



HAL
open science

Manipulation d'atomes froids par des puces atomiques optiques

Olivier Alloschery

► **To cite this version:**

Olivier Alloschery. Manipulation d'atomes froids par des puces atomiques optiques. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007. Français. NNT: . tel-00157090

HAL Id: tel-00157090

<https://theses.hal.science/tel-00157090>

Submitted on 25 Jun 2007

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.

Manipulation d'atomes froids par des puces atomiques optiques

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 8 juin 2007

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université de Toulouse
(spécialité physique atomique et moléculaire)

par

Olivier Alloschery

Composition du jury

Président : M. J. Reichel
Rapporteurs : M. P. Bouyer
M. A. Rauschenbeutel
Examineurs : M. B. Girard
M. R. Mathevet
M. J. Weiner (directeur de thèse)

Mis en page avec la classe ThUps.

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité. Je remercie vivement ses membres pour leur accueil chaleureux, et en particulier Marie France Rolland sans qui je me serais perdu plus d'une fois dans les profondeurs d'une administration souvent capricieuse.

J'ai eu la chance d'être encadré dans ce travail par John Weiner. Sa passion et sa dévotion totale pour les sciences m'ont guidé pendant ces quatre années. Merci de m'avoir fait confiance.

Je remercie infiniment Renaud Mathevet d'avoir été présent au jour le jour pour m'aider tout au long de ce travail. En plus des discussions scientifiques, j'ai sincèrement apprécié nos enrichissantes conversations sur des sujets variés, sa disponibilité, sa bonne humeur, et sa patience. Je n'ai aucun doute sur le fait que d'autres petites graines qu'il a planté germeront dans les années à venir.

Je tiens également à remercier Guillaume Gay, qui a partagé mes trois premières années en salle d'expérience.

Merci à Bruno Viaris et Gilles Bailly, notamment pour avoir partagé avec moi leurs connaissances en électronique, et de m'avoir communiqué leur intérêt pour ce domaine.

La bonne humeur de Gérard Tréneç et sa grande disponibilité pour m'aider à contourner les divers problèmes mécaniques m'ont régulièrement aidé à avancer dans ce travail.

Ce travail n'aurait pu aboutir sans l'aide d'Henri Lezec qui a réalisé les structures présentées dans ce mémoire.

Les différentes conférences auxquelles j'ai participé m'ont également permis de discuter avec de nombreuses personnes. Ces interactions ont été bien souvent l'occasion de clarifier et de développer mes idées. Ces travaux en ont grandement profité.

Merci en outre à tous les développeurs de logiciels libres d'offrir leur temps et leurs compétences au service d'autrui. J'ai abondamment utilisé leurs programmes au cours de ces dernières années, et continuerai de le faire.

Je remercie Philippe Bouyer et Arno Rauschenbeutel pour leur lecture critique et approfondie de ce manuscrit. Je leur suis reconnaissant, ainsi qu'à Jakob Reichel et Bertrand Girard, d'avoir accepté de faire parti de mon jury de soutenance.

Merci enfin à ma famille et à Stéphanie pour leur soutien.

Ces travaux ont été soutenus par les programmes Nanocold et Fastnet.

À mes grands parents

Table des matières

Avant propos	1
---------------------	----------

Introduction générale	3
------------------------------	----------

Partie I Piège magnéto-optique à miroir	5
--	----------

Introduction	7
---------------------	----------

Chapitre 1 Forces radiatives	9
-------------------------------------	----------

1.1 Notations	9
1.2 Évolution de l'opérateur densité atomique	10
1.2.1 Équation d'évolution	10
1.2.2 Approximation du champ tournant	10
1.2.3 Équations de Bloch optiques	11
1.3 Deux types de forces	13
1.3.1 Force spontanée ou force de pression de radiation	15
1.3.2 Force dipolaire	16
1.4 Piège magnéto-optique	17
1.4.1 Mélasse optique	17
1.4.2 Force de rappel	19
1.4.3 Piège magnéto-optique à 3 dimensions	20
1.4.4 Piège magnéto-optique à miroir	22
1.5 Conclusion	23

Chapitre 2 Description du dispositif expérimental	25
2.1 Enceinte à vide	26
2.1.1 Description	26
2.1.2 Étuvage	27
2.1.3 Mesures de pressions	29
2.2 Systèmes laser	30
2.2.1 Système laser du PMOM	30
2.2.2 Système laser repompeur	36
2.2.3 Rôle des modulateurs acousto-optiques	37
2.2.4 Injection dans les fibres optiques	37
2.2.5 Laser dipolaire	42
2.3 Champ magnétique	42
2.3.1 Gradient de champ magnétique	42
2.3.2 Compensation du champ magnétique ambiant	43
2.4 Système d'imagerie	43
2.4.1 Schéma du système d'imagerie	44
2.4.2 Lien entre l'absorption et le nombre d'atomes	46
2.4.3 Choix des paramètres	49
2.4.4 Rapports signal/fond et signal/bruit	51
2.4.5 Mesures de températures	54
2.4.6 Imagerie du piège dipolaire	55
2.4.7 Bilan	59
2.5 Pilotage informatique	59
2.6 Conclusion	61
Chapitre 3 Piège magnéto-optique à miroir	63
3.1 Dispositif expérimental	63
3.2 Procédure de réglage du PMOM	64
3.3 Choix des paramètres de fonctionnement	65
3.3.1 Désaccord des laser du PMOM	65
3.3.2 Phase de coupure	66
3.3.3 Gradient de champ magnétique	67
3.3.4 Intensité relative des bras	68
3.3.5 Intensité du repompeur	69
3.3.6 Distance au miroir	69

3.4	Refroidissement Raman	72
3.5	Première utilisation pour le piégeage dipolaire	73
3.6	Conclusion	73

Partie II	Piégeage dipolaire	75
------------------	---------------------------	-----------

Introduction	77
---------------------	-----------

Chapitre 4 Zones de Fresnel et simulation des structures	79
---	-----------

4.1	Lentilles de Fresnel	79
4.2	Simulations numériques 1D	81
4.2.1	Simulation directe	81
4.2.2	Simulation par transformée de Fourier	83
4.2.3	Comparaisons	87
4.2.4	Cas de la symétrie circulaire	89
4.3	Simulations numériques 2D	90
4.3.1	Choix d’algorithme	90
4.3.2	Estimation de l’erreur	91
4.3.3	Comparaison des simulations 1D et 2D	92
4.4	Conclusion	94

Chapitre 5 Caractérisation optique des structures utilisées	95
--	-----------

5.1	Réalisation des structures	95
5.2	Dispositif expérimental	96
5.2.1	Schéma	96
5.2.2	Paramètres	97
5.2.3	Procédure de réglage	99
5.2.4	Étalonnage du système d’imagerie	100
5.3	Lentille cylindrique de focale 500 μm	100
5.3.1	Comparaison aux simulations	100

5.3.2	Rôle de la polarisation incidente	102
5.3.3	Puissance transmise	103
5.3.4	Condition d'éclairage	103
5.3.5	Diffraction selon l'axe des fentes	104
5.4	Conclusion	104
Chapitre 6 Les différentes structures utilisées		107
6.1	Lentilles cylindriques de focales fixes	108
6.1.1	Focale 500 μm – 2 \times 12 fentes latérales	109
6.1.2	Focale 500 μm – 2 \times 3 fentes latérales	110
6.1.3	Focale 300 μm – 2 \times 3 fentes latérales	111
6.1.4	Rôle des fentes latérales	112
6.2	Réseaux	113
6.2.1	Réseau de trois lentilles $f = 500 \mu\text{m}$	113
6.2.2	Réseaux de lentilles $f = 200 \mu\text{m}$	115
6.2.3	Réseau de lentilles $f = 100 \mu\text{m}$	118
6.3	Autres structures	120
6.3.1	Lentille circulaire $f = 500 \mu\text{m}$	120
6.3.2	Réseau de quatre lentilles circulaires de 300 μm	122
6.3.3	Lentille à focale variable	123
6.4	Profondeur et fréquences d'oscillations	127
6.5	Conclusion	128
Chapitre 7 Piégeage des atomes dans les structures		129
7.1	Piégeage des atomes	130
7.1.1	Source d'atomes	130
7.1.2	Laser dipolaire	133
7.2	Imagerie	136
7.3	Durées de vie	138
7.4	Lentilles cylindriques simples	141
7.4.1	Lentille de focale 500 μm horizontale	141
7.4.2	Lentille de focale 300 μm horizontale	146
7.4.3	Lentille de focale 500 μm verticale	149
7.5	Réseau de lentilles cylindriques	150
7.5.1	Piégeage des atomes dans les structures	150

7.5.2	Adressage des pièges	152
7.6	Lentilles circulaires	153
7.6.1	Lentille circulaire simple de 500 μm	153
7.6.2	Réseau de lentille 300 μm	155
7.7	Lentille à focale variable	157
7.8	Conclusion	159
Chapitre 8 Perspectives		161
8.1	Lois d'échelles	161
8.1.1	Profondeur	161
8.1.2	Dimensions du piège	163
8.2	Lentille à focale variable	165
8.2.1	Amélioration du dessin	165
8.2.2	Apodisation	167
8.2.3	Proposition de lentille à focale variable	168
8.2.4	Lentille de phase	169
8.3	Réseaux de lentilles	169
8.4	Pièges bleus	172
8.5	Amélioration du dispositif expérimental	173
8.6	Conclusion	173
Conclusion générale		175
Annexe A Quelques données sur l'atome de césium		177
A.1	Grandeurs caractéristiques	177
A.2	Structure électronique	178
Annexe B Forces radiatives pour l'atome de Césium		179
B.1	Rapports de branchement	179
B.2	Profondeur de piège	180
Annexes		177
Bibliographie		183

Avant propos

Depuis 2000, notre équipe s'intéresse à la manipulation d'atomes froids par des laser, et plus particulièrement par les forces dipolaires. Peu après mon arrivée en septembre 2003, un intérêt tout particulier a été porté sur la mise en forme de faisceaux par des structures diffractives.

Les recherches se sont progressivement développées dans deux directions. D'une part l'étude des propriétés optiques de structures de tailles sub-longueur d'onde et leurs relations avec la plasmonique. D'autre part, le piégeage d'atomes froids dans des champs façonnés à des échelles mésoscopiques de quelques dizaines à quelques centaines de microns, relevant d'une optique plus conventionnelle. S'il s'agit d'un travail de groupe ayant donné lieu à plusieurs publications [1, 2, 3, 4], la première voie a été essentiellement menée par Guillaume Gay, et détaillée dans sa thèse [5]. J'ai pour ma part conduit la seconde, que je présenterai dans ce manuscrit.

Introduction générale

Depuis la réalisation du premier piège magnéto-optique en 1987 [6], il est relativement facile de disposer d'un ensemble de quelques millions d'atomes neutres à des températures de l'ordre de quelques dizaines de microkelvin. Ce type de piège a été abondamment utilisé comme source d'atomes froids dans de nombreuses expériences. Les atomes peuvent alors subir encore plusieurs opérations subséquentes. On peut les capturer dans d'autres types de pièges (optiques ou magnétiques), les comprimer, les déplacer sur des distances centimétriques, ou les refroidir à des températures de plus en plus faibles. En 1995, la condensation de Bose-Einstein d'atomes de Rubidium a ainsi été atteinte [7].

