéré le cas idéal $\alpha = 1$), nous calculons la profondeur optique $po(x, y; \alpha)$ par l'expression 6.27 pour chaque intensité I_{in} utilisée. Rappelons que po est une ***caractéristique physique du nuage*** et ne dépend donc pas de la manière dont on pratique la mesure. En d'autres termes, pour toutes les intensités incidentes utilisées, on doit normalement obtenir la même profondeur optique par l'expression 6.27. La figure 6.9 représente quelques-unes des courbes ainsi obtenues, en utilisant différentes valeurs pour le paramètres α.

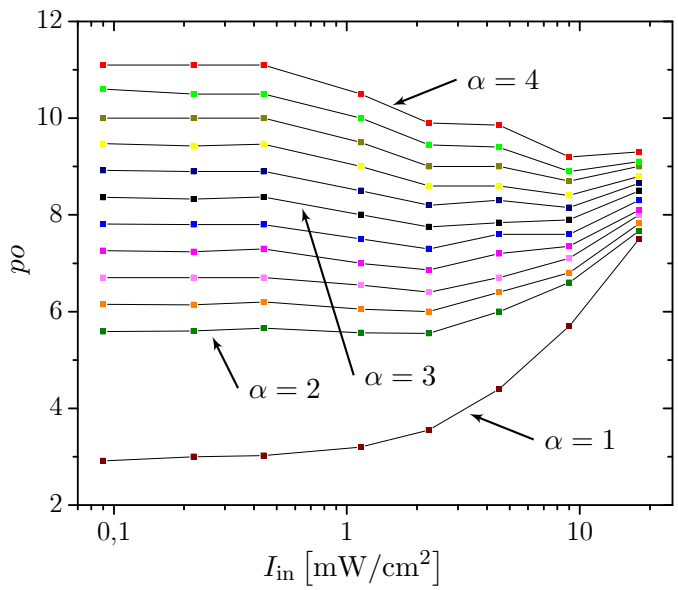


FIGURE 6.9 – Représentation de la profondeur optique po du nuage calculée grâce à l'expression 6.27, en fonction de I_{in} (valeur moyenne de l'intensité du faisceau imageur sur le nuage). Afin d'améliorer la lisibilité de la figure, les barres d'erreurs n'ont pas été représentées ici. Chaque courbe correspond à une valeur différente du paramètre de correction α utilisé lors du calcul par l'expression 6.27. Nous utilisons ici les valeurs suivantes pour α (de bas en haut) : $\alpha = 1$ (voir la figure 6.5.4), puis $\alpha = 2$; 2,2 ; 2,4 ... 3,8 ; 4.

De manière purement qualitative, on constate sur cette figure que :

- certaines courbes sont décroissantes, laissant supposer que le α utilisé est trop grand,
- certaines sont croissantes, indiquant que le α utilisé est trop faible,
- l'une de ces courbes ($\alpha = 3$) varie moins que les autres, approchant le comportement attendu d'une indépendance totale face à l'intensité incidente I_{in}.

De manière à rendre cette analyse quantitative, nous calculons, pour chaque courbe $po(\alpha)$, l'écart type Δpo des valeurs qu'elle prend. Plus Δpo est faible, plus la courbe est proche du comportement attendu, c'est-à-dire présentant une indépendance vis-à-vis de l'intensité I_{in} utilisée pour la mesure. La figure 6.10 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.

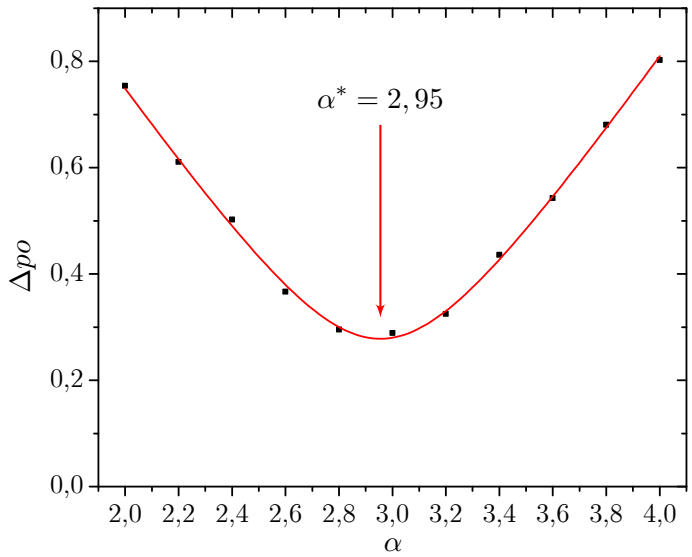


FIGURE 6.10 – Écarts types Δpo de chaque courbe de la figure 6.9 en fonction de la valeur de α utilisée. La présence d'un minimum pour une valeur $\alpha \equiv \alpha^* = 2{,}95$ est déduite par ajustement d'une fonction hyperbolique (ligne rouge).

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 $N = 3{,}4 \cdot 10^8$. Nous avons par ailleurs vérifié que le paramètre α^* dépend de la polarisation du faisceau imageur.

6.5.5 Conclusion

Nous concluons ce chapitre en présentant des exemples d'images prises et interprétées en utilisant notre protocole d'imagerie par absorption dans le régime de forte saturation. Nous récapitulerons aussi les trois qualités majeures de cette technique.

Exemples d'images exploitées par notre protocole

Les figures 6.11 et 6.12 présentent deux exemples de nuages atomiques denses produits par un piège magnéto-optique bidimensionnel comprimé. Dans ces cas expérimentaux, le paramètre de correction a été ajusté par la méthode exposée dans la sous-section 6.5.4 à une valeur $\alpha^* = 2{,}12$. Nous mesurons ainsi des profondeurs optiques allant jusqu'à 20 (pour la figure 6.11). Sur la figure 6.12, on constate que la structure bimodale résultant de la compression n'est pas apparente lorsqu'on utilise le régime faiblement saturant. Par ailleurs, l'utilisation d'un laser désaccordé ne permet pas d'exploiter l'image obtenue.

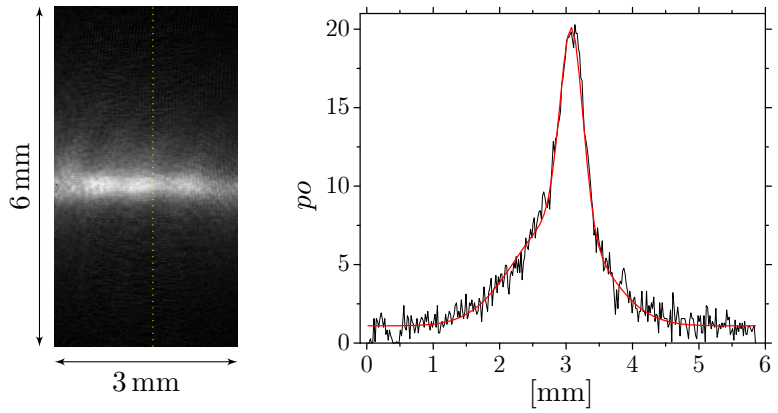


FIGURE 6.11 – Image représentant la profondeur optique $po(x, y) = \sigma_0\, \rho_c(x, y)$ d'un nuage atomique dense produit par un piège magnéto-optique bidimensionnel comprimé (du fait de la forme longiligne du nuage, on n'en distingue qu'une partie sur cette image). Le graphe représente le valeur 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).

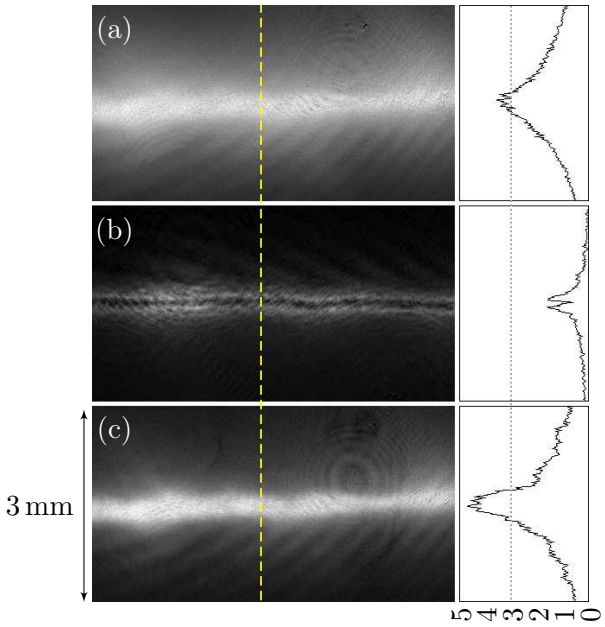


FIGURE 6.12 – Trois mesures de profondeur optique effectuées sur un même nuage atomique comprimé. Sur la droite, on représente le profil de *po* le long de la ligne tireté sur l'image. La mesure est effectuée de trois manières différentes :
(a) en appliquent le protocole d'imagerie par absorption faiblement saturante.
(b) un laser désaccordé de $\delta = -3\,\Gamma$ est utilisé. L'effet de lentille rend l'image inexploitable.
(c) est obtenu en utilisant notre technique d'imagerie par absorption fortement saturante.
Seule cette dernière image met en évidence la structure bimodale résultant de la compression. La mesure sur (a) ne peut donner de valeurs supérieures à ≈ 3 (ligne pointillée dessinée sur les graphes).

Récapitulatif des avantages de notre protocole

Récapitulons enfin les principaux atouts de notre protocole d'imagerie par absorption dans le régime de forte saturation :

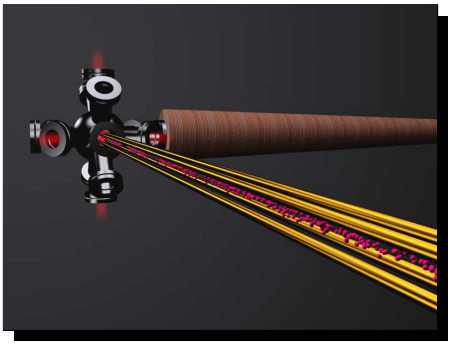
- le système optique nécessaire pour pouvoir appliquer cette méthode est tout à fait standard et ne nécessite pas de matériel lourd. Il est fort probable qu'un quelconque dispositif permettant d'effectuer des prises d'images par absorption dans le régime de faible saturation puisse être immédiatement adaptable pour mener à bien notre protocole.
- 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 observer des profondeurs optiques très élevées là où l'imagerie basse intensité est inefficace (voir la sous-section 6.4.2). Pour pouvoir observer convenablement une profondeur optique po, l'intensité laser nécessaire est typiquement :

$$I = \frac{po}{\alpha^*} I_0^{\text{sat}} .$$

- La détermination du paramètre de correction α^* permet d'exploiter de manière quantitative les images par absorption. Il faut d'ailleurs noter que les mesures effectuées sur des nuages atomiques ***optiquement peu denses*** (qui peuvent donc être imagés par la technique usuelle dans le régime faiblement saturant) devraient toujours tenir compte de la valeur du paramètre de correction α^*. Rappelons en effet que celui-ci intervient dans le calcul de la densité colonne (voir l'expression 6.27).

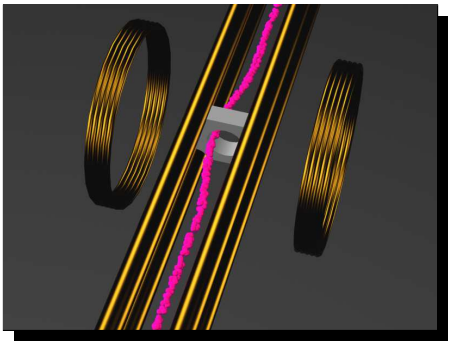
Conclusion

Dans ce mémoire de thèse, nous avons présenté les différents travaux qui s'inscrivent directement dans le cadre d'une expérience ayant pour but la réalisation d'un laser à atomes continu et intense. Les différents axes de recherche qui ont été présentés ont donné lieu à la rédaction de 8 articles [38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45], dont les références et résumés sont réunis dans l'annexe A.



Nous avons commencé dans le chapitre 1 par décrire le dispositif expérimental qui nous a permis de mettre en œuvre le refroidissement par évaporation forcée d'un jet atomique ultra-froid magnétiquement guidé [38]. 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 en définitive est le nombre moyen $N_c \approx 20$ de collisions subies par un atome au cours de sa propagation dans le guide.

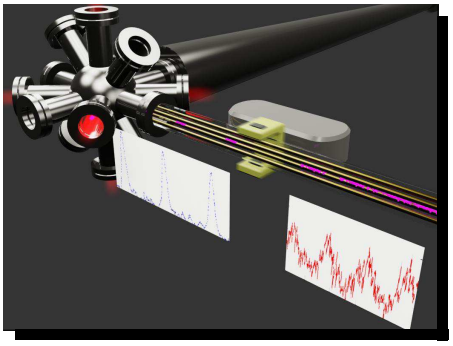
Si nous pouvions disposer d'un nombre dix fois plus élevé de collisions, le régime de dégénérescence quantique serait probablement accessible. Nous avons donc conclu à la nécessité de développer de nouveaux outils visant à améliorer les conditions d'évaporation dans le guide magnétique.



Dans le chapitre 2 nous avons présenté une technique permettant de mener à bien l'évaporation forcée d'un jet atomique magnétiquement guidé. 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 transverse à l'axe du guide [41].

Ce processus d'évaporation peut, dans certaines conditions, être aisément rendu bidimensionnel et présente plusieurs avantages majeurs en comparaison de l'évaporation par filtrage radio-fréquence :

- 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.

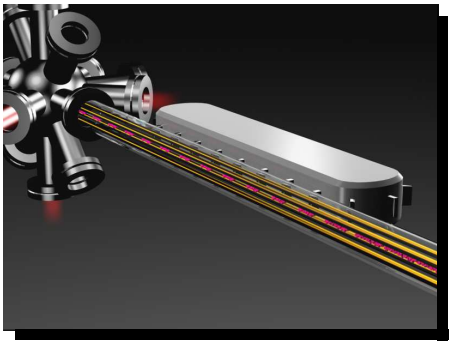


Dans le chapitre 3, nous avons décrit la mise en œuvre d'une technique de ralentissement des paquets atomiques par réflexion sur un miroir magnétique mobile [40].

Nous avons souligné les paramètres à considérer afin de pouvoir, dans le futur, concevoir une nouvelle expérience qui serait optimisée pour tirer pleinement partie des qualités de cette technique. Nous avons par ailleurs constaté que :

- le ralentissement par réflexion n'augmente pas la dispersion de vitesse longitudinale des paquets, contrairement à l'utilisation d'une section pentue,
- la densité dans l'espace des phases à une particule du jet ainsi formé peut être supérieure à celle obtenue en l'absence de ralentissement, ou même à celle obtenue par l'utilisation d'une section pentue.

Ce dernier point est remarquable et nous a amené à considérer l'action du miroir mobile sur les paquets comme celle d'un *démon de Maxwell* [45].

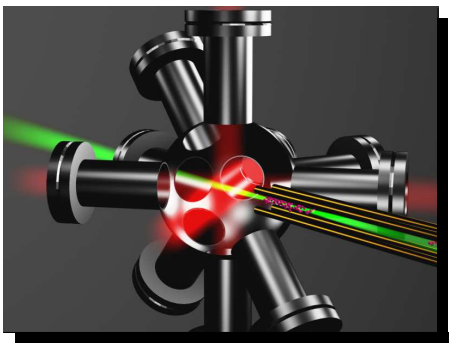


Nous avons présenté dans le chapitre 4, la mise en œuvre d'un train de pièges de Ioffe-Pritchard mobiles. Nous avons observé expérimentalement le fait que la capture dans le train de pièges en mouvement permet de :

- limiter la dilution longitudinale afin de maintenir un taux de collisions élastiques élevé,
- recréer des conditions de piégeage tridimensionnel,

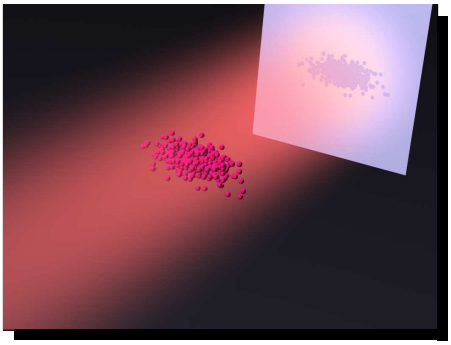
et cela afin de bénéficier d'une évaporation plus efficace. De plus, nous pouvons envisager de ralentir les paquets lors de leur capture de manière à disposer, par suite, d'un jet atomique lent sur la dernière partie du guide.

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 [39]. Ces expériences nous ont en outre permis de définir les paramètres critiques qui permettront sans doute la mise au point d'un futur dispositif expérimental entièrement optimisé pour l'usage de cette technique.



Nous avons montré dans le chapitre 5 qu'un piège dipolaire en faisceau unique semble être un outil adapté en ce qui concerne la *production*, puis à la *mise en mouvement* de paquets atomiques ultra-froids et denses. Nous avons vu que, par un choix judicieux du profil d'accélération et de la durée de la mise en mouvement, il est possible de déplacer un nuage atomique rapidement et de manière *optimale*, c'est-à-dire sans affecter ses caractéristiques après le mouvement [42].

Enfin, nous avons décrit, dans le chapitre 6, un nouveau protocole d'imagerie. En effet, les deux techniques prédominantes pour faire l'image d'ensembles atomiques dilués, à savoir l'*imagerie par absorption à faible intensité* et l'*imagerie par fluorescence*, s'avèrent peu fiables lorsqu'il s'agit de traiter des nuages dont la profondeur optique excède 4 ou 5. Notre protocole permet de résoudre les structures de nuages atomiques denses, et donne accès à des mesures quantitatives et précises [43]. Le système optique nécessaire pour pouvoir l'appliquer est tout à fait standard.



Les résultats qui ont été présentés dans ce mémoire de thèse sont encourageants quant à la perspective de concevoir un nouveau dispositif expérimental qui pourrait combiner les techniques que nous avons développées. Celui-ci pourrait permettre de produire un jet atomique ultra-froid et de mettre en œuvre le refroidissement par évaporation forcée jusqu'à atteindre le régime de dégénérescence quantique.

Soulignons par ailleurs le fait que les divers outils et méthodes développés lors de ces recherches s'avèrent avoir une portée plus générale et présentent un intérêt potentiel pour beaucoup d'expériences d'atomes froids.

Annexe A

Résumés des articles rédigés dans le cadre de la thèse

Dans cette annexe, nous listons les articles scientifiques qui ont été rédigés dans le cadre de ma thèse. Pour chacun d'eux, le résumé en anglais est fourni.

A.1 Evaporative cooling of a guided rubidium atomic beam

T. Lahaye, Z. Wang, G. Reinaudi, S. P. Rath, J. Dalibard et D. Guéry-Odelin, "Evaporative cooling of a guided rubidium atomic beam", *Phys. Rev. A* **72**, n° 3, 033411 (2005). DOI : 10.1103/PhysRevA.72.033411.

Résumé :

" We report on our recent progress in the manipulation and cooling of a magnetically guided, high-flux beam of ^{87}Rb atoms. Typically, $7 \cdot 10^9$ atoms per second propagate in a magnetic guide providing a transverse gradient of 800 G/cm, with a temperature $\approx 550\,\mu$K, at an initial velocity of 90 cm/s. The atoms are subsequently slowed down to ≈ 60 cm/s using an upward slope. The relatively high collision rate ($5\,s^{-1}$) allows us to start forced evaporative cooling of the beam, leading to a reduction of the beam temperature by a factor of 4, and a tenfold increase of the on-axis phase-space density."

A.2 Transport of atom packets in a train of Ioffe-Pritchard traps

T. Lahaye, G. Reinaudi, Z. Wang, A. Couvert et D. Guéry-Odelin, "Transport of atom packets in a train of Ioffe-Pritchard traps", *Phys. Rev. A* **74**, n° 3, 033622 (2006). DOI : 10.1103/PhysRevA.74.033622.

Résumé :

" We demonstrate transport and evaporative cooling of several atomic clouds in a chain of magnetic Ioffe-Pritchard traps moving at a low speed (< 1 m/s). The trapping scheme relies on the use of a magnetic guide for transverse confinement and of magnets fixed on a conveyor belt for longitudinal trapping. This experiment introduces a different approach for parallelizing the production of Bose-Einstein condensates as well as for the realization of a continuous atom laser."

A.3 Evaporation of an atomic beam on a material surface

G. Reinaudi, T. Lahaye, A. Couvert, Z. Wang et D. Guéry-Odelin, "Evaporation of an atomic beam on a material surface", *Phys. Rev. A* **73**, n° 3, 035402 (2006).
DOI : 10.1103/PhysRevA.73.035402.

Résumé :

" We report on the implementation of evaporative cooling of a magnetically guided beam by adsorption on a ceramic surface. We use a transverse magnetic field to shift locally the beam towards the surface, where atoms are selectively evaporated. With a 5 mm-long ceramic piece, we gain a factor of $1{,}5 \pm 0{,}2$ on the phase-space density. Our results are consistent with a 100% efficiency of this evaporation process. The flexible implementation that we have demonstrated, combined with the very local action of the evaporation zone, makes this method particularly suited for the evaporative cooling of a beam."

A.4 A moving magnetic mirror to slow down a bunch of atoms

G. Reinaudi, Z. Wang, A. Couvert, T. Lahaye et D. Guéry-Odelin, "A moving magnetic mirror to slow down a bunch of atoms", *Eur. Phys. J. D* **40**, 405–410 (2006).
DOI : 10.1140/epjd/e2006-00244-6.

Résumé :

" A fast packet of cold atoms is coupled into a magnetic guide and subsequently slowed down by reflection on a magnetic potential barrier ('mirror') moving along the guide. A detailed characterization of the resulting decelerated packet is performed. We show also how this technique can be used to generate a continuous and intense flux of slow, magnetically guided atoms."

A.5 Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms

G. Reinaudi, T. Lahaye , Z. Wang et D. Guéry-Odelin, "Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms", *Opt. Lett.* **32**, n° 21, 3143–3145 (2007).
DOI : 10.1364/OL.32.003143.

Résumé :

" We report on a far above saturation absorption imaging technique to investigate the characteristics of dense packets of ultracold atoms. The transparency of the cloud is controlled by the incident light intensity as a result of the nonlinear response of the atoms to the probe beam. We detail our experimental procedure to calibrate the imaging system for reliable quantitative measurements and demonstrate the use of this technique to extract the profile and its spatial extent of an optically thick atomic cloud."

A.6 Optimal transport of ultracold atoms in the nonadiabatic regime

A. Couvert, T. Kawalec, G. Reinaudi et D. Guéry-Odelin, "Optimal transport of ultracold atoms in the non-adiabatic regime", *To appear in Europhys. Lett.* (2008).

Résumé :

" We report the transport of ultracold atoms with optical tweezers in the non-adiabatic regime, i. e. on a time scale on the order of the oscillation period. We have found a set of discrete transport durations for which the transport is not accompanied by any excitation of the centre of mass of the cloud. We show that the residual amplitude of oscillation of the dipole mode is given by the Fourier transform of the velocity profile imposed to the trap for the transport. This formalism leads to a simple interpretation of our data and simple methods for optimizing trapped particles displacement in the non-adiabatic regime."

A.7 A Maxwell's demon in the generation of an intense and slow guided beam

G. Reinaudi et D. Guery-Odelin, "A Maxwell's demon in the generation of an intense and slow guided beam", *ArXiv e-prints* **804.2611** (2008).

Résumé :

" We analyze quantitatively the generation of a continuous beam of atoms by the periodic injection of individual packets in a guide, followed by their overlapping. We show that slowing the packets using a moving mirror before their overlapping enables an optimal gain on the phase space density of the generated beam. This is interpreted as a Maxwell's demon type strategy as the experimentalist exploits the information on the position and velocity of the center of mass of each packet."

A.8 A quasi-monomode guided atom-laser from an all-optical BEC

A. Couvert, M. Jeppesen, T. Kawalec, G. Reinaudi, R. Mathevet et D. Guéry-Odelin, "A quasi-monomode guided atom-laser from an all-optical Bose-Einstein condensate", *ArXiv e-prints* **802.2601** (2008).

Résumé :

" We report the achievement of an optically guided and quasi-monomode atom laser, in all spin projection states ($m_F = -1$, 0 and +1) of $F = 1$ in Rubidium 87. The atom laser source is a Bose-Einstein condensate (BEC) in a crossed dipole trap, purified to any one spin projection state by a spin-distillation process applied during the evaporation to BEC. The atom laser is outcoupled by an inhomogenous magnetic field, applied along the waveguide axis. The mean excitation number in the transverse modes is $\langle n \rangle = 0{,}65 \pm 0{,}05$ for $m_F = 0$ and $\langle n \rangle = 0{,}8 \pm 0{,}3$ for the low field seeker $m_F = -1$."