En 1996 [8], 1997 [9], puis en 1999 [10], des variantes du piège magnéto-optique mettant en jeu une surface à proximité des atomes ont été réalisées. La dernière, appelée piège magnéto-optique à miroir, a en particulier incité de nombreux groupes à ajouter différents processus de manipulation des atomes sur le substrat. Le développement rapide de ce domaine est notamment dû aux lois d'échelles des forces magnétiques qui permettent d'obtenir des pièges plus profonds et plus confinants en s'approchant de la surface. Aussi la réalisation de pistes électriques ou ferromagnétiques a-t-elle largement été utilisée [11]. L'objectif poursuivi est d'intégrer toutes les fonctions élémentaires (piégeage, transfert, détection, ...) sur le substrat pour parvenir à des expériences de plus en plus sophistiquées. Cette approche modulaire est similaire à celle adoptée en informatique ou en électronique. Pour ces raisons, les substrats ont été appelés *puces atomiques*. Ils ont par exemple permis l'obtention de condensats en 2001 [12], puis la réalisation d'interféromètres [13, 14].

Dans ce travail, nous proposons une alternative à l'utilisation des forces magnétiques. Des structures micro-métriques, inspirées des lentilles de Fresnel, sont gravées à la surface du miroir. Un laser désaccordé est alors focalisé par cette structure dans le nuage d'atomes. Nous sommes ainsi parvenus à capturer des atomes du piège magnéto-optique à miroir dans les pièges dipolaires ainsi formés. Cette approche présente certains avantages. Elle permet notamment d'éviter les problèmes d'évacuation de chaleur des pistes électriques. De plus, il est possible de piéger tout atome ou molécule polarisable et sans distinction de leur état hyperfin. Enfin, elle garde le champ magnétique libre, alors disponible par exemple pour contrôler l'interaction entre les atomes capturés [15].

Ce mémoire est divisé en deux parties. La première est consacrée à la description de notre piège magnéto-optique à miroir, et à celle du dispositif expérimental nécessaire à sa réalisation. La deuxième partie présente les structures micro-métriques que nous utilisons et les résultats expérimentaux obtenus. Nous y décrivons les simulations et expériences qui nous ont permis de caractériser le champ qu'elles diffractent. Nous détaillerons ensuite la capture d'atomes dans des potentiels mis en forme par des lentilles de Fresnel, ainsi que les premiers pas vers la

réalisation de fonctions plus élaborées. Nous discuterons finalement de quelques développements envisageables, notamment en ce qui concerne un contrôle dynamique des atomes ainsi que l'intégration simultanée de fonctions magnétiques et optiques.

Première partie

Piège magnéto-optique à miroir

Introduction

La première étape du travail présenté dans ce mémoire a consisté à développer une source d'atomes froids. Dans les premiers temps, la source a évolué d'un piège magnéto-optique classique vers un piège magnéto-optique à miroir. La dernière version sera la seule détaillée dans ce mémoire, car c'est celle-ci que nous avons utilisée pour charger des atomes dans les pièges dipolaires que nous présenterons dans la seconde partie.

Nous commencerons par un bref chapitre théorique pour présenter les mécanismes que nous utiliserons pour manipuler les atomes de Césium : les forces radiatives. Nous décrirons ensuite le dispositif expérimental qui nous a permis de réaliser le piège magnéto-optique à miroir et de le caractériser. Enfin, nous discuterons des performances obtenues avec notre source d'atomes froids. Nous verrons à cette occasion que sa qualité diminue à l'approche de la surface, ce qui conditionnera les structures que nous utiliserons dans la deuxième partie. Nous aborderons également une expérience de piégeage dipolaire préliminaire.

Chapitre 1

Forces radiatives

Les processus de manipulation des atomes par la lumière sont basés sur l'interaction matière/rayonnement, qui permet à l'atome d'échanger quantité de mouvement et énergie avec le champ optique. En effet, le champ optique n'agit pas seulement sur les variables internes de l'atome (ses états électroniques), mais également sur ses variables externes. En présentant rapidement les mécanismes qui permettent de tels transferts, nous définirons les notations utilisées dans la suite de ce mémoire. Cette présentation suit de près les références classiques [16, 17, 18], auxquelles on pourra se référer pour de plus amples détails.

1.1 Notations

On considère un atome à deux niveaux, respectivement notés f et e pour le fondamental et l'excité. Le niveau e a une largeur naturelle Γ , et est situé à une énergie $\hbar\omega_0 = E_e - E_f$ au dessus de $|f\rangle$.

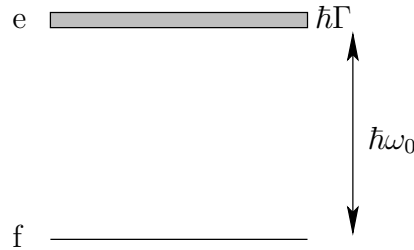


FIG. 1.1: Schéma d'un atome à deux niveaux.

Cet atome interagit avec une onde laser monochromatique, de pulsation $\omega_L = k_L c$. On note δ le désaccord de cette onde par rapport à la transition atomique : $\delta \equiv \omega_L - \omega_0$. On se place ici dans une représentation classique du champ, d'amplitude \mathcal{E}_L et de polarisation $\boldsymbol{\varepsilon}$:

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_L(\mathbf{r}) \boldsymbol{\varepsilon} \cos(\omega_L t - \Phi(\mathbf{r})) \quad (1.1)$$

où $\Phi(\mathbf{r})$ est la phase du champ en \mathbf{r} . On choisit l'origine des temps de façon à ce que :

$$\Phi(\mathbf{0}) = 0 \quad (1.2)$$

1.2 Évolution de l'opérateur densité atomique

1.2.1 Équation d'évolution

L'évolution cohérente du système atomique dans le champ laser peut être décrite par un vecteur d'état solution de l'équation de Schrödinger. Toutefois, pour les transitions optiques qui nous intéressent, nous devons tenir compte de l'émission spontanée. En toute rigueur, il conviendrait de quantifier le champ. Nous adopterons une description approchée où le champ laser reste traité de façon classique et l'émission spontanée par un terme phénoménologique. Cette dernière est alors un processus dissipatif et incohérent qui nécessite d'abandonner la description du système par un vecteur d'état au profit de l'opérateur densité $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$. Dans la base ($|f\rangle, |e\rangle$), ses composantes s'écrivent :

$$\rho_{ij} = |i\rangle\langle j| \quad (1.3)$$

En faisant l'hypothèse des grandes longueurs d'onde, qui consiste à négliger les variations spatiales du champ électrique $\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t)$ sur l'extension spatiale de l'atome, son évolution est alors donné par :

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hbar\omega_0 |e\rangle\langle e| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_L(\mathbf{0}, t), \rho] + \left(\frac{d\rho}{dt} \right)_{sp.} \quad (1.4)$$

où le premier terme du membre de droite décrit l'évolution cohérente de l'atome avec le champ laser, et le deuxième terme est associé à l'émission spontanée. Nous allons maintenant établir l'expression de ces deux termes.

1.2.2 Approximation du champ tournant

Si on suppose que les niveaux f et e ont des parités bien définies et opposées, l'opérateur dipôle électrique \mathbf{d} , impair, est purement non diagonal dans la base ($|f\rangle, |e\rangle$). Il s'écrit :

$$\mathbf{d} = \mathbf{d}_{ef}(|e\rangle\langle f| + |f\rangle\langle e|) \quad (1.5)$$

où

$$\mathbf{d}_{ef} = \langle e|\mathbf{d}|f\rangle = \langle f|\mathbf{d}|e\rangle \quad (1.6)$$

Le couplage dipolaire de l'atome avec le champ laser de l'équation (1.4) peut alors être réécrit :

$$-\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_L(\mathbf{0}, t) = -\frac{1}{2}(\mathbf{d}_{ef} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) \mathcal{E}_L(\mathbf{0}) (|e\rangle\langle f| e^{-i\omega_L t} + |f\rangle\langle e| e^{+i\omega_L t} + |e\rangle\langle f| e^{+i\omega_L t} + |f\rangle\langle e| e^{-i\omega_L t}) \quad (1.7)$$

Remarquons que les termes $|e\rangle\langle f|$ et $|f\rangle\langle e|$ sont oscillants. En l'absence de champ laser et d'émission spontanée, $|e\rangle\langle f|$ précesse en $e^{+i\omega_0 t}$, et $|f\rangle\langle e|$ en $e^{-i\omega_0 t}$. Ainsi, si l'on suppose que le champ laser est proche de résonance (c'est à dire que $|\omega_0 - \omega_L| \ll \omega_0$), les deux premiers termes de l'expression (1.7) varient lentement ; alors que les deux derniers oscillent très rapidement. Nous négligerons dans la suite ces deux derniers termes : c'est l'approximation du champ tournant. On peut alors réécrire le couplage entre l'atome et le champ :

$$-\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_L(\mathbf{0}, t) \simeq -\frac{\hbar\Omega(\mathbf{0})}{2} (|e\rangle\langle f| e^{-i\omega_L t} + |f\rangle\langle e| e^{+i\omega_L t}) \quad (1.8)$$

où

$$\Omega(\mathbf{r}) \equiv -\frac{1}{\hbar}(\mathbf{d}_{\mathbf{eg}} \cdot \boldsymbol{\varepsilon})\mathcal{E}_L(\mathbf{r}) \quad (1.9)$$

est la pulsation de Rabi qui quantifie l'intensité du couplage de l'atome avec le champ.

1.2.3 Équations de Bloch optiques

Intéressons-nous maintenant au terme représentant l'émission spontanée dans l'équation (1.4). Dans la base ($|f\rangle, |e\rangle$), il vient :

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{sp.} = \left(\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \rho_{ff} & \rho_{fe} \\ \rho_{ef} & \rho_{ee} \end{pmatrix}\right)_{sp.} = \begin{pmatrix} \Gamma\rho_{ee} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{fe} \\ -\frac{\Gamma}{2}\rho_{ef} & -\Gamma\rho_{ee} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Afin d'éliminer la dépendance temporelle explicite apparaissant dans (1.8), on effectue le passage dans le référentiel tournant :

$$\tilde{\rho}_{ef} = \rho_{ef}e^{i\omega_L t} \quad (1.11a)$$

$$\tilde{\rho}_{fe} = \rho_{fe}e^{-i\omega_L t} \quad (1.11b)$$

$$\tilde{\rho}_{ee} = \rho_{ee} \quad (1.11c)$$

$$\tilde{\rho}_{ff} = \rho_{ff} \quad (1.11d)$$

que l'on utilise dans l'équation (1.4), pour obtenir les équations de Bloch optiques :

$$\frac{d\tilde{\rho}_{ee}}{dt} = i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ef} - \tilde{\rho}_{fe}) - \Gamma\tilde{\rho}_{ee} \quad (1.12a)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{ff}}{dt} = -i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ef} - \tilde{\rho}_{fe}) + \Gamma\tilde{\rho}_{ee} \quad (1.12b)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{fe}}{dt} = -i\delta\tilde{\rho}_{fe} - i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{ff}) - \frac{\Gamma}{2}\tilde{\rho}_{fe} \quad (1.12c)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{ef}}{dt} = i\delta\tilde{\rho}_{ef} - i\frac{\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{ff}) - \frac{\Gamma}{2}\tilde{\rho}_{ef} \quad (1.12d)$$

Il est alors en général commode d'introduire le vecteur de Bloch, dont les trois composantes sont définies par :

$$u = \frac{1}{2}(\tilde{\rho}_{fe} + \tilde{\rho}_{ef}) \quad (1.13a)$$

$$v = \frac{1}{2i}(\tilde{\rho}_{fe} - \tilde{\rho}_{ef}) \quad (1.13b)$$

$$w = \frac{1}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{ff}) \quad (1.13c)$$

Il n'y a en effet que trois variables indépendantes car la somme des populations de l'état excité et de l'état fondamental reste constante :

$$\rho_{ee} + \rho_{ff} = \tilde{\rho}_{ee} + \tilde{\rho}_{ff} = 1 \quad (1.14)$$

L'interprétation de w est simple : $2w = \rho_{ee} - \rho_{ff}$ est l'inversion de population. Remarquons de plus que $\rho_{ee} = w + \frac{1}{2}$ est la population dans l'état excité e .

Pour interpréter les composantes u et v du vecteur de Bloch, il est nécessaire de calculer la valeur moyenne de l'opérateur dipolaire \mathbf{d} :

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{d} \rangle &= \text{Tr}(\rho \mathbf{d}) = \langle e | \rho \mathbf{d} | e \rangle + \langle f | \rho \mathbf{d} | f \rangle \\ \Rightarrow \langle \mathbf{d} \rangle &= \mathbf{d}_{\text{ef}}(\rho_{ef} + \rho_{fe}) = \mathbf{d}_{\text{ef}}(\tilde{\rho}_{ef} e^{-i\omega_L t} + \tilde{\rho}_{fe} e^{i\omega_L t}) \\ \Rightarrow \langle \mathbf{d} \rangle &= 2\mathbf{d}_{\text{ef}}(u \cos(\omega_L t) - v \sin(\omega_L t)) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Les composantes u et v sont donc respectivement proportionnelles aux composantes en phase et en quadrature du dipôle atomique avec le champ incident [19].

En introduisant le vecteur de Bloch dans les équations (1.12), on peut réécrire les équations de Bloch optiques comme suivant :

$$\frac{du}{dt} = \delta v - \frac{\Gamma}{2} u \quad (1.16a)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\delta u - \Omega w - \frac{\Gamma}{2} v \quad (1.16b)$$

$$\frac{dw}{dt} = \Omega v - \Gamma w - \frac{\Gamma}{2} \quad (1.16c)$$

$$(1.16d)$$

Après un régime transitoire de constante de temps caractéristique de l'ordre de Γ^{-1} , l'atome atteint un état stationnaire :

$$u_{st} = \frac{\Omega}{2} \frac{\delta}{\delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega/2} \quad (1.17a)$$

$$v_{st} = \frac{\Omega}{2} \frac{\Gamma/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega/2} \quad (1.17b)$$

$$w_{st} = \frac{\Omega^2}{4} \frac{1}{\delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega/2} - \frac{1}{2} \quad (1.17c)$$

En définissant :

– le paramètre de saturation à résonance s_0 :

$$s_0 \equiv \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} \quad (1.18)$$

– et le paramètre de saturation s :

$$s \equiv \frac{s_0}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (1.19)$$

on obtient finalement la forme particulièrement utile pour la suite :

$$u_{st} = \frac{\delta}{\Omega} \frac{s}{1+s} \quad (1.20a)$$

$$v_{st} = \frac{\Gamma}{2\Omega} \frac{s}{1+s} \quad (1.20b)$$

$$w_{st} = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} - \frac{1}{2} = -\frac{1}{2} \frac{1}{1+s} \quad (1.20c)$$

Remarquons que w_{st} est toujours négatif et que pour un paramètre de saturation $s \gg 1$, $w_{st} \rightarrow 0$. La population de l'état excité est toujours inférieure à celle du fondamental, et tend vers l'égalité, d'où le nom de s . De plus, s_0 est proportionnel à Ω^2 , donc à \mathcal{E}_L^2 , et ainsi à l'intensité laser I . C'est un paramètre sans dimension, et l'on pose alors :

$$s_0 = \frac{I}{I_{sat}} \quad (1.21)$$

et l'on appelle I_{sat} l'intensité de saturation. On montre par ailleurs que :

$$I_{sat} \equiv \frac{\pi \hbar c}{3 \lambda^3} \Gamma \quad (1.22)$$

c'est à dire qu'il est d'autant plus difficile de saturer une transition que l'état excité relaxe vite. Pour la raie D_2 du Césium, $\Gamma = 2\pi \times 5,2$ MHz et $I_{sat} = 1,1$ mW.cm⁻².

De plus, le nombre de photons émis spontanément par unité de temps par un atome est, une fois le régime stationnaire atteint :

$$\Gamma' = \Gamma \rho_{ee}^{st} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1+s} \quad (1.23)$$

soit une durée moyenne d'un cycle de fluorescence τ' :

$$\tau' = \frac{1}{\Gamma'} = \tau_0 \frac{1+s}{s} \quad (1.24)$$

Pour la raie D_2 du Césium, $\tau_0 = 60$ ns. Distinguons deux cas limites : lorsque la transition est saturée, τ' tend vers sa valeur minimale, τ_0 , qui correspond à deux fois la durée de vie de l'état excité. Le temps caractéristique d'émission spontanée est alors du même ordre de grandeur que celui au bout duquel le vecteur de Bloch atteint sa valeur stationnaire. D'autre part, lorsque $s \ll 1$, le taux d'émission spontanée Γ' croît linéairement avec le paramètre de saturation.

1.3 Deux types de forces

Sous l'effet des cycles d'absorption/émission, un atome va échanger énergie et impulsion avec le rayonnement et modifier son mouvement : on parle de contrôle des variables externes.

Comme nous l'avons vu au 1.2.3, le temps au bout duquel l'état stationnaire des variables internes de l'atome est atteint est de l'ordre de $T_{int} = \Gamma^{-1} = \tau_0/2$. Pendant cette durée, le déplacement typique d'un atome de Césium d'un nuage à une température de 100 μ K est de l'ordre du nanomètre. Ce déplacement est très petit devant la longueur d'onde optique ($\simeq 850$ nm pour la raie D_2). De plus, on peut montrer que, pour le Césium, le temps caractéristique d'évolution de la vitesse est de l'ordre de $T_{ext} = \hbar/E_r \simeq 40$ μ s [16]; où $E_r = \hbar^2 \mathbf{k}^2 / 2m$ est l'énergie de recul de l'atome lors de l'absorption d'un photon d'impulsion \mathbf{k} . Pour la plupart des transitions permises, $\hbar\Gamma \gg E_r$, ce qui implique que $T_{int} \ll T_{ext}$ ¹. Ainsi, le dipôle moyen $\langle \mathbf{d} \rangle$ a en permanence le temps d'atteindre sa valeur stationnaire avant que les variables externes

¹Cette relation peut cependant être inversée dans certains cas pour lesquels les temps internes sont très longs ("pompage optique" sur des atomes à plusieurs niveaux).

n'aient significativement changées. Dans la suite, nous nous restreindrons alors à l'étude d'un atome immobile à l'origine, et étudierons la force radiative moyenne en considérant que le dipôle moyen a atteint sa valeur stationnaire. Le passage à un atome en mouvement se fera en se plaçant dans le référentiel de l'atome, où la fréquence des ondes laser est légèrement décalée par effet Doppler. Nous reviendrons sur ce point dans la partie 1.4.1.

La force \mathbf{F} classique subit par un atome est définie comme la moyenne de l'opérateur force \mathcal{F} (théorème d'Ehrenfest) :

$$\mathbf{F} = \langle \mathcal{F} \rangle = \frac{d}{dt} \langle \mathbf{p} \rangle \quad (1.25)$$

or

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{p} \rangle = \frac{i}{\hbar} \langle [H, \mathbf{p}] \rangle \quad (1.26)$$

avec

$$[H, \mathbf{p}] = i\hbar \nabla H \quad (1.27)$$

La force sur l'atome s'exprime donc :

$$\mathbf{F} = - \langle \nabla H \rangle \quad (1.28)$$

Dans l'Hamiltonien, le seul terme dont la dérivée spatiale n'a pas une moyenne nulle est le terme dipolaire (1.8). On obtient alors :

$$\mathbf{F} = \langle \nabla (\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_L) |_{\mathbf{R}} \rangle \quad (1.29)$$

$$\mathbf{F} = \left\langle \nabla \left(\sum_{j=x,y,z} d_j E_{Lj} \right) \Big|_{\mathbf{R}} \right\rangle \quad (1.30)$$

où \mathbf{R} est la coordonnée du centre de masse de l'atome. En faisant l'approximation dipolaire, c'est à dire en négligeant les variations du champ laser sur l'extension spatiale de l'atome², on peut intervertir la moyenne et la dérivée, et remplacer l'opérateur position \mathbf{R} par sa valeur moyenne $\langle \mathbf{R} \rangle = \mathbf{0}$:

$$\mathbf{F} = \sum_{j=x,y,z} \langle d_j \rangle \nabla E_{Lj} |_{\mathbf{0}} \quad (1.31)$$

En utilisant l'expression (1.1) du champ, et la convention sur la phase (1.2), on peut calculer l'expression du gradient du champ :

$$\nabla E_{Lj} |_{\mathbf{0}} = (\nabla \mathcal{E}_L |_{\mathbf{0}} \cos(\omega_L t) - \mathcal{E}_L(\mathbf{0}) \sin(\omega_L t) \nabla \Phi |_{\mathbf{0}}) \varepsilon_j \quad (1.32)$$

Cette expression, ainsi que celle de la valeur moyenne du moment dipolaire $\langle \mathbf{d} \rangle$ (1.15) en régime stationnaire, donnent la force en moyennant sur une période optique :

$$\mathbf{F} = -\hbar u_{st} \nabla \Omega |_{\mathbf{0}} - \hbar v_{st} \Omega(\mathbf{0}) \nabla \Phi |_{\mathbf{0}} \quad (1.33)$$

²En effet, la longueur d'onde de de Broglie, $\lambda_{dB} = h/mv$ est généralement beaucoup plus petite que la longueur d'onde optique.