Annexe B

Théorème de Liouville et *Démon de Maxwell*

Sommaire

B.1 Le théorème de Liouville 193
B.2 Volume dans l'espace des phases à N particules 194
B.3 Le Démon de Maxwell 195
B.4 Retour sur la technique du miroir mobile 195

B.1 Le théorème de Liouville

Les conditions très générales d'application du théorème de Liouville pour les systèmes dynamiques en font un théorème remarquable. Il 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 erronée 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 [1]. C'est d'ailleurs le principe de fonctionnement du refroidissement dit *stochastique* [121].

B.2 Volume dans l'espace des phases à N particules

La notion de ***densité*** ou de ***volume***, définie dans l'espace des phases à N particules pourrait paraître superflue puisqu'***un seul point*** de cet espace à $6\,N$ dimensions ***définit entièrement*** le système mécanique [2]. En pratique cependant, nous disposons le plus souvent d'informations partielles sur l'état d'un système. En d'autres termes, nous n'avons pas d'information sur l'état du système ***à l'échelle microscopique***, c'est-à-dire sur la position et la vitesse de chaque particule.

Remarque : **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.

L'ensemble de tous les états microscopiques décrivant le même état macroscopique (P, V, T) définit un ***volume dans l'espace des phases à N particules***.

Le manque d'informations sur le système, autrement dit son ***entropie***, est associée à un volume Ω dans l'espace des phases à N particules [3]. On peut en effet définir l'entropie d'un système isolé par [122] :

$$S \equiv k_{\mathrm{B}}\, \ln\left(\Omega\right) .$$

Dans le cas (mentionné précédemment) 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.

1. Une image plus parlante consiste, par exemple, à imaginer un court de tennis sur lequel des balles sont éparpillées. Connaissant la position des balles, nous pouvons aisément les saisir, puis les ranger dans une boîte. Cette opération correspond à une forte augmentation de la densité dans l'espace des phases à une particule du système puisque la distance entre les balle ainsi que les vitesses relatives deviennent arbitrairement faibles.

2. Un point de l'espace des phases à $6\,N$ dimensions correspond en effet à la donnée des N vecteurs positions et des N vecteurs vitesses des N particules du système.

3. Mathématiquement, le volume dans l'espace des phases à N particules s'exprime en fonction de la densité $\rho(p,q)$ dans l'espace des phases à N particules [122] : $\Omega = \int \rho(p,q)\ \mathrm{d}^{3\,N}p\,\mathrm{d}^{3\,N}q$.

B.3 Le Démon de Maxwell

Un opérateur qui connaîtrait le système à l'échelle microscopique pourrait donc, au moins en principe, le faire évoluer vers un état de plus faible entropie. Ce type d'évolution, formulée en 1867 par James Clerk Maxwell comme une possible violation du second principe de la thermodynamique, a été rendue célèbre sous la forme personnifiée du bien connu ***Démon de Maxwell***. Cet "*être imaginaire*" qui, connaissant la vitesse et la position de chaque particule, pourrait faire diminuer l'entropie d'un système, sans fournir de travail. En d'autres termes, une information, même partielle, sur un système peut être utilisée afin de diminuer son entropie.

Remarque

Voilà l'énoncé de "*l'expérience de pensée*" de Maxwell, issu d'un texte publié en 1871 [123] :

> « *... if we conceive of a being whose faculties are so sharpened that he can follow every molecule in its course, such a being, whose attributes are as essentially finite as our own, would be able to do what is impossible to us. For we have seen that molecules in a vessel full of air at uniform temperature are moving with velocities by no means uniform, though the mean velocity of any great number of them, arbitrarily selected, is almost exactly uniform. Now let us suppose that such a vessel is divided into two portions, A and B, by a division in which there is a small hole, and that a being, who can see the individual molecules, opens and closes this hole, so as to allow only the swifter molecules to pass from A to B, and only the slower molecules to pass from B to A. He will thus, without expenditure of work, raise the temperature of B and lower that of A, in contradiction to the second law of thermodynamics.* »

B.4 Retour sur la technique du miroir mobile

La mise en œuvre 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. En d'autres termes, le volume Ω dans l'espace des phases à N particules traité par cette méthode est faible.

Par comparaison, l'utilisation d'une section pentue[4] n'implique aucune connaissance sur les positions des atomes. La section pentue traite un système dont l'entropie est "*a priori grande*", c'est-à-dire que le volume Ω traité par cette méthode est très grand.

Le miroir mobile "*agit*" comme un ***démon de Maxwell***. Nous pouvons d'ailleurs exprimer la limite absolue de cette technique quant à la densité dans l'espace des phases à une particule du jet ainsi formé. Le miroir n'utilisant pas une information à l'échelle microscopique, c'est-à-dire sur les atomes individuels, il sera impossible de dépasser la densité initiale d'un paquet atomique.

4. Ceci est d'ailleurs valable pour tout potentiel indépendant du temps.

Annexe C

Force dipolaire

Sommaire

C.1 Méthode de *l'atome habillé* 197
C.1.1 Modélisation 197
C.1.2 Couplage atome-laser 198
C.1.3 Interprétation des termes du hamiltonien 198
C.2 Traitement perturbatif du couplage 199
C.2.1 Calcul du déplacement lumineux 200
C.2.2 Application au cas d'un atome alcalin 202
C.2.3 Dépendance du potentiel en fonction de l'état interne 203

Dans cette annexe nous décrivons la force dipolaire électrique. Nous y décrirons les étapes d'un calcul quantitatif menant à une interprétation en terme de déplacement des niveaux d'énergie de l'atome. Nous appliquerons enfin le résultat au cas d'un atome alcalin tel que le ^{87}Rb.

C.1 Méthode de *l'atome habillé*

Pour calculer de manière quantitative l'effet de la force dipolaire sur un atome, il faut en fait tenir compte :

- de la structure interne de l'atome,
- de l'occupation des différents sous-niveaux énergétiques,
- de la pulsation et polarisation de la lumière.

Il faut utiliser pour cela un formalisme adapté à ce traitement. Nous allons employer ici la méthode de ***l'atome habillé*** [124]. Celle-ci, au lieu de traiter le système {*atome*} immergé dans un champ extérieur classique, consiste à considérer le système {*atome* + *champ quantique associé à un mode particulier du champ*}. Cette formulation présente l'avantage d'avoir un hamiltonien indépendant du temps et permet donc d'introduire de vrais niveaux d'énergie.

C.1.1 Modélisation

Pour simplifier au maximum la description quantique du champ laser, nous considérons une cavité ***sans pertes***, dont ***un seul mode***, de fréquence ω_{L}, contient des photons. Il sera par la suite possible de faire un lien entre le nombre N de photons dans la cavité et l'intensité moyenne I de l'onde laser :

$$I = \hbar\,\omega_{\mathrm{L}}\,c\,\frac{N}{V_{\mathrm{c}}}\,, \tag{C.1}$$

où V_c est le volume de la cavité. Dans la suite, les états propres de l'atome *habillé* par le champ en l'absence de couplage seront notés $|A_i, N\rangle$ et correspondent au produit tensoriel :

$$|A_i, N\rangle \equiv |A_i\rangle \otimes |N\rangle \,, \tag{C.2}$$

où $|A_i\rangle$ désigne l'état interne de l'atome, $|N\rangle$ désigne l'état du champ caractérisé par le nombre N de photons dans le mode laser. L'énergie d'un état $|A_i, N\rangle$ est la somme de l'énergie interne $\mathcal{E}_{Ai}$ de l'atome et de l'énergie $N\,\hbar\,\omega_{\mathrm{L}}$ du champ.

C.1.2 Couplage atome-laser

Dans le *point de vue dipolaire électrique*[1], le couplage $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$ entre l'atome et le mode laser s'écrit :

$$\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}} = -\widehat{\mathbf{d}} \cdot \widehat{\mathbf{E}} = e\,\widehat{\mathbf{R}} \cdot \widehat{\mathbf{E}} \,, \tag{C.3}$$

où $\widehat{\mathbf{d}}$ est l'opérateur dipôle atomique,

$$\widehat{\mathbf{d}} = -e\,\widehat{\mathbf{R}} \quad (\widehat{\mathbf{R}} \text{ est l'opérateur position et } e \text{ la charge élémentaire}) \,, \tag{C.4}$$

et $\widehat{\mathbf{E}}$ est l'opérateur champ laser évalué à la position de l'atome. La forme générale de l'opérateur champ dans la cavité est :

$$\widehat{\mathbf{E}} = \overrightarrow{\epsilon_{\mathrm{L}}} \sqrt{\frac{\hbar\,\omega_{\mathrm{L}}}{2\,\epsilon_0\,V_c}}\,(a + a^\dagger) \,, \tag{C.5}$$

où a et $a^\dagger$ sont les opérateurs *annihilation* et *création* de photons dans le mode considéré, et $\overrightarrow{\epsilon_{\mathrm{L}}}$ un vecteur normé à coefficients complexes définissant la polarisation de l'onde laser.

C.1.3 Interprétation des termes du hamiltonien

Dans cette sous-section, nous nous proposons d'interpréter brièvement les termes du couplage $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$ en considérant leur effet sur les état propres $|A_i, N\rangle$. Pour cela, nous écrivons $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$ sous la forme :

$$\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}} = \sqrt{\frac{\hbar\,\omega_{\mathrm{L}}\,e^2}{2\,\epsilon_0\,V_c}}\left(a + a^\dagger\right)\left(\overrightarrow{\epsilon_{\mathrm{L}}} \cdot \widehat{\mathbf{R}}\right) . \tag{C.6}$$

Cette expression permet de dégager les points suivants quant au couplage de deux états propres $|A_i, N\rangle$:

- le terme dans la première parenthèse[2], $a + a^\dagger$, n'agit que sur la partie champ $|N\rangle$ et ne peut coupler $|A_i, N\rangle$ qu'avec des états ayant un nombre de photons $N' = N \pm 1$.
- le terme dans la seconde parenthèse, $\overrightarrow{\epsilon_{\mathrm{L}}} \cdot \widehat{\mathbf{R}}$, n'agit que sur la partie atomique. Il définit, en fonction de la polarisation, les règles de sélection et les probabilités des transitions atomiques.

L'opérateur $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$ couplera a priori chaque état $|A_i, N\rangle$ aux états $|A_j, N+1\rangle$ et $|A_j, N-1\rangle$.

1. Le point de vue dipolaire électrique consiste à faire l'*approximation dipolaire*, c'est-à-dire à considérer que l'extension spatiale de l'atome est très inférieure à la longueur d'onde du laser.

2. Rappelons comment a et $a^\dagger$ agissent sur un état du champ $|N\rangle$:
$a\,|N\rangle = \sqrt{N}\,|N-1\rangle$ et $a^\dagger\,|N\rangle = \sqrt{N+1}\,|N+1\rangle$.

C.2 Traitement perturbatif du couplage

Pour trouver les états propres du système {*atome* + *champ* + *couplage*}, il faudrait diagonaliser son hamiltonien. En pratique, nous allons éviter cette tâche fastidieuse et traiterons l'effet du couplage $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$ de manière perturbative : nous allons considérer que les états propres $|A_i, N\rangle$ du système {*atome* + *champ*} restent des états propres en présence du couplage $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$, mais avec une petite modification $\Delta\mathcal{E}_i$ de leur énergie :

$$\mathcal{E}_i \xrightarrow[\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}]{} \mathcal{E}_i + \Delta\mathcal{E}_i \,.$$

> Remarque
>
> Pour justifier ce traitement, nous devons d'abord nous assurer que l'énergie typique $\mathcal{E}_{\mathrm{AL}}$ mise en jeu par le couplage $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$ est très faible devant toutes les autres échelles d'énergie présentes dans le hamiltonien sans interaction.
> Notamment, $\mathcal{E}_{\mathrm{AL}}$ doit être très faible devant les termes de structure hyperfine : $\Delta\mathcal{E}_i \ll \hbar\,\omega_{\mathrm{hf}}$, où ω_{hf} est la pulsation entre les niveaux hyperfins.