La force exercée sur un atome se décompose donc en deux parties : l'une proportionnelle au gradient d'amplitude du champ, appelée *force dipolaire* ; et l'autre proportionnelle au gradient de phase, et nommée *force de pression de radiation* ou *force spontanée* :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{dip}} + \mathbf{F}_{\text{pr}} \quad (1.34)$$

En remplaçant les valeurs de u_{st} et v_{st} obtenues dans (1.17), on peut réécrire ces deux forces en fonction du paramètre de saturation :

$$\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{\nabla s|_0}{1+s(\mathbf{0})} \quad (1.35)$$

$$\mathbf{F}_{\text{pr}} = -\frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{s(\mathbf{0})}{1+s(\mathbf{0})} \nabla\Phi|_0 \quad (1.36)$$

1.3.1 Force spontanée ou force de pression de radiation

Pour illustrer la force de pression de radiation, considérons une onde lumineuse plane de vecteur d'onde \mathbf{k}_L . Elle possède un gradient de phase, et son gradient d'amplitude est nul.

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r},t) = \mathcal{E}_0 \boldsymbol{\varepsilon} \cos(\omega_L t - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r}) \quad (1.37)$$

La phase de cette onde est donnée par :

$$\Phi(\mathbf{r}) = \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{r} \quad \Rightarrow \quad \nabla\Phi|_0 = \mathbf{k}_L \quad (1.38)$$

L'expression de la force de pression de radiation (1.36) devient alors :

$$\mathbf{F}_{\text{pr}} = -\hbar\mathbf{k}_L \frac{\Gamma}{2} \frac{s(\mathbf{0})}{1+s(\mathbf{0})} = -\hbar\mathbf{k}_L \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0(\mathbf{0})}{1+s_0(\mathbf{0}) + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (1.39)$$

qui peut se réécrire en utilisant la relation (1.20c) :

$$\mathbf{F}_{\text{pr}} = \Gamma \rho_{ee}^{st} \hbar\mathbf{k}_L = \Gamma' \hbar\mathbf{k}_L \quad (1.40)$$

On peut interpréter cette relation dans un modèle corpusculaire en notant que Γ' est le nombre moyen de photons émis spontanément par unité de temps, et qu'un photon incident possède une impulsion $\hbar\mathbf{k}_L$. En régime stationnaire, le nombre de photons absorbés par unité de temps est égal au nombre de photons émis spontanément. Pour chaque photon de l'onde laser absorbé, un autre va être émis spontanément dans une direction aléatoire. La probabilité d'émission spontanée dans deux directions opposées étant égale, la force moyenne exercée sur l'atome par les photons émis est nulle. Il ne reste alors que la contribution des photons du champs laser, qui communiquent à l'atome une impulsion $\hbar\mathbf{k}_L$ au taux Γ' .

Du fait de cet échange de photons, la force de pression de radiation est une force non conservative, qui peut donc être utilisée pour refroidir les atomes. Cet aspect sera abordé dans la section 1.4.

Notons par ailleurs que la force de pression de radiation sature à la valeur limite $-\hbar\mathbf{k}_L\Gamma/2$ lorsque l'on fait croître le paramètre de saturation. Pour l'atome de Césium, cette force limite correspond à une accélération maximum de l'ordre de $10^5 g$, ce qui en fait une force particulièrement intense.

1.3.2 Force dipolaire

On peut réécrire l'expression de la force dipolaire comme :

$$\mathbf{F}_{\text{dip}} = -\frac{\hbar\delta}{2}\nabla(\ln(1+s))|_{\mathbf{o}} \quad (1.41)$$

Ce qui montre que cette force est conservative et dérive du potentiel :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\delta}{2}\ln(1+s(\mathbf{r})) \quad (1.42)$$

On remarque dans cette expression que le signe de U_{dip} est toujours du même signe que le désaccord δ . Ainsi, lorsque la pulsation du champ laser est inférieure à ω_0 (décalage vers le rouge), le potentiel dipolaire est négatif, et minimal aux maxima d'intensité. Réciproquement, pour un décalage vers le bleu, l'énergie potentielle sera minimale en l'absence de champ.

Notons que le potentiel dipolaire (et à fortiori la force qui en dérive) n'atteint pas de valeur limite lorsque l'on fait croître le paramètre de saturation. Contrairement à la force de pression de radiation vue au (1.3.1), il n'y a pas de saturation de la force dipolaire. Cependant, lorsque le paramètre de saturation augmente, le nombre de photons absorbés par les atomes augmente également. Dans certaines situations, on veut privilégier l'interaction conservative. Il faut donc se placer à faible paramètre de saturation. Alors, pour des désaccords grands devant Γ , la force spontanée est proportionnelle à s_0/δ^2 , tandis que la force dipolaire varie comme s_0/δ . Pour favoriser la force dipolaire, nous travaillerons donc à $\delta \gg \Gamma, \Omega$. Sous ces conditions, l'expression du potentiel dipolaire peut s'écrire plus simplement :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) \simeq \frac{1}{8}\hbar\Gamma\frac{s_0(\mathbf{r})}{\delta/\Gamma} \quad (1.43)$$

Sous l'hypothèse $s \ll 1$, la population dans l'état excité $\rho_{ee} \simeq s/2$ est très inférieure à celle dans l'état fondamental. Le potentiel dipolaire peut donc être interprété comme un déplacement de l'état fondamental f sous l'effet du couplage avec le champ laser, raison pour laquelle il est souvent appelé *déplacement lumineux*.

Si l'intensité du champ laser n'est pas homogène, ce déplacement lumineux varie spatialement. Il peut alors être utilisé pour piéger les atomes. Ce piège est caractérisé par deux paramètres : sa profondeur et sa largeur.

Profondeur de puits

On peut réécrire l'expression du potentiel dipolaire (1.43) sous la forme :

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4}k_B T_D \frac{s_0(\mathbf{r})}{\delta/\Gamma} \quad (1.44)$$

où T_D est la température Doppler, définie par $k_B T_D = \hbar\Gamma/2$, que nous reverrons en 1.4.1. Pour les désaccords négatifs, la profondeur du piège U_0 est alors donnée par la valeur minimale du potentiel. L'ordre de grandeur des profondeurs de puits est alors donnée par $k_B T_D$. Pour la raie D_2 du Césium, $T_D = 124 \mu\text{K}$ ³.

³Bien que la température corresponde à une dispersion de vitesse, il est d'usage d'exprimer les profondeurs de puits en Kelvin.

Fréquences d'oscillations

La dimension spatiale dans laquelle des atomes seront piégés dépend de la taille caractéristique du faisceau laser, mais également de sa profondeur. En faisant l'approximation harmonique, l'atome oscille dans la direction Ox à la fréquence :

$$f_{osc\ x} = \frac{1}{\pi\sqrt{2m}} \sqrt{\left. \frac{\partial^2 U_{dip}}{\partial x^2} \right|_{x_0}} \quad (1.45)$$

Les fréquences d'oscillations donnent directement le temps caractéristique d'évolution des variables externes des atomes dans le piège. Les pièges que nous utiliserons dans ce travail auront des fréquences d'oscillations inférieures à la centaine de kilohertz. Comme nous l'avons indiqué précédemment elles sont bien inférieures à $\Gamma/2\pi$, échelle de temps des variations des variables internes de l'atome.

Dans le travail qui fait l'objet de ce mémoire, les forces spontanée et dipolaire sont toutes deux utilisées pour piéger les atomes. La première l'est pour l'obtention de la source d'atomes froids, et la deuxième pour les manipulations subséquentes.

1.4 Piège magnéto-optique

Le piège magnéto-optique (PMO) est la source d'atomes sur laquelle ce travail repose. Il permet d'augmenter la densité d'atomes de Césium dans son volume de capture, et de les ralentir. Deux types de forces interviennent donc : une force de friction qui va permettre le refroidissement des atomes, et une force de rappel pour les localiser dans l'espace. Pour expliquer le principe de fonctionnement du PMO, nous considérerons ici un problème unidimensionnel.

1.4.1 Mélasse optique

Dans la section 1.3.1, nous avons vu que la force de pression de radiation était une force dissipative, qui permet donc le ralentissement des atomes. Pour tenir compte de la vitesse d'un atome, les calculs faits restent encore valables en changeant de référentiel pour le référentiel barycentrique de l'atome. La vitesse \mathbf{v} de l'atome se traduit par une modification de la fréquence de l'onde laser dans ce référentiel par effet Doppler : $\delta\omega = -\mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v}$.

Le calcul suivant se limite au cas où l'intensité lumineuse est suffisamment faible pour pouvoir négliger l'émission stimulée. Considérons deux ondes planes contrapropageantes selon l'axe Oz dans lesquelles se trouve un atome. L'expression des forces de pression de radiation F_+ et F_- pour les ondes planes se propageant respectivement dans le sens de l'axe Oz et dans le sens opposé devient alors :

$$F_{\pm} = \pm \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2(\delta \mp k_L \cdot v)/\Gamma)^2} \quad (1.46)$$

La force totale exercée par les deux ondes contrapropageantes s'écrit :

$$F = F_+ + F_- \quad (1.47)$$

La Figure 1.2 donne une représentation de ces deux forces pour $s_0 = 2$ et $\delta = -\Gamma$. Notons que la force totale s'annule en $v = 0$, et qu'elle est proportionnelle à la vitesse à proximité de ce point. On peut donc l'écrire sous la forme :

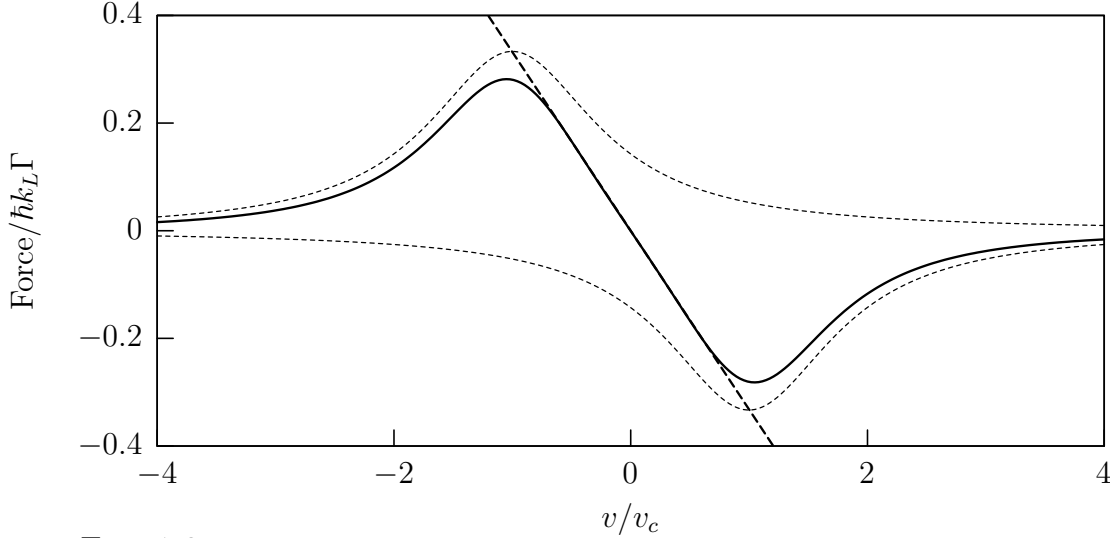


FIG. 1.2: Force de rappel d'une mélasse optique uni-dimensionnelle en fonction de la vitesse d'un atome. Les courbes en tirets fins donnent les forces F_+ et F_- . La courbe en trait plein représente la force totale F , et celle en tirets longs l'ajustement linéaire autour de $v = 0$. Celles-ci sont calculées pour $s_0 = 2$ et $\delta = -\Gamma$.

$$F \simeq \beta \frac{\delta}{\Gamma} v \quad (1.48)$$

en effectuant un développement limité et en négligeant les termes d'ordre 4 en (kv/Γ) , on obtient la valeur de β :

$$\beta = \frac{8\hbar k_L^2 s_0}{(1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2)^2} \quad (1.49)$$

β étant positif, la force résultante sera une force qui s'oppose au mouvement si le laser est désaccordé vers le rouge. Dans ces conditions, la force de pression de radiation agit donc comme une force de frottement visqueuse, et ralentit l'atome à l'échelle de quelques $T_{ext} \simeq 40 \mu\text{s}$.

Toutefois, si la vitesse initiale de l'atome est trop importante ($(kv/\Gamma) \ll 1$), le développement limité n'est plus justifié. On définit alors la vitesse limite, dite vitesse de capture $v_c = \Gamma/k_L$, qui donne l'ordre de grandeur des vitesses maximales de l'atome pour qu'il soit ralenti par ces deux ondes contrapropageantes.

Ce procédé ne permet cependant pas d'atteindre une vitesse nulle. En effet, tant qu'il reste dans le champ laser, l'atome continue d'absorber et d'émettre spontanément des photons. Or, du fait du recul subit par l'atome à chaque absorption/émission, l'énergie du photon émis est légèrement inférieure à celle du photon absorbé. Cette énergie est conservée par l'atome sous forme d'énergie cinétique, et acquise au taux Γ' . Il en résulte un terme de chauffage, en

compétition avec la force de frottement que nous venons de voir. S'agissant d'un phénomène statistique, le théorème fluctuation/dissipation permet de trouver l'expression de la température limite résultant de ce compromis :

$$T_{lim} = -\frac{T_D}{2} \left(\frac{2\delta}{\Gamma} + \frac{\Gamma}{2\delta} \right) \quad (1.50)$$

où

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} = 124 \text{ } \mu\text{K} \quad (1.51)$$

est la température dite Doppler, puisque ce mécanisme de refroidissement est basé sur l'effet Doppler différentiel entre deux faisceaux contrapropageants. Remarquons que cette température limite est minimale en $\delta = -\Gamma/2$, et vaut alors T_D . Ce schéma de refroidissement est appelé *refroidissement Doppler* ou *mélasse optique*.

En réalité, un autre phénomène intervient dans le PMO qui permet aux atomes d'atteindre une température plus basse. Ce phénomène a pour nom l'effet Sisyphe [20, 21]. Ce processus est dû au fait que les atomes refroidis possèdent en fait un niveau fondamental dégénéré, et qu'ils se trouvent dans un gradient de polarisation. Il ne sera pas détaillé ici. La température limite de ce refroidissement est de l'ordre de la température de recul $T_R = (\hbar^2 k_L^2)/(k_B M)$, qui vaut 200 nK pour le Césium. En pratique, nous ne cherchons pas à optimiser ce refroidissement et les températures couramment atteintes sont de 10 à 50 μK .

1.4.2 Force de rappel

Considérons maintenant deux ondes planes contrapropageantes, polarisées circulairement σ_+ et σ_- , auxquelles est superposé un champ magnétique inhomogène $B(z) = \alpha z$. Le modèle de l'atome à deux niveaux n'est plus suffisant ici pour expliquer la force de rappel du PMO : il est nécessaire que le niveau excité soit dégénéré. Prenons le schéma simple d'une transition $|J_f = 0\rangle \rightarrow |J_e = 1\rangle$. Chacun des trois sous-niveaux magnétiques $M_e = 1, -1$ et 0 n'est excité que par une des trois polarisations possibles σ_+ , σ_- , et π respectivement. De plus, l'énergie des niveaux excités est déplacée par effet Zeeman d'une quantité $g_e M_e \mu_B B$, dont le signe dépend du signe de B et de celui de M_e (cf. Figure 1.3). g_e est le facteur de Landé de l'état excité⁴.

Pour un atome à la position $z_1 > 0$ dans l'état fondamental $|F = 0, m_F = 0\rangle$, le désaccord du champ laser (δ en l'absence de champ) est différent pour les états excités $M_e = 1$ et $M_e = -1$. Cet atome absorbe ainsi différemment les faisceaux σ_+ et σ_- . Si la polarisation du laser selon z est σ_+ et que l'onde contrapropageante est σ_- , alors le désaccord δ_+ sur la transition $|J_f = 0\rangle \rightarrow |J_e = 1, M_e = +1\rangle$ est éloignée de résonance, alors que le désaccord δ_- sur la transition $|J_f = 0\rangle \rightarrow |J_e = 1, M_e = -1\rangle$ est plus proche de résonance. L'atome absorbera plus de photons du faisceau σ_- que du faisceau σ_+ , et la force moyenne sera orientée vers $z = 0$. L'émission spontanée a quant à elle une contribution moyenne nulle, car les émissions dans les directions $z > 0$ et $z < 0$ sont équiprobables. De la même façon, un atome placé en $z_2 < 0$ sera également poussé vers la position d'équilibre $z = 0$. Il en résulte donc une force de rappel pour les atomes, nulle en $z = 0$.

⁴Dans un cas plus général, il faudra tenir compte non seulement des déplacements de l'état excité, mais aussi de ceux de l'état fondamental.

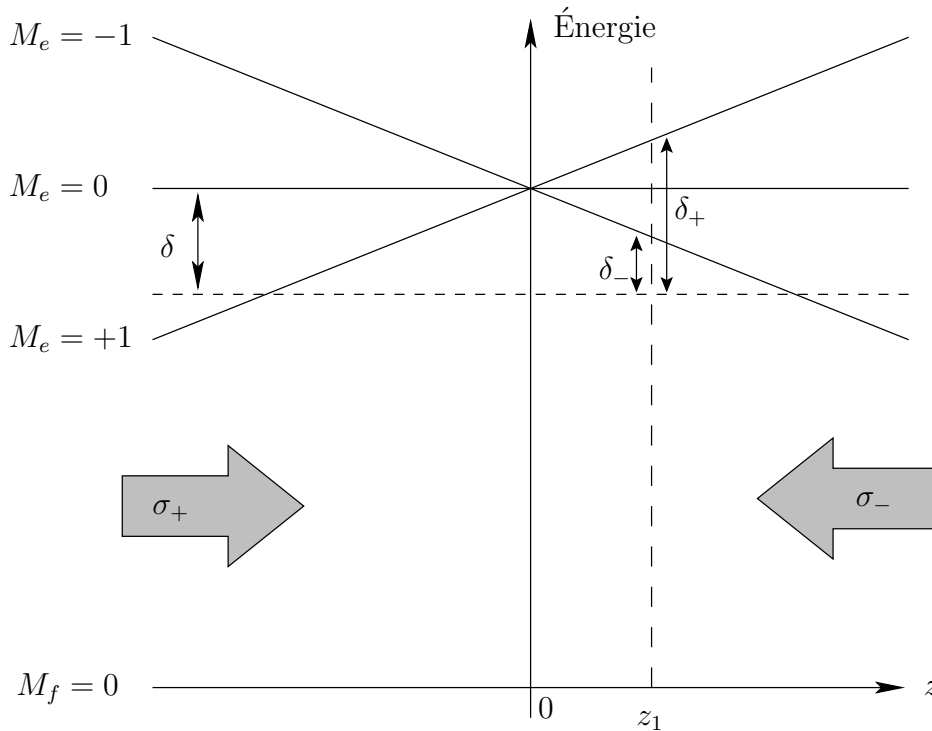


FIG. 1.3: Schéma de principe d'un PMO unidimensionnel.

La superposition de ces deux forces de rappel et de friction permet au PMO de piéger et de refroidir les atomes.

En pratique, pour obtenir une polarisation σ_+ et σ_- , il faut utiliser deux faisceaux polarisés circulairement de même sens (droit ou gauche). Les deux faisceaux ayant une direction opposée, leur projection sur l'axe Oz choisi comme axe de quantification donne alors les deux polarisations σ_+ et σ_- .

1.4.3 Piège magnéto-optique à 3 dimensions

Le piège magnéto-optique utilisé dans ce travail est en réalité tri-dimensionnel. La première réalisation de ce type de piège date de 1987 [6]. Il est constitué de six faisceaux laser polarisés circulairement, deux pour chaque dimension, ainsi que de deux bobines en configuration anti-Helmoltz qui permettent d'obtenir un gradient de polarisation. Les deux faisceaux contre-propageants le long de l'axe des bobines ont la même polarisation circulaire (droite/gauche), les quatre autres ayant la polarisation opposée (gauche/droite). Le schéma d'un PMO à 3D est présenté sur la Figure 1.4.

En réalité, l'atome de Césium a une structure plus complexe que celle des atomes à 2 ou 4 niveaux vus précédemment. Le lecteur pourra consulter par exemple l'annexe A.2 pour la structure de la raie D_2 du Césium (transition $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$). Pour le fonctionnement du PMO, on utilise la transition $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 5\rangle$, qui permet de considérer l'atome comme un système à presque deux niveaux. En effet, le niveau $F' = 5$ ne peut que se désexciter vers $F = 4$, et la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ est dite fermée.

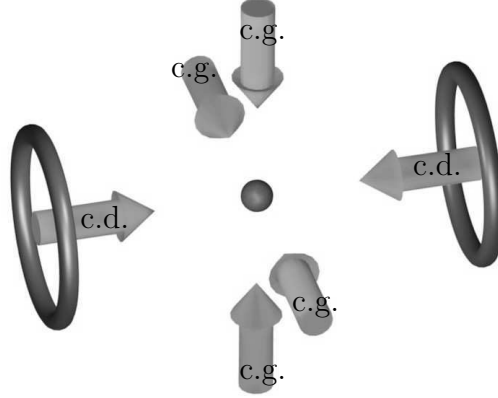


FIG. 1.4: Schéma du piège magnéto-optique à 3D. Au centre, les atomes de Césium. Les flèches représentent les faisceaux laser, polarisés circulaire droit (c.d.) ou circulaire gauche (c.g.). Les anneaux correspondent aux bobines qui créent le gradient de champ magnétique.

Cependant, la probabilité que le laser excite la transition $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 4\rangle$ n'est pas négligeable. Une fois dans le niveau excité $F' = 4$, l'atome a une probabilité de $a_{4'3} = 5/12$ de retourner par émission spontanée dans l'état $F = 3$, auquel cas il n'est plus piégé par les faisceaux du MOT (cf. Annexe B.1).