Les équations C.3 à C.5 permettent de calculer un ordre de grandeur de l'énergie typique $\mathcal{E}_{\mathrm{AL}}$ mise en jeu par le couplage $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$. En effet, l'opérateur position $\widehat{\mathbf{R}}$ correspond à une distance de l'ordre de, ou inférieure, au rayon de l'atome ($\approx a_0$, le rayon de Bohr [3]), et les opérateurs a et $a^\dagger$ ont pour valeur moyenne typique $\sqrt{N}$. On a donc :

$$\mathcal{E}_{\mathrm{AL}} \approx e\,a_0\sqrt{\frac{N\,\hbar\,\omega_{\mathrm{L}}}{2\,\epsilon_0\,V_{\mathrm{c}}}} = e\,a_0\sqrt{\frac{I}{2\,\epsilon_0\,c}}\,,$$

où la deuxième égalité fait intervenir l'expression C.1. Avant de continuer ce calcul d'ordre de grandeur, nous devons mentionner un point important, à savoir que, pour des raisons de symétrie des fonctions d'onde de l'électron, l'opérateur $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$ a une moyenne rigoureusement nulle pour tout état propre $|A_i\rangle$, et par conséquent :

$$\left\langle A_j, N'\right|\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}\left|A_i, N\right\rangle = 0\,.$$

Le premier terme du développement perturbatif à prendre en compte est donc, a priori, le terme d'ordre 2. D'après l'équation C.9 page suivante, l'ordre de grandeur de ce terme est ${\mathcal{E}_{\mathrm{AL}}}^2/\Delta\mathcal{E}_{ij}$, où $\Delta\mathcal{E}_{ij}$ est l'écart énergétique typique [4] entre les états de l'atome *habillé* couplés par $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$.

3. Rappelons que le rayon de Bohr vaut $a_0 \approx 0{,}5$ Å.
4. En réalité, nous voulons estimer une valeur maximale de $\Delta\mathcal{E}_i$ par l'équation C.9. L'écart d'énergie $\Delta\mathcal{E}_{ij}$ à considérer est donc l'écart ***minimal*** entre deux états couplés par $\widehat{\mathbf{V}}_{\mathrm{AL}}$.

Application numérique

La condition $\Delta\mathcal{E}_i \ll \hbar\,\omega_{\text{hf}}$ qui justifie le traitement perturbatif de l'effet de $\widehat{\mathbf{V}}_{\text{AL}}$ peut donc se traduire par :

$$\frac{{\mathcal{E}_{\text{AL}}}^2}{\Delta\mathcal{E}_{ij}} \approx \frac{I}{\Delta\mathcal{E}_{ij}}\,\frac{e^2\,{a_0}^2}{2\,\epsilon_0\,c} \ll \hbar\,\omega_{\text{hf}}\,. \tag{C.7}$$

Dans nos conditions expérimentales, la longueur d'onde du laser ytterbium est $\lambda \approx 1\,\mu\text{m}$ et les transitions à considérer pour le ^{87}Rb sont les lignes D_1 (795 nm) et D_2 (780 nm). On a donc $\Delta\mathcal{E}_{ij} \approx \hbar \times 6 \cdot 10^{14}\,\text{s}^{-1}$. Dans l'état fondamental du ^{87}Rb, on a $\omega_{\text{hf}} \approx 4 \cdot 10^{10}\,\text{s}^{-1}$. Finalement on aboutit à :

$$I \ll 5 \cdot 10^{12}\,\text{W/m}^2\,, \tag{C.8}$$

ce qui est une intensité extrêmement élevée puisqu'elle correspond, par exemple[5], à un faisceau laser de rayon 50 µm et d'une puissance de 20 000 W. Nous serons donc bien dans des conditions satisfaisantes pour utiliser un traitement perturbatif.

C.2.1 Calcul du déplacement lumineux

Le déplacement lumineux sera calculé en appliquant la théorie des perturbations au second ordre d'états non-dégénérés [125] :

$$\Delta\mathcal{E}_i = \sum_{\substack{j\neq i\\ N'}} \frac{\left|\langle A_j, N'|\,\widehat{\mathbf{V}}_{\text{AL}}\,|A_i, N\rangle\right|^2}{\mathcal{E}_{iN} - \mathcal{E}_{jN'}}\,. \tag{C.9}$$

Rappelons que $\mathcal{E}_{iN}$ et $\mathcal{E}_{jN'}$ sont les énergies des états propres de l'atome *habillé* en l'absence de couplage, c'est-à-dire : $\mathcal{E}_{iN} = \mathcal{E}_i + N\,\hbar\omega_{\text{L}}$.

Remarque

Comme nous venons de le dire, l'équation C.9 s'applique au cas de niveaux non-dégénérés. Or, chaque niveau de structure hyperfine de l'atome de ^{87}Rb est composé de $2\,F+1$ sous-niveaux dégénérés (en l'absence de champ magnétique), avec F le moment angulaire du niveau considéré. on peut toutefois appliquer le développement C.9 à condition qu'il n'y ait aucun couplage entre ces sous-niveaux. En pratique, du fait des règles de sélection évoquées dans la sous-section C.1.3, cette condition est vérifiée si la polarisation $\overrightarrow{\epsilon_{\text{L}}}$ du faisceau laser est purement linéaire ou purement circulaire. Nous nous plaçons dans ce contexte. On pourra consulter la référence [126] pour un exemple de calcul faisant intervenir les couplages entre sous-niveaux magnétiques.

L'expression C.9 se simplifie car $\widehat{\mathbf{V}}_{\text{AL}}$ ne couple que certains états entre eux (voir la sous-section C.1.3).

5. Un autre exemple serait celui d'un faisceau laser de 300 W, focalisé sur un disque de rayon 5 µm.

Ainsi, en développant l'expression C.9 grâce aux équations C.1 à C.5, et en supposant que le nombre de photons $N \gg 1$, on aboutit à :

$$\begin{aligned}\Delta\mathcal{E}_i &= \frac{e^2\, N\, \hbar\, \omega_{\mathrm{L}}}{2\,\epsilon_0\, V_{\mathrm{c}}} \sum_{\substack{j\neq i \\ N'=N\pm 1}} \frac{\left|\langle A_j|\, \overrightarrow{\epsilon_{\mathrm{L}}}\cdot\widehat{\mathbf{R}}\,|A_i\rangle\right|^2}{\mathcal{E}_{iN}-\mathcal{E}_{jN'}} \\ &= \frac{e^2\, I}{2\,\epsilon_0\, c\,\hbar} \sum_{j\neq i} \left|\langle A_j|\, \overrightarrow{\epsilon_{\mathrm{L}}}\cdot\widehat{\mathbf{R}}\,|A_i\rangle\right|^2 \left(\frac{1}{\omega_{ij}-\omega_{\mathrm{L}}}+\frac{1}{\omega_{ij}+\omega_{\mathrm{L}}}\right). \end{aligned} \tag{C.10}$$

Les éléments de matrices $\langle A_j|\, \overrightarrow{\epsilon_{\mathrm{L}}}\cdot\widehat{\mathbf{R}}\,|A_i\rangle$ peuvent se décomposer, en appliquant le *Théorème de Wigner-Eckart*, et prendre la forme suivante [125] :

$$\langle A_2|\, \overrightarrow{\epsilon_{\mathrm{L}}}\cdot\widehat{\mathbf{R}}\,|A_1\rangle = \langle n_2, F_2\|\, \widehat{\mathbf{R}}\,\|n_1, F_1\rangle\, \langle F_2, 1; m_2, q|\, F_1, m_1\rangle\,, \tag{C.11}$$

où :

- le terme $\langle n_2, F_2\|\, \widehat{\mathbf{R}}\,\|n_1, F_1\rangle$ est l'*élément de matrice réduit* de l'opérateur $\widehat{\mathbf{R}}$, qui ne dépend que de la partie radiale des fonctions d'onde de $|A_1\rangle$ et $|A_2\rangle$, définie par les *nombres quantiques principaux* (n_1, n_2) et les *nombres quantiques azimutaux* (F_1, F_2),
- le terme $\langle F_2, 1; m_2, q|\, F_1, m_1\rangle$ est un *coefficient de Clebsch-Gordan*, qui ne dépend que des nombres quantiques associés aux moments cinétiques $(F_1, F_2; m_1, m_2)$ des états considérés et de la polarisation de la lumière laser, définie par q.

En outre, comme nous l'avons mentionné dans la remarque page précédente, l'équation C.10 n'est valable que dans les trois cas suivants :

- lumière polarisée linéairement $\pi \rightarrow q = 0$,
- lumière polarisée circulairement $\sigma^+ \rightarrow q = +1$,
- lumière polarisée circulairement $\sigma^- \rightarrow q = -1$.

Expression en fonction du taux d'émission spontanée Γ

Le calcul de $\langle n_2, F_2\|\, \widehat{\mathbf{R}}\,\|n_1, F_1\rangle$ fait intervenir des intégrales de recouvrement entre les fonctions d'onde des états considérés, mais il est possible de relier ce facteur au taux d'émission spontané Γ entre deux orbitales dont les moments angulaires sont respectivement J_1 et J_2 [127] :

$$\left|\langle n_2, F_2\|\, \widehat{\mathbf{R}}\,\|n_1, F_1\rangle\right|^2 = \Gamma\, \frac{3\,\epsilon_0\,\hbar\lambda^3}{8\,\pi^2\, e^2}\, (2\,J_2+1)\, (2\,F_2+1) \left|\begin{Bmatrix} J_1 & J_2 & 1 \\ F_2 & F_1 & I \end{Bmatrix}\right|^2, \tag{C.12}$$

où le dernier terme est un *coefficient 6-j de Wigner*, et Γ est le taux d'émission stimulée associé à la transition dont la longueur d'onde est λ.

C.2.2 Application au cas d'un atome alcalin

Dans cette sous-section nous considérons plus spécifiquement le cas d'un atome alcalin dans son niveau fondamental $S_{1/2}$ (pour lequel $J_1 = \frac{1}{2}$) et soumis à une onde laser. Les états à considérer pour le calcul se résument alors à ceux mis en jeu dans les transitions des ***lignes*** D_1 ***et*** D_2 :

$$\begin{cases} S_{1/2} \xrightarrow[\text{ligne } D_1]{} 5^2P_{1/2} & (J_2 = \frac{1}{2}) \\ S_{1/2} \xrightarrow[\text{ligne } D_2]{} 5^2P_{3/2} & (J_2 = \frac{3}{2}) \end{cases}$$

Les longueurs d'onde respectives de ces deux lignes sont $\lambda_1 \approx 795{,}0\,\text{nm}$ et $\lambda_2 \approx 780{,}2\,\text{nm}$. On peut alors écrire l'expression C.10 :

$$\Delta\mathcal{E}_i\Big|_{i\in S_{1/2}} = \frac{e^2\,I}{2\,\epsilon_0\,c\,\hbar}\left[\left(\frac{1}{\Delta_1}+\frac{1}{\Delta_1+2\,\omega_L}\right)\sum_{j\in 5^2P_{1/2}}\left|\langle A_j|\,\overrightarrow{\epsilon_L}\cdot\widehat{\mathbf{R}}\,|A_i\rangle\right|^2 + \left(\frac{1}{\Delta_2}+\frac{1}{\Delta_2+2\,\omega_L}\right)\sum_{j\in 5^2P_{3/2}}\left|\langle A_j|\,\overrightarrow{\epsilon_L}\cdot\widehat{\mathbf{R}}\,|A_i\rangle\right|^2\right],$$

où les pulsations Δ_1 et Δ_2 correspondent aux désaccords de l'onde laser par rapport aux lignes D_1 et D_2 (nous avons implicitement supposé que ces désaccords sont grands devant les écarts énergétiques de la structure hyperfine des états excités, de manière à pouvoir sortir ces termes des sommations).

En utilisant les propriétés des coefficients de Clebsch-Gordan et des coefficient 6-j de Wigner, les expressions C.10, C.11 et C.12 permettent d'écrire l'expression ci-dessus sous une forme simplifiée faisant apparaître le moment angulaire total F et le sous-état magnétique m_F de l'état considéré :

$$\Delta\mathcal{E}_i\Big|_{i\in S_{1/2}} = I\,\frac{\Gamma\,\lambda^3}{16\,\pi^2\,c}\left[\left(\frac{1}{\Delta_1}+\frac{1}{\Delta_1+2\,\omega_L}\right)\left(1-q\,g_F\,m_F\right) + \left(\frac{1}{\Delta_2}+\frac{1}{\Delta_2+2\,\omega_L}\right)\left(2+q\,g_F\,m_F\right)\right], \tag{C.13}$$

où g_F est le *facteur de Landé*, q est l'indice qui caractérise la polarisation de l'onde laser ($q = 0, \pm 1$ respectivement pour les cas linéaire π et circulaire $\sigma^{\pm}$). Rappelons que le taux d'émission Γ stimulée est associé à la transition dont la longueur d'onde est λ.

Application numérique

Évaluons l'expression C.13 dans le cas du ^{87}Rb dans son état fondamental et en considérant l'interaction avec une onde polarisée ***linéairement*** issue de notre laser ytterbium ($\lambda = 1072\,\mathrm{nm}$). On obtient alors :

$$\Delta\mathcal{E}_i = \zeta \times I\,, \text{avec} \quad \zeta \approx -2{,}06 \cdot 10^{-36}\,\mathrm{J/(W/m^2)}\,.$$

Afin d'avoir, par exemple, un piège d'une profondeur correspondant à une température $T = 1\,\mathrm{mK}$, il faut une intensité d'environ $10^6\,\mathrm{W/cm^2}$.