Soit $\delta = \omega_L - \omega_{45'}$ de l'ordre de quelques Γ . Le nombre moyen de photons par unité de temps excitant un atome initialement dans l'état $F = 4$ vers l'état $F' = 5$ s'écrit :

$$\left\langle \frac{dN_{45'}}{dt} \right\rangle = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_{45'}}{1 + s_{45'}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0 w_{45'}}{1 + s_0 w_{45'} + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (1.52)$$

Le coefficient $w_{45'}$ venant du fait que l'on suppose les atomes non polarisés (cf. Annexe B.1). Par ailleurs, le désaccord laser par rapport à la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ est :

$$\delta_{44'} = \omega_L - \omega_{44'} = \omega_L - \omega_{45'} + \omega_{45'} - \omega_{44'} = \delta + \delta_{4'5'} \quad (1.53)$$

où $\delta_{4'5'} \simeq 48 \Gamma$ est la différence d'énergie entre les niveaux $F' = 4$ et $F' = 5$. Le nombre moyen de photons par unité de temps excitant un atome initialement dans l'état $F = 4$ vers l'état $F' = 4$ s'écrit alors :

$$\left\langle \frac{dN_{44'}}{dt} \right\rangle = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0 w_{44'}}{1 + s_0 w_{44'} + (2(\delta + \delta_{4'5'})/\Gamma)^2} \quad (1.54)$$

En règle générale, on a $\delta \ll \delta_{4',5'}$ et $s_0 \ll ((2\delta_{4',5'}/\Gamma)^2, 1)$. En moyenne, la fraction η d'atomes pompés vers l'état $F = 3$ est donc de :

$$\eta = a_{4'3} \left\langle \frac{dN_{44'}}{dt} \right\rangle \left\langle \frac{dN_{45'}}{dt} \right\rangle^{-1} \quad (1.55)$$

$$\eta = a_{4'3} \frac{w_{44'}}{w_{45'}} \frac{1 + s_0 w_{45'} + (2\delta/\Gamma)^2}{(2\delta_{4',5'}/\Gamma)^2} \quad (1.56)$$

Les valeurs habituelles du piège magnéto-optique utilisé dans ce travail (cf. chapitre 3) sont $s_0 \simeq 30$ (tous faisceaux réunis) et $\delta \simeq -2 \Gamma$. On obtient alors une valeur typique dans le PMO de :

$$\eta \simeq \frac{1}{1600} \quad (1.57)$$

En conséquence, un atome est “perdu” pour le piège magnéto-optique tous les 1600 cycles. Pour les paramètres donnés, le temps d’un cycle d’absorption/émission sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ est de $\tau' \simeq 100$ ns. Ainsi, en moyenne, un atome tombe dans l’état $F = 3$ au bout de $160 \mu\text{s}$, et n’est alors plus piégé. Il est nécessaire d’ajouter un autre laser pour ramener ces atomes dans l’état $F = 4$, par exemple en utilisant la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Ce laser est appelé *laser repompeur*.

La densité maximale obtenue dans un piège magnéto-optique est celle correspondant à l’absorption par un atome du PMO d’un photon émis spontanément par un autre atome du PMO. Le processus de refroidissement cesse alors. Cette densité est typiquement de 10^{11} atomes. cm^{-3} .

Dans ce travail, nous utilisons un piège dérivant du piège magnéto-optique : le piège magnéto-optique à miroir.

1.4.4 Piège magnéto-optique à miroir

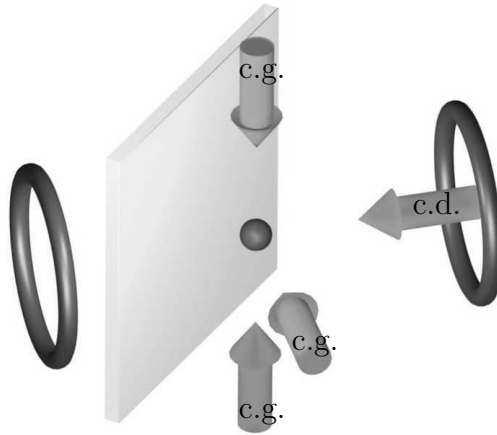


FIG. 1.5: Schéma du piège magnéto-optique à miroir.

Une variante du piège magnéto-optique a été proposée [10], qui permet de disposer d’une surface à proximité des atomes de Césium. Ce schéma ajoute un miroir au schéma de la Figure 1.4, sur lequel se réfléchissent deux des faisceaux laser. Les images de ces faisceaux remplacent alors les deux autres faisceaux du même plan. Pour son fonctionnement, le piège magnéto-optique à miroir (PMOM) ne nécessite alors plus que quatre faisceaux laser, comme illustré sur la Figure 1.5.

Notons cependant qu’il est toujours nécessaire que les polarisations des faisceaux laser contrapropageants soient les mêmes. Or, une réflexion sur un miroir change une polarisation circulaire gauche en circulaire droite et réciproquement. De plus, il faut que la polarisation circulaire des faisceaux selon l’axe des bobines soit différente de celles des quatre autres ondes.

Ces deux conditions imposent que l'axe des bobines soit selon la direction de propagation d'un des faisceaux se réfléchissant sur le miroir.

Nous utilisons ce piège comme source d'atomes dans ce travail. Sa réalisation pratique sera décrite au chapitre 3.

1.5 Conclusion

Retenons de ce chapitre que les deux paramètres cruciaux régissant les interactions lumière/matière sont le paramètre de saturation à résonance s_0 et le désaccord laser δ .

Nous avons décrit les deux forces permettant d'agir sur les atomes à l'aide d'une onde laser : la force spontanée et la force dipolaire.

La première nous permettra d'obtenir une source d'atomes froids en mettant en oeuvre un piège magnéto-optique à miroir.

La deuxième sera utilisée pour piéger les atomes issus de cette source dans des potentiels lumineux. Ceux-ci seront mis en forme à l'aide de micro-structures gravées à même le miroir du piège magnéto-optique. Le dessin de la structure conditionne la taille caractéristique de la zone focale, et les paramètres laser la profondeur du piège :

$$U_0 = \frac{1}{4} k_B T_D \frac{\Delta s_0}{\delta/\Gamma}$$

Le confinement des atomes est quant à lui caractérisé par les fréquences d'oscillations :

$$f_{osc\ x} = \frac{1}{\pi\sqrt{2m}} \sqrt{\left. \frac{\partial^2 U_{dip}}{\partial x^2} \right|_{x_0}}$$

La réalisation du piège magnéto-optique à miroir, et le piègeage dipolaire des atomes obtenus, nécessitent un dispositif expérimental que nous allons décrire dans le prochain chapitre.

Chapitre 2

Description du dispositif expérimental

L'expérience consiste en une chambre à vide au centre de laquelle un piège magnéto-optique à miroir est chargé à partir de la vapeur résiduelle de Césium (Figures 2.1 et 2.2). Sur le miroir, des structures de taille micrométrique sont gravées. Éclairées par l'arrière, elles diffractent la lumière, et forment ainsi le piège dipolaire dans lequel les atomes de Césium seront capturés.

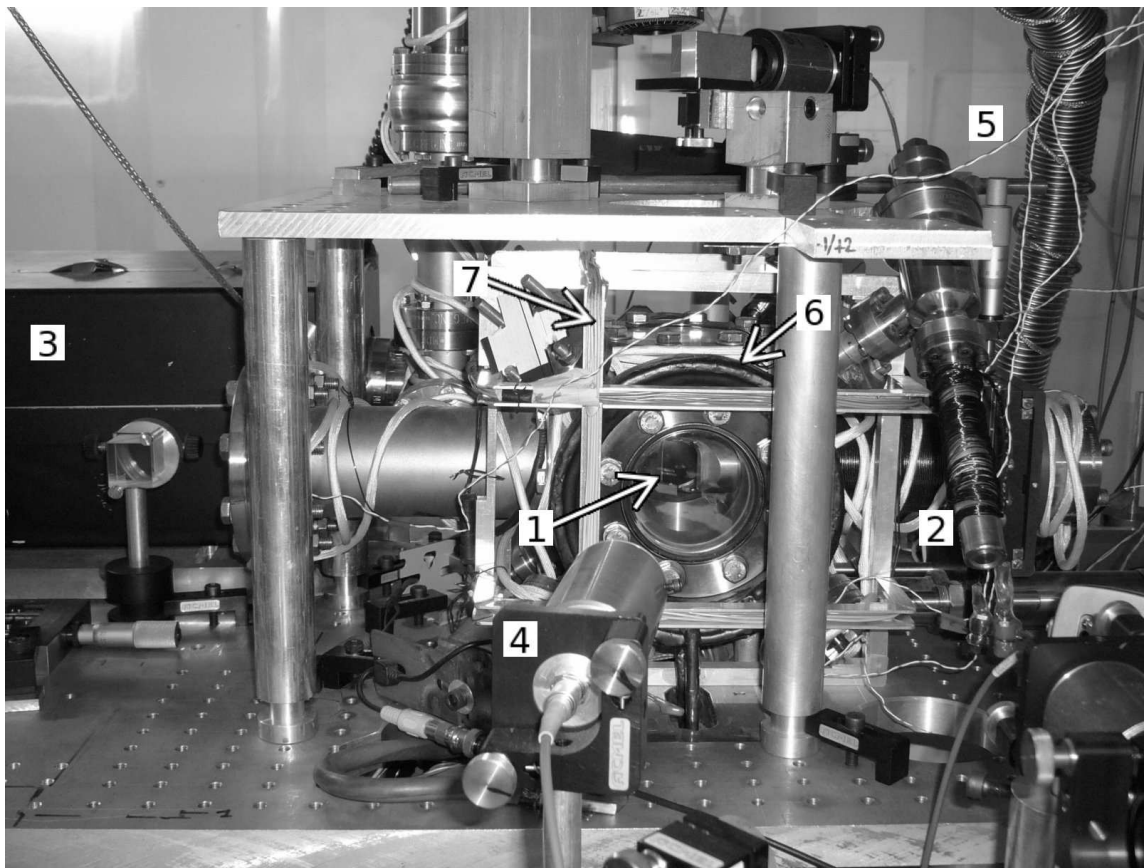


FIG. 2.1: Photo de la chambre à vide. 1 – Derrière le hublot, miroir carré du piège magnéto-optique. 2 – Réservoir de Césium. 3 – Pompe ionique. 4 – Collimateur pour mettre en forme le faisceau repompeur. 5 – Thermocouples utilisés pour l'étuvage. 6 – Bobines de gradient. 7 – Bobines de compensation.

Dans ce chapitre, nous allons détailler les moyens expérimentaux dont nous nous sommes dotés pour réaliser la source d'atomes qui va permettre le chargement des pièges dipolaires issus des micro-structures. Nous allons tout d'abord décrire le dispositif de vide utilisé, les systèmes laser et les bobines générant le champ magnétique nécessaires au fonctionnement du piège magnéto-optique à miroir. Nous détaillerons ensuite le système mis en place pour l'imagerie des atomes, puis finirons par présenter le programme informatique qui permet le contrôle de ces différents éléments.