C.2.3 Dépendance du potentiel en fonction de l'état interne

L'expression 5.1 fait explicitement apparaître la dépendance du potentiel dipolaire en fonction du sous-état magnétique de l'atome. Cette dépendance peut être mise à profit dans certaines expériences comme, par exemple, pour mettre en œuvre des mécanismes de refroidissement de type *Sisyphe* dans un piège dipolaire [128].

Application numérique

Pour évaluer l'importance relative de cette dépendance, nous considérons l'expression 5.1 dans le cas du ^{87}Rb dans son état fondamental (pour lequel $g_F = \frac{1}{2}$), en interaction avec une onde polarisée ***circulairement*** et issue de notre laser ytterbium ($\lambda = 1072\,\mathrm{nm}$).
La contribution du terme dépendant de m_F correspond à une différence relative de potentiel de $m_F \times 2{,}2\%$. On peut donc avoir une différence d'environ 9% du potentiel entre les états $|F = 2, m_F = 2\rangle$ et $|F = 2, m_F = -2\rangle$ du niveau fondamental.
Si on considère un piège dont la profondeur correspond à 200 µK, l'écart énergétique entre deux sous-niveaux magnétiques voisins permet d'effectuer des transitions avec une onde radio-fréquence de typiquement 100 kHz.

Annexe D

Effet d'une section pentue sur les caractéristiques du jet atomique

Sommaire

D.1 Étude de la mise hors d'équilibre du jet atomique 206

D.2 Rethermalisation du jet atomique 208

Dans cette annexe, nous présentons une modélisation unidimensionnelle de la propagation d'un jet atomique le long d'une section pentue. Nous étudierons sa mise hors d'équilibre thermodynamique du jet, puis nous considèrerons la rethermalisation de ce dernier en tenant compte des degrés de liberté transverses.

Remarque : **De manière qualitative . . .**

On peut 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, qui 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.

D.1 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 D.1) :

- seule la partie horizontale précédant la section pentue est uniformément occupée par des particules avec une densité linéique $n_\mathrm{i} \equiv n(z \leq 0, t = 0)$,
- le jet dans l'espace $z < 0$, est à l'équilibre thermodynamique avec une distribution gaussienne de vitesses décrite par une vitesse moyenne $\overline{v_\mathrm{i}}$ et une température longitudinale T_z^i.

De plus, nous supposerons que les atomes n'interagissent pas, c'est-à-dire que chacun d'eux gravit la pente indépendamment de la présence des autres atomes. On ne considère donc pour l'instant aucun processus de rethermalisation. La fonction de distribution dans l'espace des phases à une

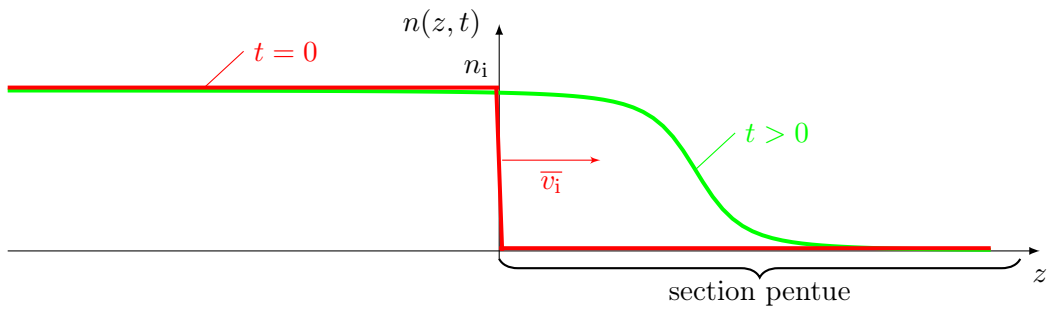


FIGURE D.1 – Représentation de la densité linéique d'atomes $n(z,t)$ à l'instant initial $t = 0$, et à un instant ultérieur $t > 0$. L'origine de l'axe z est prise comme étant en bas de la pente. À l'instant initial $t = 0$ seule la partie horizontale précédant la section pentue est uniformément occupée par des particules avec une densité linéique n_i. De plus, on considère un équilibre thermodynamique local avec une distribution gaussienne de vitesses décrite par une vitesse moyenne $\overline{v_\mathrm{i}}$ et une température longitudinale T_z^i.

particule à l'instant initial s'écrit donc :

$$f_i(z, v, t = 0) = \sqrt{\frac{m}{2\,\pi\,k_\mathrm{B}\,T_z^\mathrm{i}}}\,n_\mathrm{i}\,\exp\left(-\frac{m\,(v-\overline{v_\mathrm{i}})^2}{2\,k_\mathrm{B}\,T_z^\mathrm{i}}\right)\Theta\big[-z\big]\ . \tag{D.1}$$

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 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 $t \geq t_0$) :

$$\begin{cases} v_p(t) &= v_0 - \sin(\alpha)\,g\,(t-t_0) \\ z_p(t) &= v_0\,(t-t_0) - \dfrac{\sin(\alpha)\,g}{2}\,(t-t_0)^2\,, \end{cases} \tag{D.2}$$

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 lesquelles $v_p \geq 0$ (c'est-à-dire les

particules gravissant la pente), le système d'équations D.2 est équivalent au système :

$$\begin{cases} v_0 &= v_p \sqrt{1 + \dfrac{2\sin(\alpha)\, g\, z_p}{{v_p}^2}} \\ z_0 &= 2\, z_p + \dfrac{{v_p}^2}{\sin(\alpha)\, g} - \left(v_p\, t + \dfrac{{v_p}^2}{\sin(\alpha)\, g} \right) \sqrt{1 + \dfrac{2\sin(\alpha)\, g\, z_p}{{v_p}^2}}\,, \end{cases} \tag{D.3}$$

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 :

$$\begin{aligned} f_p(z \geq 0, v \geq 0, t) = \iint \mathrm{d}v_0\, \mathrm{d}t_0\ f_i(z_0, v_0, t = 0) \\ \delta\left[z_0 - 2\, z - \frac{v^2}{\sin(\alpha)\, g} + \left(v\, t + \frac{v^2}{\sin(\alpha)\, g} \right) \sqrt{1 + \frac{2\sin(\alpha)\, g\, z}{v^2}} \right] \\ \delta\left[v_0 - v \sqrt{1 + \frac{2\sin(\alpha)\, g\, z}{v^2}} \right]\,. \end{aligned} \tag{D.4}$$

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

$$\begin{aligned} f_p(z, v, t) = & \sqrt{\frac{m}{2\,\pi\, k_{\mathrm{B}}\, T_z^{\mathrm{i}}}}\, n_{\mathrm{i}}\, \exp\left(- \frac{m \left(v \sqrt{1 + \frac{2\sin(\alpha)\, g\, z}{v^2}} - \overline{v_{\mathrm{i}}} \right)^2}{2\, k_{\mathrm{B}}\, T_z^{\mathrm{i}}} \right) \\ & \times \Theta\left[-2\, z - \frac{v^2}{\sin(\alpha)\, g} + \left(v\, t + \frac{v^2}{\sin(\alpha)\, g} \right) \sqrt{1 + \frac{2\sin(\alpha)\, g\, z}{v^2}} \right]\,, \end{aligned} \tag{D.5}$$

que l'on peut interpréter de la manière suivante :

- le terme $\Theta\big[\cdots\big]$ de Heaviside traduit l'établissement du régime stationnaire. Il contient les informations relatives aux corrélations position-temps-vitesse. On constate d'ailleurs qu'avec $t \to \infty$, 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 $\overline{v_{\mathrm{f}}}$ et la température longitudinale T_z^{f} 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 des ordres de grandeur des effets dont il est question :

Application numérique

Prenons les caractéristiques typiques d'un jet atomique produit grâce à notre dispositif expérimental :
- vitesse moyenne du jet atomique, $\overline{v_\mathrm{i}} = 110\,\mathrm{cm/s}$,
- température longitudinale [1], $T_z^\mathrm{i} = 150\,\mu\mathrm{K}$,
- dénivellation de la pente, $H = 22\,\mathrm{mm}$.

En intégrant numériquement l'équation D.4 nous obtenons en haut de la pente en régime stationnaire :
- vitesse moyenne, $\overline{v_\mathrm{f}} = 86\,\mathrm{cm/s}$,
- température longitudinale, $T_z^\mathrm{f} = 260\,\mu\mathrm{K}$.

C'est donc un effet important 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.

D.2 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 confinement transverse est purement linéaire en distance à l'axe du guide magnétique (voir section 1.1). 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_i, nous pouvons écrire l'énergie thermique moyenne par particule dans le guide magnétique avant la section pentue sous la forme :

$$\overline{\mathcal{E}_\mathrm{i}} = \frac{7}{2}\,k_\mathrm{B}\,T_\mathrm{i} = 3\,\frac{k_\mathrm{B}\,T_\mathrm{i}}{2} + 2\,k_\mathrm{B}\,T_\mathrm{i}\,, \tag{D.6}$$

répartie sur 3 degrés de liberté quadratiques en vitesse et 2 degrés de liberté transverses correspondant au potentiel de confinement transverse linéaire en distance à l'axe.

1. Rappelons que la température longitudinale d'un paquet atomique individuel est inférieure à la température d'équilibre thermodynamique du jet dont il est question dans le chapitre 1. Ce point a été discuté dans la sous-section 1.2.4.

Remarque

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

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

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 :

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

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

$$\overline{\mathcal{E}} \equiv \langle\mathcal{H}\rangle = \frac{k_{\mathrm{B}}\,T}{2} + \frac{k_{\mathrm{B}}\,T}{2} + \frac{k_{\mathrm{B}}\,T}{2} + \frac{k_{\mathrm{B}}\,T}{3} + k_{\mathrm{B}}\,T\,.$$

Lorsque les particules gravissent la pente, l'une des composantes de la température, T_z, augmente de $\Delta T_z \equiv T_z^{\mathrm{f}} - T_{\mathrm{i}}$. La conservation de l'énergie thermique moyenne par particule lors de la rethermalisation au delà de la section pentue nous donne la température T_{f} à laquelle le jet atomique va rethermaliser :

$$\overline{\mathcal{E}_{\mathrm{f}}} \equiv \frac{7}{2}\,k_{\mathrm{B}}\,T_{\mathrm{f}} = 2\,\frac{k_{\mathrm{B}}\,T_{\mathrm{i}}}{2} + \frac{k_{\mathrm{B}}\,T_z^{\mathrm{f}}}{2} + 2\,k_{\mathrm{B}}\,T_{\mathrm{i}} = 3\,k_{\mathrm{B}}\,T_{\mathrm{i}} + \frac{k_{\mathrm{B}}\,T_z^{\mathrm{f}}}{2}\,. \tag{D.7}$$

Cette égalité rappelle l'équation D.6 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 :

$$T_{\mathrm{f}} = T_{\mathrm{i}} + \frac{\Delta T_z}{7}\,. \tag{D.8}$$

La variation de température longitudinale liée au fait que le jet atomique gravit une pente sera donc réduite par un facteur 7 après rethermalisation, du fait de la redistribution sur tous les degrés de liberté.

Remarque : **Ralentir un paquet avec une pente**

Si on considère l'évolution d'un seul paquet atomique gravissant la section pentue, les équations du mouvement D.2 restent valables. On peut montrer qu'en appliquant la formule D.4 on aboutit à un résultat similaire à D.5, c'est-à-dire que la dispersion de vitesse longitudinale du paquet atomique augmente lorsque celui-ci gravit une pente.

Annexe E

Modélisation des aimants

Les aimants que nous avons utilisés sont composés d'un alliage de Néodyme (Nb-Fe-B) et ont été achetés auprès de la société *CALAMIT*. Ils se présentent sous la forme de parallélépipèdes rectangles de dimensions $L_a \times H_a \times P_a = 20 \times 10 \times 5$ mm avec une aimantation dirigée suivant la normale à la grande face. Nous avons modélisé 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 E.1).