2.1 Enceinte à vide

Le but de ce travail est de piéger les atomes issus d'un piège magnéto-optique à miroir (cf. chapitre 1.4.4) dans des pièges dipolaires mis en forme par des microstructures. Les durées nécessaires de piégeage pour les caractériser sont typiquement de quelques dizaines de millisecondes. Pour limiter les collisions entre les atomes piégés et les atomes du gaz résiduel, il est alors nécessaire d'obtenir des pressions inférieures à 10^{-8} mbar.

Cette pression est très supérieure à celle nécessaire dans d'autres expériences d'atomes froids où des durées de vie de quelques dizaines de secondes sont parfois nécessaires. Nous pourrions alors ouvrir régulièrement l'expérience pour changer le miroir du piège magnéto-optique sur lequel se trouvent les structures, sans pour autant immobiliser l'expérience pendant plusieurs semaines pour l'étuvage.

Nous allons présenter les différentes composantes de cette enceinte à vide, décrivons la procédure d'étuvage, et indiquerons les moyens dont nous disposons pour estimer la pression dans la chambre.

2.1.1 Description

La partie principale de l'enceinte à vide de cette expérience est une chambre de forme cubique, présentant une bride CF-63 sur chacune de ses faces, et une bride CF-20 à chacun de ses sommets. C'est dans cette chambre que les atomes seront piégés, aussi bien dans le PMOM que dans les pièges dipolaires.

Une des faces de ce cube est utilisée pour une translation trois axes MTE3Z50 MECA 2000 (cf. Figure 2.2), sur laquelle est fixé le support de miroir du piège magnéto-optique (cf. chapitre 3). Toutes les autres faces de la chambre disposent d'un accès optique, utilisé pour le passage des faisceaux laser.

La chambre à vide est reliée à deux pompes, comme indiqué sur la Figure 2.2. L'une d'entre elles est une pompe Turbo-Dry 65 Varian, qui assure le pompage primaire lors des étuvages. Pendant les expériences, cette pompe ne fonctionne pas et une vanne à tiroir Série 01 DN-40 VAT l'isole alors de l'enceinte. L'utilisation de vannes à joint en viton est permise par les valeurs "élevées" des pressions que nous cherchons à obtenir. La deuxième est une pompe ionique VacIon Plus 55 Noble Diode Varian, qui reste allumée en permanence sauf lorsque l'enceinte est ouverte. Dans ce cas, une vanne d'isolement AV-150M MDC permet d'éviter une pollution de la pompe par l'atmosphère. Cette pompe est placée dans un blindage magnétique en μ -métal.

Les accès sur les sommets du cube de la chambre principale sont tous occupés par des hublots, à l'exception d'un sur lequel le réservoir de Césium est fixé. Deux petites caméras

Velleman noir et blanc sont disposées devant deux des hublots de contrôle, et permettent de visualiser facilement l'intérieur de la chambre sur des télévisions KM-12AE Ultrak. Ces caméras sont peu onéreuses (une trentaine d'euros), mais sensibles au proche infrarouge. Elles collectent ainsi la fluorescence des atomes, et permettent de les visualiser. Nous les utiliserons notamment pour la procédure de réglage du PMOM (cf. § 3.2).

Le réservoir de Césium est isolé du reste de l'enceinte par une vanne tout métal Série 57.1, DN-16 VAT. Elle est fermée lors de l'ouverture du système de vide, ou la nuit. Le réservoir en lui-même est un tube d'inox contenant une ampoule de Césium de 10 grammes. Une fois sous vide, l'ampoule est cassée. Une telle ampoule contient suffisamment de Césium pour alimenter en gaz résiduel l'expérience pendant quelques années.

Le volume total de l'enceinte est de l'ordre de 10 L.

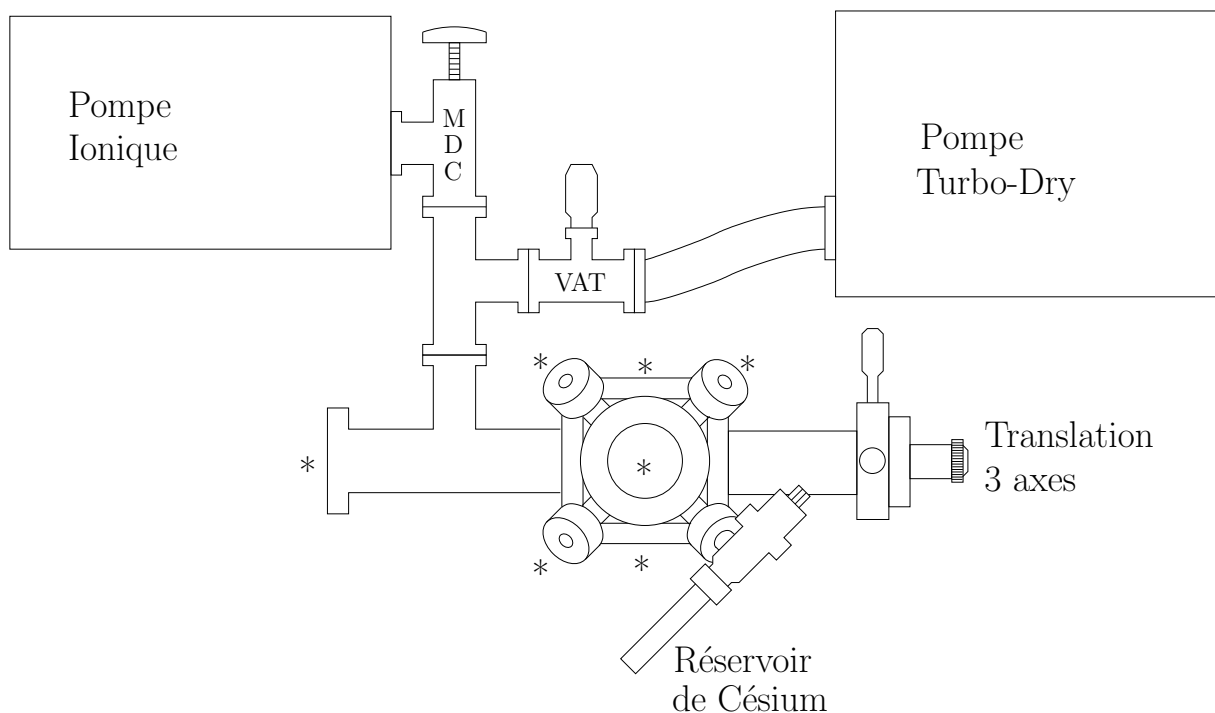


FIG. 2.2: Schéma du système de vide. Les étoiles représentent les accès optiques dans la chambre à vide.

2.1.2 Étuvage

Après chaque mise à l'air de l'expérience, il est nécessaire de procéder à un étuvage. Cette procédure consiste à chauffer l'ensemble de l'enceinte de façon à désorber les gaz ambiants des parois de l'enceinte à vide. Les Figures 2.3 et 2.4 montrent les températures et pressions typiques que l'on obtient lors d'un étuvage. Un étuvage est composée de plusieurs phases :

Pompage primaire

Après avoir refermé l'enceinte, la pompe Turbo-Dry est allumée (vanne VAT ouverte), et la pompe ionique est éteinte (vanne MDC fermée). Lorsque la pression descend en dessous de

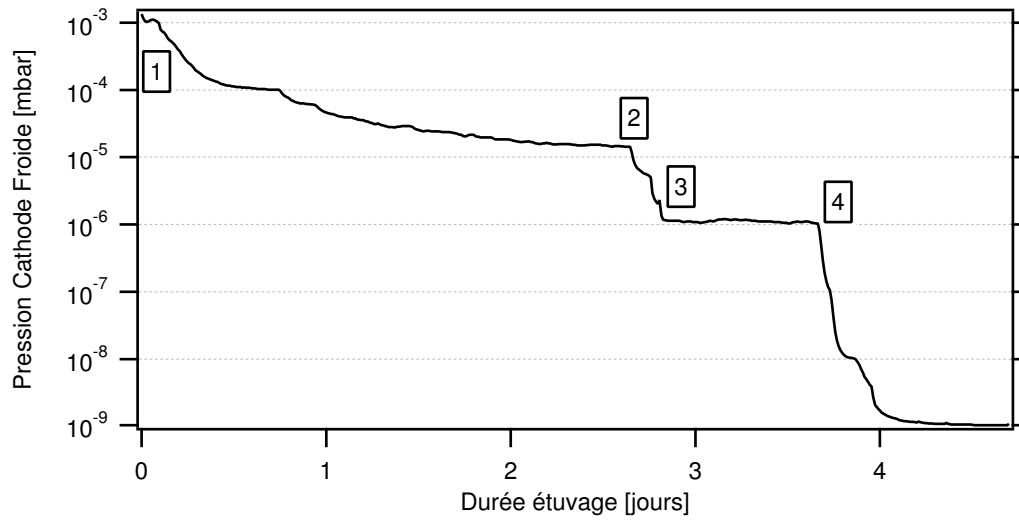


FIG. 2.3: Pression typique lors d'un étuvage. Le convertisseur analogique/numérique de la magnétron inverse provoque la rupture de pente que l'on peut voir à chaque changement de décade. 1 – La pompe Turbo-Dry est allumée et l'enceinte chauffée. 2 – Le chauffage de la pompe ionique est arrêté, le papier aluminium recouvrant les vannes en viton est enlevé. 3 – La vanne VAT de la pompe Turbo-Dry est fermée. 4 – Le chauffage de l'ensemble de l'enceinte est arrêté.

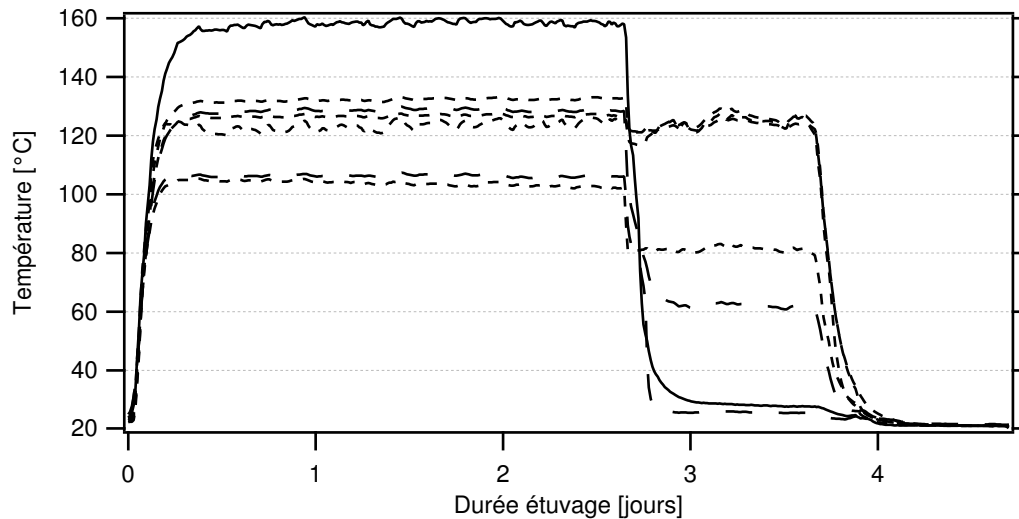


FIG. 2.4: Courbes de température correspondant à l'étuvage de la Figure 2.3. La courbe en trait plein donne la température de la pompe ionique. Les courbes en tirets longs représentent les températures des deux vannes en viton isolant les pompes. Celles en tirets courts correspondent aux températures de trois hublots et de la translation.