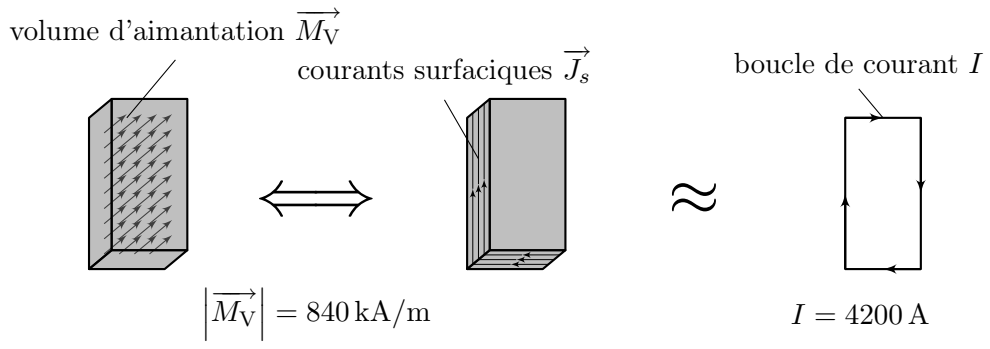


FIGURE E.1 – Modélisations d'un aimant. Le champ produit par nos aimants est proche de celui créé par une spire rectangulaire de même extension et parcourue par un courant de 4200 A.

Le champ magnétique produit par un aimant se calcule aisément, mais l'expression obtenue n'est pas simple :

$$\overrightarrow{B(\overrightarrow{r})} = \int_{-\frac{P_a}{2}}^{\frac{P_a}{2}} \int_{-\frac{H_a}{2}}^{\frac{H_a}{2}} \int_{-\frac{L_a}{2}}^{\frac{L_a}{2}} -\frac{\mu_0}{4\pi} \overrightarrow{\nabla} \left(\frac{(\overrightarrow{M_V}\,\mathrm{d}^3 r_0) \cdot (\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r_0})}{\left|\overrightarrow{r} - \overrightarrow{r_0}\right|^3} \right) \quad , \tag{E.1}$$

où on reconnaît sous le signe *intégrale* le champ magnétique créé en $\overrightarrow{r}$ par un dipôle élémentaire $(\overrightarrow{M_V}\,\mathrm{d}^3 r_0)$ 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.

Une modélisation moins "*sophistiqué*" consiste à considérer l'aimant 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 précédente 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 perpendiculaire à celle-ci. La figure E.2 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 $M_V = 840\,\mathrm{kA/m}$ (qui est en bon accord avec l'aimantation nominale de $800\,\mathrm{kA/m}$).

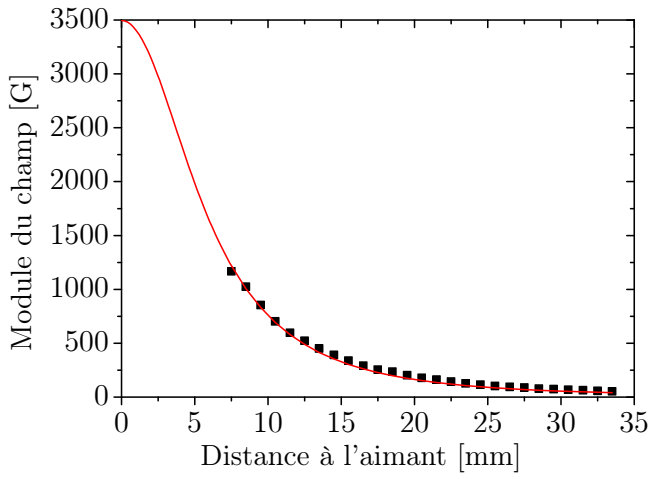


FIGURE E.2 – Mesure de la composante normale du champ magnétique en fonction de la distance à la surface de l'aimant.

Il est intéressant de constater que le champ produit par un tel aimant est quasiment 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 $1\,\mathrm{cm}^3$), 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 $840\,\mathrm{kA/m} \times 1\,\mathrm{cm}^3 = 0{,}84\,\mathrm{m}^2\mathrm{A}$.
>
> 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 : $10^{23} \times \mu_B = 10^{23} \times 9{,}27 \cdot 10^{-24} \approx 0{,}93\,\mathrm{m}^2\mathrm{A}$.

Bibliographie

[1] J. C. Maxwell, "A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field", *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **155**, 459–512 (1865). Cité à la page 1.

[2] M. Planck, "Uber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum", *Annalen der Physik* **309**, 553–563 (1901). DOI : 10.1002/andp.19013090310. Cité à la page 1.

[3] A. Einstein, "Uber einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt", *Annalen der Physik* **322**, 132–148 (1905). DOI : 10.1002/andp.19053220607. Cité à la page 1.

[4] L. de Broglie, *Recherches sur la théorie des quanta*, Thèse de doctorat, Paris (1924). Cité à la page 1.

[5] C. Davisson et L. H. Germer, "Diffraction of Electrons by a Crystal of Nickel", *Physical Review* **30**, 705–740 (1927). DOI : 10.1103/PhysRev.30.705. Cité à la page 1.

[6] P. E. Moskowitz, P. L. Gould, S. R. Atlas et D. E. Pritchard, "Diffraction of an atomic beam by standing-wave radiation", *Physical Review Letters* **51**, 370–373 (1983). Cité à la page 1.

[7] D. W. Keith, M. L. Schattenburg, H. I. Smith et D. E. Pritchard, "Diffraction of atoms by a transmission grating", *Physical Review Letters* **61**, 1580–1583 (1988). DOI : 10.1103/PhysRevLett.61.1580. Cité à la page 1.

[8] W. D. Phillips, "Nobel Lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms", *Reviews of Modern Physics* **70**, 721–741 (1998). DOI : 10.1103/RevModPhys.70.721. Cité à la page 2.

[9] S. Chu, "Nobel Lecture : The manipulation of neutral particles", *Reviews of Modern Physics* **70**, 685–706 (1998). DOI : 10.1103/RevModPhys.70.685. Cité à la page 2.

[10] C. N. Cohen-Tannoudji, "Nobel Lecture : Manipulating atoms with photons", *Reviews of Modern Physics* **70**, 707–719 (1998). DOI : 10.1103/RevModPhys.70.707. Cité à la page 2.

[11] H. J. Metcalf et P. v. d. Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer (1999). Cité à la page 2.

[12] Meystre, *Atom optics*, Springer (2001). Cité à la page 2.

[13] A. Einstein, "Zur Quantentheorie der Strahlung", *Physikalische Zeitschrift* **18**, 121–128 (1917). Cité à la page 2.

[14] J. P. Gordon, H. J. Zeiger et C. H. Townes, "The Maser-New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer", *Physical Review* **99**, 1264–1274 (1955). DOI : 10.1103/PhysRev.99.1264. Cité à la page 2.

[15] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby", *Nature* **187**, 493 – 494 (1960). DOI : 10.1038/187493a0. Cité à la page 2.

[16] A. Javan, W. R. Bennett et D. R. Herriott, "Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture", *Physical Review Letters* **6**, 106–110 (1961). DOI : 10.1103/PhysRevLett.6.106. Cité à la page 2.

[17] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman et E. A. Cornell, "Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor", *Science* **269**, 198–201 (1995). Cité à la page 2.

[18] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn et W. Ketterle, "Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms", *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969–3973 (1995). DOI : 10.1103/PhysRevLett.75.3969. Cité à la page 2.

[19] W. Ketterle, "Nobel lecture : When atoms behave as waves : Bose-Einstein condensation and the atom laser", *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131–1151 (2002). DOI : 10.1103/RevModPhys.74.1131. Cité aux pages 2 et 3.

[20] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn et W. Ketterle, "Observation of Interference Between Two Bose Condensates", *Science* **275**, n° 5300, 637–641 (1997). Disponible depuis : http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/275/5300/637. DOI : 10.1126/science.275.5300.637. Cité à la page 3.

[21] S. Dettmer, D. Hellweg, P. Ryytty, J. J. Arlt, W. Ertmer, K. Sengstock, D. S. Petrov, G. V. Shlyapnikov, H. Kreutzmann, L. Santos et M. Lewenstein, "Observation of Phase Fluctuations in Elongated Bose-Einstein Condensates", *Physical Review Letters* **87**, n° 16, 160406–+ (2001). DOI : 10.1103/PhysRevLett.87.160406. Cité à la page 3.

[22] S. Richard, F. Gerbier, J. H. Thywissen, M. Hugbart, P. Bouyer et A. Aspect, "Momentum Spectroscopy of 1D Phase Fluctuations in Bose-Einstein Condensates", *Physical Review Letters* **91**, n° 1, 010405–+ (2003). DOI : 10.1103/PhysRevLett.91.010405. Cité à la page 3.

[23] I. Bloch, T. W. Hänsch et T. Esslinger, "Measurement of the spatial coherence of a trapped Bose gas at the phase transition", *Nature* **403**, 166–170 (2000). DOI : 10.1038/35003132. Cité à la page 3.

[24] C. J. Borde, "Atomic clocks and inertial sensors", *Metrologia* **39**, n° 5, 435–463 (2002). Disponible depuis : http://stacks.iop.org/0026-1394/39/435. Cité à la page 3.

[25] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend et W. Ketterle, "Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms", *Physical Review Letters* **78**, 582–585 (1997). DOI : 10.1103/PhysRevLett.78.582. Cité à la page 3.

[26] E. W. Hagley, L. Deng, M. Kozuma, J. Wen, K. Helmerson, S. L. Rolston et W. D. Phillips, "A Well-Collimated Quasi-Continuous Atom Laser", *Science* **283**, 1706–+ (1999). Cité à la page 3.

[27] I. Bloch, T. W. Hänsch et T. Esslinger, "Atom Laser with a cw Output Coupler", *Physical Review Letters* **82**, 3008–3011 (1999). DOI : 10.1103/PhysRevLett.82.3008. Cité à la page 3.

[28] N. P. Robins, C. Figl, S. A. Haine, A. K. Morrison, M. Jeppesen, J. J. Hope et J. D. Close, "Achieving Peak Brightness in an Atom Laser", *Physical Review Letters* **96**, n° 14, 140403–+ (2006). DOI : 10.1103/PhysRevLett.96.140403. Cité à la page 3.

[29] N. P. Robins, A. K. Morrison, J. J. Hope et J. D. Close, "Limits to the flux of a continuous atom laser", *Phys. Rev. A* **72**, n° 3, 031606–+ (2005). DOI : 10.1103/PhysRevA.72.031606. Cité à la page 3.

[30] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler et M. Weitz, "All-Optical Realization of an Atom Laser", *Physical Review Letters* **91**, n° 24, 240408–+ (2003). DOI : 10.1103/PhysRevLett.91.240408. Cité aux pages 4 et 124.

[31] Y. Le Coq, J. H. Thywissen, S. A. Rangwala, F. Gerbier, S. Richard, G. Delannoy, P. Bouyer et A. Aspect, "Atom Laser Divergence", *Physical Review Letters* **87**, n° 17, 170403–+ (2001). Cité à la page 4.

[32] J.-F. Riou, W. Guerin, Y. L. Coq, M. Fauquembergue, V. Josse, P. Bouyer et A. Aspect, "Beam Quality of a Nonideal Atom Laser", *Physical Review Letters* **96**, n° 7, 070404–+ (2006). DOI : 10.1103/PhysRevLett.96.070404. Cité à la page 4.

[33] M. Köhl, T. W. Hänsch et T. Esslinger, "Measuring the Temporal Coherence of an Atom Laser Beam", *Physical Review Letters* **87**, n° 16, 160404–+ (2001). DOI : 10.1103/PhysRevLett.87.160404. Cité à la page 4.

[34] A. Öttl, S. Ritter, M. Köhl et T. Esslinger, "Correlations and Counting Statistics of an Atom Laser", *Physical Review Letters* **95**, n° 9, 090404–+ (2005). DOI : 10.1103/PhysRevLett.95.090404. Cité à la page 4.

[35] I. Bloch, M. Köhl, M. Greiner, T. W. Hänsch et T. Esslinger, "Optics with an Atom Laser Beam", *Phys. Rev. Lett.* **87**, n° 3, 030401 (2001). DOI : 10.1103/PhysRevLett.87.030401. Cité à la page 4.

[36] A. P. Chikkatur, Y. Shin, A. E. Leanhardt, D. Kielpinski, E. Tsikata, T. L. Gustavson, D. E. Pritchard et W. Ketterle, "A Continuous Source of Bose-Einstein Condensed Atoms", *Science* **296**, 2193–2195 (2002). Cité à la page 4.

[37] E. Mandonnet, A. Minguzzi, R. Dum, I. Carusotto, Y. Castin et J. Dalibard, "Evaporative cooling of an atomic beam", *Eur. Phys. J. D* **10**, 9–18 (2000). DOI : 10.1007/s100530050521. Cité à la page 4.

[38] T. Lahaye, Z. Wang, G. Reinaudi, S. P. Rath, J. Dalibard et D. Guéry-Odelin, "Evaporative cooling of a guided rubidium atomic beam", *Phys. Rev. A* **72**, n° 3, 033411 (2005). DOI : 10.1103/PhysRevA.72.033411. Cité aux pages 5, 36 et 185.

[39] T. Lahaye, G. Reinaudi, Z. Wang, A. Couvert et D. Guéry-Odelin, "Transport of atom packets in a train of Ioffe-Pritchard traps", *Phys. Rev. A* **74**, n° 3, 033622 (2006). DOI : 10.1103/PhysRevA.74.033622. Cité aux pages 5, 140, 185 et 186.

[40] G. Reinaudi, Z. Wang, A. Couvert, T. Lahaye et D. Guéry-Odelin, "A moving magnetic mirror to slow down a bunch of atoms", *Eur. Phys. J. D* **40**, 405–410 (2006). DOI : 10.1140/epjd/e2006-00244-6. Cité aux pages 5, 59, 185 et 186.

[41] G. Reinaudi, T. Lahaye, A. Couvert, Z. Wang et D. Guéry-Odelin, "Evaporation of an atomic beam on a material surface", *Phys. Rev. A* **73**, n° 3, 035402 (2006). DOI : 10.1103/PhysRevA.73.035402. Cité aux pages 5 et 185.

[42] A. Couvert, T. Kawalec, G. Reinaudi et D. Guéry-Odelin, "Optimal transport of ultracold atoms in the non-adiabatic regime", *To appear in Europhys. Lett.* (2008). Cité aux pages 5, 185 et 186.

[43] G. Reinaudi, T. Lahaye , Z. Wang et D. Guéry-Odelin, "Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms", *Opt. Lett.* **32**, n° 21, 3143–3145 (2007). DOI : 10.1364/OL.32.003143. Cité aux pages 5, 185 et 187.

[44] A. Couvert, M. Jeppesen, T. Kawalec, G. Reinaudi, R. Mathevet et D. Guéry-Odelin, "A quasi-monomode guided atom-laser from an all-optical Bose-Einstein condensate", *ArXiv e-prints* **802.2601** (2008). Cité aux pages 5 et 185.

[45] G. Reinaudi et D. Guery-Odelin, "Maxwel's demon in the generation of an intense and slow guided beam", *Phys. Rev. A* **78**, 015401 (2008). Cité aux pages 5, 185 et 186.

[46] D. M. Harber, J. M. McGuirk, J. M. Obrecht et E. A. Cornell, "Thermally Induced Losses in Ultra-Cold Atoms Magnetically Trapped Near Room-Temperature Surfaces", *J. Low Temp. Phys.* **133**, 229 (2003). DOI : 10.1023/A:1026084606385. Cité aux pages 5, 38, 46 et 55.

[47] T. Lahaye, "Refroidissement par évaporation d'un jet atomique guidé magnétiquement", *Annales de Physique* **31**, 1–166 (2006). DOI : 10.1051/anphys:2006006. Cité aux pages 10, 12, 16, 18, 20, 22, 24, 28, 30, 31 et 34.

[48] J. Schmiedmayer, "Guiding and trapping a neutral atom on a wire", *Phys. Rev. A* **52**, 13 (1995). DOI : 10.1103/PhysRevA.52.R13. Cité à la page 10.

[49] M. Key, I. G. Hughes, W. Rooijakkers, B. E. Sauer, E. A. Hinds, D. J. Richardson et P. G. Kazansky, "Propagation of Cold Atoms along a Miniature Magnetic Guide", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1371–1373 (2000). DOI : 10.1103/PhysRevLett.84.1371. Cité à la page 10.

[50] N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, S. P. Smith, M. Drndić, R. M. Westervelt et M. Prentiss, "Guiding Neutral Atoms on a Chip", *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1124–1127 (2000). DOI : 10.1103/PhysRevLett.84.1124. Cité à la page 10.

[51] B. K. Teo et G. Raithel, "Loading mechanism for atomic guides", *Phys. Rev. A* **63**, n° 3, 031402 (2001). DOI : 10.1103/PhysRevA.63.031402. Cité à la page 10.

[52] J. A. Sauer, M. D. Barrett et M. S. Chapman, "Storage Ring for Neutral Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **87**, n° 26, 260401 (2001). DOI : 10.1103/PhysRevLett.87.270401. Cité à la page 10.

[53] E. A. Hinds et C. Eberlein, "Quantum propagation of neutral atoms in a magnetic quadrupole guide", *Phys. Rev. A* **61**, n° 3, 033614–+ (2000). DOI : 10.1103/PhysRevA.61.033614. Cité à la page 11.

[54] A. L. Migdall, W. D. Phillips, J. V. Prodan, T. H. Bergeman et H. J. Metcalf, "First observation of magnetically trapped neutral atoms", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596–2599 (1985). DOI : 10.1103/PhysRevLett.54.2596. Cité à la page 12.

[55] C. V. Sukumar et D. M. Brink, "Spin-flip transitions in a magnetic trap", *Phys. Rev. A* **56**, 2451–2454 (1997). DOI : 10.1103/PhysRevA.56.2451. Cité à la page 13.

[56] N. V. Vitanov et B. M. Garraway, "Landau-Zener model : Effects of finite coupling duration", *Phys. Rev. A* **53**, n° 6, 4288–4304 (1996). DOI : 10.1103/PhysRevA.53.4288. Cité à la page 14.

[57] P. Cren, C. F. Roos, A. Aclan, J. Dalibard et D. Guéry-Odelin, "Loading of a cold atomic beam into a magnetic guide", *Eur. Phys. J. D* **20**, 107–116 (2002). Cité aux pages 17 et 36.

[58] C. F. Roos, P. Cren, T. Lahaye, J. Dalibard et D. Guéry-Odelin, "Injection of a cold atomic beam into a magnetic guide", *Laser Phys.* **13**, 605 (2003). Cité aux pages 18 et 36.

[59] G. M. Carter et D. E. Pritchard, "Recirculating atomic beam oven", *Rev. Sci. Instrum.* **49**, 120–121 (1978). Cité à la page 18.

[60] W. D. Phillips et H. Metcalf, "Laser Deceleration of an Atomic Beam", *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596–599 (1982). DOI : 10.1103/PhysRevLett.48.596. Cité à la page 18.

[61] J. V. Prodan, W. D. Phillips et H. Metcalf, "Laser Production of a Very Slow Monoenergetic Atomic Beam", *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1149–1153 (1982). DOI : 10.1103/PhysRevLett.49.1149. Cité à la page 18.

[62] J. Prodan, A. Migdall, W. D. Phillips, I. So, H. Metcalf et J. Dalibard, "Stopping atoms with laser light", *Phys. Rev. Lett.* **54**, 992–995 (1985). DOI : 10.1103/PhysRevLett.54.992. Cité à la page 18.

[63] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati et W. D. Phillips, "Ramsey resonance in a Zacharias fountain", *Europhys. Lett.* **16**, 165 (1991). Cité aux pages 20 et 139.

[64] T. Lahaye et D. Guéry-Odelin, "Kinetics of the evaporative cooling of an atomic beam", *Phys. Rev. A* **73**, n° 6, 063622 (2006). DOI : 10.1103/PhysRevA.73.063622. Cité aux pages 22, 33, 53 et 91.

[65] T. Fernholz, R. Gerritsma, S. Whitlock, I. Barb et R. J. C. Spreeuw, "A self-biased permanent magnet atom chip for Bose-Einstein condensation", *ArXiv e-prints* **705** (2007). Cité à la page 24.

[66] T. Lahaye et D. Guéry-Odelin, "Discrete-step evaporation of an atomic beam", *Eur. Phys. J. D* **33**, 67–75 (2005). DOI : 10.1140/epjd/e2005-00007-y. Cité aux pages 31, 33 et 46.

[67] K. B. Davis, M.-O. Mewes et W. Ketterle, "An analytical model for evaporative cooling of atoms", *Applied Physics B : Lasers and Optics* **60**, 155–159 (1995). DOI : 10.1007/BF01135857. Cité aux pages 33 et 91.

[68] M. Anderlini et D. Guéry-Odelin, "Thermalization in mixtures of ultracold gases", *Phys. Rev. A* **73**, n° 3, 032706 (2006). DOI : 10.1103/PhysRevA.73.032706. Cité à la page 33.

[69] T. Lahaye, J. M. Vogels, K. J. Günter, Z. Wang, J. Dalibard et D. Guéry-Odelin, "Realization of a Magnetically Guided Atomic Beam in the Collisional Regime", *Phys. Rev. Lett.* **93**, n° 9, 093003 (2004). DOI : 10.1103/PhysRevLett.93.093003. Cité à la page 36.

[70] Y.-J. Lin, I. Teper, C. Chin et V. Vuletić, "Impact of the Casimir-Polder Potential and Johnson Noise on Bose-Einstein Condensate Stability Near Surfaces", *Phys. Rev. Lett.* **92**, n° 5, 050404–+ (2004). DOI : 10.1103/PhysRevLett.92.050404. Cité aux pages 38 et 39.

[71] H. Yoshida, "Recent Progress in the Theory and Application of Symplectic Integrators", *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy* **56**, 27–43 (1993). DOI : 10.1007/BF00699717. Cité à la page 48.

[72] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling et B. P. Flannery, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*, Cambridge : University Press, |c1992, 2nd ed. (1992). Cité à la page 48.

[73] A. Steyerl, H. Nagel, F.-X. Schreiber, K.-A. Steinhauser, R. Gähler, W. Gläser, P. Ageron, J. M. Astruc, W. Drexel, G. Gervais et W. Mampe, "A new source of cold and ultracold neutrons", *Phys. Lett. A* **116**, 347–352 (1986). DOI : 10.1016/0375-9601(86)90587-6. Cité à la page 62.

[74] S. A. Werner et 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). DOI : 10.1016/0168-583X(88)90495-8. Cité à la page 62.

[75] H. Rauch et S. Werner, "BOOK REVIEW : Neutron Interferometry : Lessons in Experimental Quantum Mechanics", *Measurement Science and Technology* **12**, 355–+ (2001). Cité à la page 62.

[76] A. Libson, M. Riedel, G. Bronshtein, E. Narevicius, U. Even et M. G. Raizen, "Towards coherent control of supersonic beams : a new approach to atom optics", *New J. Phys.* **8**, 77 (2006). DOI : 10.1088/1367-2630/8/5/077. Cité à la page 62.

[77] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles et J. Dalibard, "Phase Modulation of Atomic de Broglie Waves", *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4972–4975 (1995). DOI : 10.1103/PhysRevLett.74.4972. Cité à la page 68.

[78] M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard et A. M. Steane, "Atom optics in the time domain", *Phys. Rev. A* **53**, 3369–3378 (1996). DOI : 10.1103/PhysRevA.53.3369. Cité à la page 68.

[79] A. I. Sidorov, R. J. McLean, W. J. Rowlands, D. C. Lau, J. E. Murphy, M. Walkiewicz, G. I. Opat et P. Hannaford, "Specular reflection of cold caesium atoms from a magnetostatic mirror", *Quantum and Semiclassical Optics* **8**, 713–725 (1996). Cité à la page 68.

[80] K. S. Johnson, M. Drndic, J. H. Thywissen, G. Zabow, R. M. Westervelt et M. Prentiss, "Atomic Deflection Using an Adaptive Microelectromagnet Mirror", *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1137–1141 (1998). DOI : 10.1103/PhysRevLett.81.1137. Cité à la page 68.

[81] 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 et A. Aspect, "Properties of microelectromagnet mirrors as reflectors of cold Rb atoms", *Phys. Rev. A* **60**, 4012–4015 (1999). DOI : 10.1103/PhysRevA.60.4012. Cité à la page 68.

[82] I. G. Hughes, P. A. Barton, T. M. Roach, M. G. Boshier et E. A. Hinds, "Atom optics with magnetic surfaces : I. Storage of cold atoms in a curved 'floppy disk' ", *J. Phys. B* **30**, 647–658 (1997). Cité à la page 68.

[83] P. Rosenbusch, B. V. Hall, I. G. Hughes, C. V. Saba et E. A. Hinds, "Manipulation of cold atoms by an adaptable magnetic reflector", *Appl. Phys. B* **70**, 709–720 (2000). Cité à la page 68.

[84] E. A. Cornell, C. Monroe et C. E. Wieman, "Multiply loaded, ac magnetic trap for neutral atoms", *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2439–2442 (1991). DOI : 10.1103/PhysRevLett.67.2439. Cité à la page 90.

[85] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell et C. E. Wieman, "Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3331–3334 (1996). DOI : 10.1103/PhysRevLett.77.3331. Cité à la page 90.

[86] K. Dieckmann, R. J. Spreeuw, M. Weidemüller et J. T. Walraven, "Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms", *Phys. Rev. A* **58**, 3891–3895 (1998). DOI : 10.1103/PhysRevA.58.3891. Cité à la page 90.

[87] M. Greiner, I. Bloch, T. W. Hänsch et T. Esslinger, "Magnetic transport of trapped cold atoms over a large distance", *Phys. Rev. A* **63**, n° 3, 031401–+ (2001). DOI : 10.1103/PhysRevA.63.031401. Cité aux pages 91 et 140.

[88] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff et T. W. Hänsch, "Magnetic Conveyor Belt for Transporting and Merging Trapped Atom Clouds", *Phys. Rev. Lett.* **86**, 608–611 (2001). DOI : 10.1103/PhysRevLett.86.608. Cité à la page 91.

[89] P. Hommelhoff, W. Hänsel, T. Steinmetz, T. W. Hänsch et J. Reichel, "Transporting, splitting and merging of atomic ensembles in a chip trap", *New J. Phys.* **7**, 3–+ (2005). DOI : 10.1088/1367-2630/7/1/003. Cité à la page 91.

[90] H. J. Lewandowski, D. M. Harber, D. L. Whitaker et E. A. Cornell, "Simplified System for Creating a Bose-Einstein Condensate", *J. Low Temp. Phys.* **132**, n° 5, 309 (2003). DOI : 10.1023/A:1024800600621. Cité aux pages 91 et 140.

[91] K. Nakagawa, Y. Suzuki, M. Horikoshi et J. B. Kim, "Simple and efficient magnetic transport of cold atoms using moving coils for the production of Bose Einstein condensation", *Applied Physics B : Lasers and Optics* **81**, 791–794 (2005). DOI : 10.1007/s00340-005-1953-8. Cité aux pages 91 et 140.

[92] T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Görlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard et W. Ketterle, "Transport of Bose-Einstein Condensates with Optical Tweezers", *Phys. Rev. Lett.* **88**, n° 2, 020401–+ (2002). DOI : 10.1103/PhysRevLett.88.020401. Cité aux pages 91 et 140.

[93] S. Schmid, G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang et J. Hecker Denschlag, "Long distance transport of ultracold atoms using a 1D optical lattice", *New J. Phys.* **8**, 159–+ (2006). DOI : 10.1088/1367-2630/8/8/159. Cité aux pages 91 et 140.

[94] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsch et I. Bloch, "Coherent Transport of Neutral Atoms in Spin-Dependent Optical Lattice Potentials", *Phys. Rev. Lett.* **91**, n° 1, 010407–+ (2003). DOI : 10.1103/PhysRevLett.91.010407. Cité à la page 91.

[95] W. Ketterle et N. J. van Druten, "Bose-Einstein condensation of a finite number of particles trapped in one or three dimensions", *Phys. Rev. A* **54**, 656–660 (1996). DOI : 10.1103/PhysRevA.54.656. Cité à la page 91.

[96] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin et A. Cable, "Experimental observation of optically trapped atoms", *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314–317 (1986). DOI : 10.1103/PhysRevLett.57.314. Cité à la page 124.

[97] C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich et S. Chu, "Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap", *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3577–3580 (1995). DOI : 10.1103/PhysRevLett.74.3577. Cité à la page 124.

[98] M. D. Barrett, J. A. Sauer et M. S. Chapman, "All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate", *Phys. Rev. Lett.* **87**, n° 1, 010404–+ (2001). DOI : 10.1103/PhysRevLett.87.010404. Cité aux pages 124 et 138.

[99] G. Cennini, G. Ritt, C. Geckeler et M. Weitz, "Bose-Einstein condensation in a CO_2-laser optical dipole trap", *Applied Physics B : Lasers and Optics* **77**, 773–779 (2003). DOI : 10.1007/s00340-003-1333-1. Cité à la page 124.

[100] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl et R. Grimm, "Bose-Einstein Condensation of Cesium", *Science* **299**, 232–235 (2003). Cité à la page 124.

[101] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl et R. Grimm, "Two-Dimensional Bose-Einstein Condensate in an Optical Surface Trap", *Phys. Rev. Lett.* **92**, n° 17, 173003–+ (2004). DOI : 10.1103/PhysRevLett.92.173003. Cité à la page 124.

[102] S. Du, M. B. Squires, Y. Imai, L. Czaia, R. A. Saravanan, V. Bright, J. Reichel, T. W. Hänsch et D. Z. Anderson, "Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell", *Phys. Rev. A* **70**, n° 5, 053606–+ (2004). DOI : 10.1103/PhysRevA.70.053606. Cité à la page 124.

[103] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*, John Wiley & Sons (New York) (1991). DOI : 10.1002/0471213748. Cité aux pages 124 et 129.

[104] R. Grimm, M. Weidemüller et Y. B. Ovchinnikov, "Optical dipole traps for neutral atoms", *ArXiv Physics e-prints* (1999). Cité à la page 128.

[105] R. Jáuregui, "Nonperturbative and perturbative treatments of parametric heating in atom traps", *Phys. Rev. A* **64**, n° 5, 053408–+ (novembre 2001). DOI : 10.1103/PhysRevA.64.053408. Cité à la page 135.

[106] P. Ahmadi, B. P. Timmons et G. S. Summy, "Geometrical effects in the loading of an optical atom trap", *Phys. Rev. A* **72**, 023411 (2005). Cité à la page 135.

[107] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin et D. E. Pritchard, "High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap", *Physical Review Letters* **70**, 2253–2256 (1993). DOI : 10.1103/PhysRevLett.70.2253. Cité à la page 135.

[108] K. M. O'hara, M. E. Gehm, S. R. Granade et J. E. Thomas, "Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps", *Phys. Rev. A* **64**, n° 5, 051403–+ (2001). DOI : 10.1103/PhysRevA.64.051403. Cité à la page 137.

[109] T. Kinoshita, T. Wenger et D. S. Weiss, "All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap", *Phys. Rev. A* **71**, n° 1, 011602–+ (2005). DOI : 10.1103/PhysRevA.71.011602. Cité à la page 138.

[110] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, M. Müller, V. Gomer et D. Meschede, "Deterministic Delivery of a Single Atom", *Science* **293**, 278–281 (2001). DOI : 10.1126/science.1062725. Cité à la page 140.

[111] R. Reichle, D. Leibfried, R. B. Blakestad, J. Britton, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidelin et D. J. Wineland, "Transport dynamics of single ions in segmented microstructured Paul trap arrays", *Fortschritte der Physik* **54**, 666–685 (2006). DOI : 10.1002/prop.200610326. Cité à la page 144.

[112] W. Kohn, "Cyclotron Resonance and de Haas-van Alphen Oscillations of an Interacting Electron Gas", *Physical Review* **123**, 1242–1244 (1961). DOI : 10.1103/PhysRev.123.1242. Cité à la page 145.

[113] L. Brey, N. F. Johnson et B. I. Halperin, "Optical and magneto-optical absorption in parabolic quantum wells", *Phys. Rev. B* **40**, 10647–10649 (1989). DOI : 10.1103/PhysRevB.40.10647. Cité à la page 145.

[114] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics*, Introduction to Fourier optics, 3rd ed., by J.W. Goodman. Englewood, CO : Roberts & Co. Publishers, 2005 (2005). Cité à la page 149.

[115] F. J. Harris, "On the Use of Windows for Harmonic Analysis with the Discrete Fourier Transform", dans "Proc. IEEE, Volume 66, p. 51-83", tome 66 de *Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc. Conference*, pages 51–83 (1978). Cité à la page 149.

[116] W. Ketterle, D. S. Durfee et D. M. Stamper-Kurn, "Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates", *ArXiv Condensed Matter e-prints* (1999). Cité aux pages 167, 171 et 173.

[117] S. Kadlecek, J. Sebby, R. Newell et T. G. Walker, "Nondestructive spatial heterodyne imaging of cold atoms", *Opt. Lett.* **26**, 137–139 (2001). Cité à la page 167.

[118] M. T. DePue, S. Lukman Winoto, D. J. Han et D. S. Weiss, "Transient compression of a MOT and high intensity fluorescent imaging of optically thick clouds of atoms", *Opt. Commun.* **180**, 73–79 (2000). Cité à la page 169.

[119] L. D. Turner, K. P. Weber, D. Paganin et R. E. Scholten, "Off-resonant defocus-contrast imaging of cold atoms", *Opt. Lett.* **29**, 232–234 (2004). Cité à la page 173.

[120] R. R. Mhaskar, S. E. Olson et G. Raithel, "Open-channel fluorescence imaging of atoms in high-gradient magnetic fields", *Eur. Phys. J. D* **41**, 221–227 (2007). DOI : 10.1140/epjd/e2006-00242-8. Cité à la page 175.

[121] J. Marriner, "Stochastic Cooling Overview", Rapport technique, Fermi National Accelerator Laboratory (2002). Cité à la page 194.

[122] K. Huang, *Statistical Mechanics*, Wiley (1987). Cité à la page 194.

[123] J. C. Maxwell, *Theory of Heat*, Longmans (London) (1871). Cité à la page 195.

[124] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions : Basic Processes and Applications*, Atom-Photon Interactions : Basic Processes and Applications, by Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, Gilbert Grynberg, pp. 678. ISBN 0-471-29336-9. Wiley-VCH , March 1998. (1998). Cité à la page 197.

[125] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloe, *Quantum Mechanics, Volume 2*, tome 2, Quantum Mechanics (1986). Cité aux pages 200 et 201.

[126] I. H. Deutsch et P. S. Jessen, "Quantum-state control in optical lattices", *Phys. Rev. A* **57**, 1972–1986 (1998). DOI : 10.1103/PhysRevA.57.1972. Cité à la page 200.

[127] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Oxford University Press (2000). Cité à la page 201.

[128] K. W. Miller, S. Dürr et C. E. Wieman, "rf-induced Sisyphus cooling in an optical dipole trap", *Phys. Rev. A* **66**, n° 2, 023406–+ (2002). DOI : 10.1103/PhysRevA.66.023406. Cité à la page 203.

Résumé

Ce manuscrit présente différentes études expérimentales qui s'inscrivent dans le cadre d'une recherche dont l'objectif est la réalisation d'un "*laser à atomes*" continu et intense. Nous commençons par décrire le dispositif expérimental qui permet de mettre en œuvre le refroidissement par évaporation forcée d'un jet atomique guidé magnétiquement. Le gain observé, d'un facteur 10, sur la densité dans l'espace des phases est limité par la dynamique collisionnelle du jet.

Pour améliorer les performances du refroidissement, il apparaît nécessaire de développer de nouvelles techniques expérimentales. Nous détaillons ainsi une nouvelle méthode d'évaporation très efficace, par mise en contact des atomes du jet avec une surface matérielle.

Les autres études menées portent sur la production et la manipulation de nuages atomiques ultra-froids. La première consiste à ralentir des paquets atomiques par réflexion sur un miroir magnétique mobile. La seconde permet la capture et le refroidissement d'une succession de paquets atomiques dans un train de pièges de Ioffe-Pritchard. La dernière technique met en œuvre un piège dipolaire, produit par un faisceau laser de forte puissance, afin de produire puis de mettre en mouvement des paquets atomiques ultra-froids très denses. Nous présentons enfin un nouveau protocole d'imagerie par absorption donnant accès à des mesures quantitatives et précises des nuages atomiques optiquement épais que nous produisons.

Mots-clés: laser à atomes, évaporation, jet atomique, guide magnétique, paquet atomique, miroir magnétique, Démon de Maxwell, train de pièges de Ioffe-Pritchard, piège dipolaire, transport non-adiabatique, imagerie par absorption.

Abstract

This manuscript presents various studies for an experiment aimed at achieving a continuous and intense "*atom laser*". We start by describing the experimental setup that allows us to implement the forced evaporative cooling of a magnetically guided atomic beam. The observed gain, by a factor of 10, on the phase space density is limited by the collisional dynamics.

To improve the performance of evaporative cooling, it appears to be necessary to develop new experimental techniques. We describe a method of evaporation of the beam, by contact with a material surface.

The other studies address the production and manipulation of ultra-cold atomic clouds. The first consists in the slowing down of atomic packets by reflection on a moving magnetic mirror. The second allows the capture and cooling of a succession of packets in a train of Ioffe-Pritchard's traps. The last technique relies on a dipolar trap, produced by a powerful laser beam, in order to produce and then to set in motion dense ultra-cold clouds. We finally report on a new absorption imaging protocol which provides to quantitative accurate measurements for the optically thick atomic clouds that we can produce.

Keywords: atom laser, evaporation, atomic beam, magnetic guide, atomic packet, magnetic mirror, Maxwell's Demon, train of Ioffe-Pritchard's traps, dipole trap, non-adiabatic transport, absorption imaging.