10^{-4} mbar, la vanne MDC est ouverte.

Chauffage de l'enceinte

La totalité du système de vide, ainsi que la pompe ionique, sont chauffés à l'aide de quatre cordons chauffants et des bobines de gradient de champ magnétique (qui servent ici uniquement de résistances chauffantes). Chacun de ces éléments chauffants est alimenté par une alimentation distincte, pour obtenir une température homogène sur l'ensemble du dispositif. Sept thermocouples sont disposés en différents endroits de l'enceinte, afin de contrôler la température. Ils permettent notamment de vérifier que les vannes en viton ne dépassent pas la température limite de 150°C au delà de laquelle le joint se dégrade et que la température des hublots n'augmente pas plus rapidement que $2^{\circ}\text{C}/\text{minute}$ pour éviter les fêlures. L'ensemble du système de vide est enveloppé dans deux couches de papier aluminium qui permettent de chauffer l'expérience de façon plus homogène, et d'éviter que la température ne descende trop rapidement en cas de coupure de courant. Cette étape d'étuvage en pompage primaire dure typiquement deux à trois jours. Le débit typique de la pompe Turbo-Dry est de 30 litres/seconde.

Pompage secondaire

Une fois que la pression atteint la zone d'accrochage de la pompe ionique (10^{-5} mbar), on coupe le chauffage de cette dernière. Lorsque sa température descend en dessous de 60°C , elle est allumée. Dans le même temps, le papier aluminium qui enveloppe les vannes des pompes est retiré, afin qu'elles refroidissent suffisamment pour pouvoir les manipuler. La vanne qui relie l'enceinte à la pompe Turbo-Dry est alors fermée, et cette dernière est éteinte. On laisse alors l'étuvage se poursuivre pendant un à deux jours. Le débit typique de la pompe ionique est de 75 litres/seconde.

Refroidissement de l'expérience

L'alimentation des différents éléments chauffant est progressivement coupée pour permettre au dispositif de refroidir sans endommager les hublots. La vanne du réservoir est ouverte, afin de pouvoir charger le piège magnéto-optique.

2.1.3 Mesures de pressions

La pression dans la chambre peut être mesurée de deux façons : soit par le courant de fonctionnement de la pompe ionique, soit par une jauge de pression magnétron inverse Varian. Cette dernière n'est pas représentée sur la Figure 2.2 pour plus de clarté, et est placée entre l'enceinte et la vanne de la pompe Turbo-Dry.

Cependant, aucune de ces deux mesures n'a lieu dans la chambre à vide principale où les expériences ont lieu. De plus, elles indiquent la pression totale dans l'enceinte, et nous n'avons donc aucune indication sur la pression partielle en Césium.

Pour estimer la pression partielle de Césium dans la chambre principale, nous avons utilisé un laser sur la transition $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$. La fréquence du laser est balayée sur le profil Doppler par un piézo-électrique qui change la longueur de la cavité étendue du laser. La fréquence de balayage est $f = 85$ Hz. En démodulant à $2f$ le signal d'une photodiode mesurant la puissance

laser transmise après traversée de la chambre, on obtient un signal proportionnel à la pression de Césium dans la chambre. Il reste alors à étalonner cette mesure en procédant de la même façon pour une cuve de Césium à température ambiante, dont les tables nous donne la pression de vapeur saturante. En effectuant cette mesure alors que la vanne du réservoir de Césium était ouverte depuis 24 heures, nous avons ainsi mesuré une pression de Césium de 9.10^{-10} mbar, pour une pression totale affichée par la pompe ionique de 8.10^{-9} mbar.

Les accès optiques de la chambre à vide permettent la traversée des faisceaux laser. Nous allons maintenant détailler les sources laser que nous utilisons expérimentalement pour refroidir et piéger les atomes (cf. chapitre 1).

2.2 Systèmes laser

L'expérience décrite dans ce mémoire utilise trois systèmes laser indépendants. Le premier fournit les quatre faisceaux laser du PMOM qui permettent le piégeage, ainsi que le faisceau d'imagerie. Le second est dédié au laser repompeur du PMOM. Le troisième est le laser utilisé pour le piège dipolaire.

2.2.1 Système laser du PMOM

Ce système laser est composé d'une diode maître DBR 150 mW (SDL-5722-H1-852) et deux diodes esclaves 150 mW (SDL-5422-H1-852 JDS Uniphase). Le faisceau de la diode maître est asservi en fréquence, puis scindé en trois faisceaux. Deux d'entre eux injectent les diodes esclaves, et le troisième est utilisé pour le faisceau d'imagerie (cf. schéma sur la Figure 2.5).

Le premier esclave est entièrement dédié aux faisceaux du MOT. La fréquence de l'onde laser dans la fibre optique est légèrement désaccordée vers le rouge par rapport à la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ d'une valeur typique $\delta \simeq -2 \Gamma$ (au point 5 de la Figure 2.5). Le deuxième esclave est utilisé pour les expériences de pompage optique, que nous verrons dans la partie 7.4.1. Ce faisceau est à résonance sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ (au point 4 de la Figure 2.5).

L'avantage de ce schéma maître/esclave réside principalement dans le fait d'avoir un seul schéma d'asservissement en fréquence, tout en disposant d'une puissance laser importante. L'intérêt est essentiellement expérimental : si jamais l'asservissement décroche, la fréquence des laser du PMOM ne permet plus le piégeage des atomes et l'effet est immédiatement visible sur les caméras de contrôle. Des asservissements séparés rendraient le décrochage de l'asservissement des faisceaux d'imagerie ou de pompage optique moins flagrants. Ceci pourrait être source de faux résultats, et il est donc préférable de l'éviter. De plus, un seul système d'asservissement est plus économique que trois.

Afin d'obtenir des faisceaux dont la fréquence est stable, il est nécessaire d'asservir toutes les diodes en température. Elles disposent toutes d'une cellule Pelletier intégrée directement dans le boîtier de la diode laser, et le boîtier de la diode est fixé sur un radiateur. L'alimentation de cette cellule pelletier est asservie par un contrôleur 5 A LFI-3551 Wavelength Electronics pour la diode maître, et par des asservissements 2 A réalisés par nos soins pour les diodes esclaves. La diode laser et son radiateur (et la cavité étendue pour la diode maître) sont placés

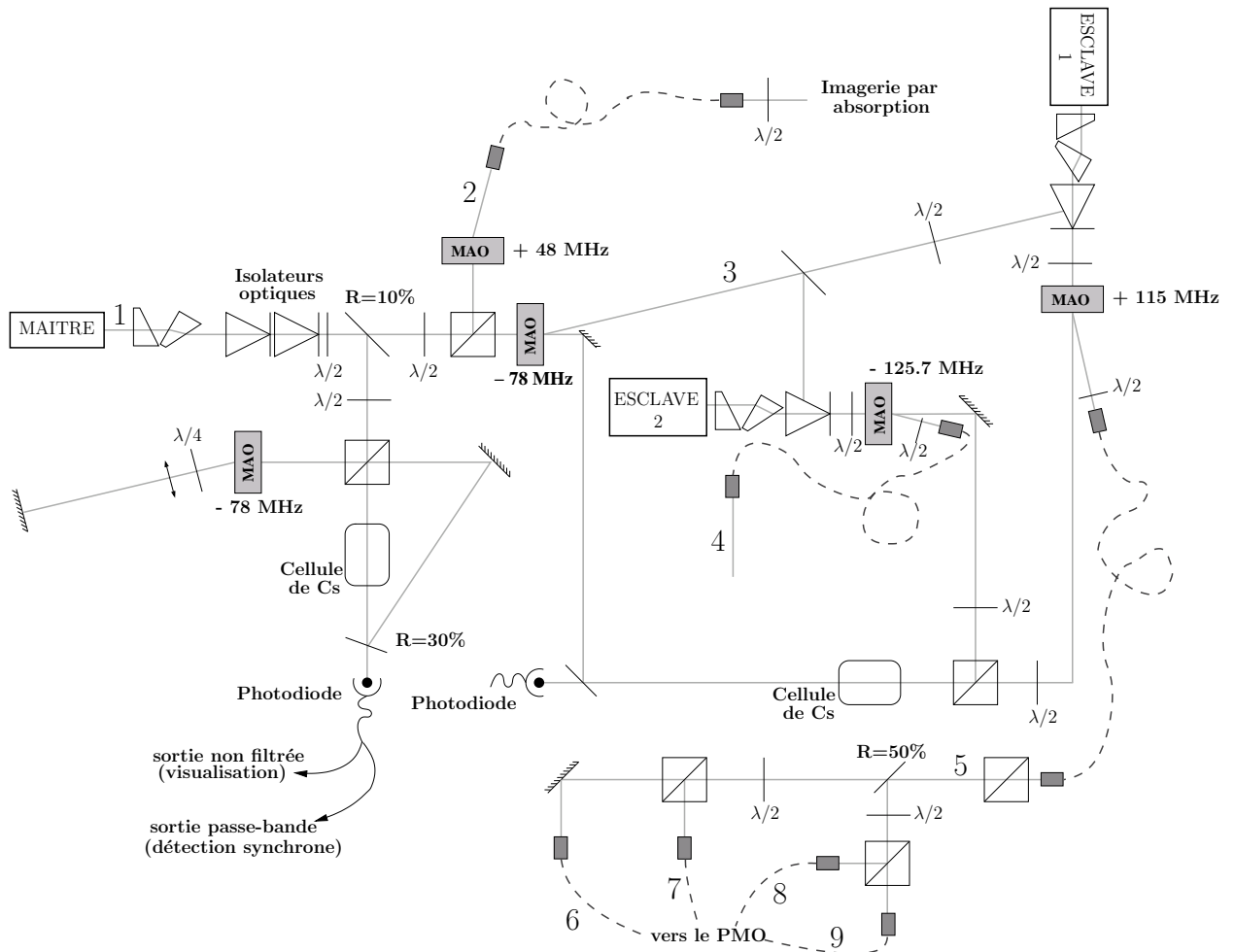


FIG. 2.5: Schéma du système laser PMOM. Pour plus de clarté, toutes les lentilles ont été enlevées. Les fréquences optiques sont : 1 – désaccordé de 48 MHz vers le rouge de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. 2 – résonnant avec la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. 3 – désaccordé de 126 MHz vers le rouge de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. 4 – résonnant avec la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$. 5 – désaccordé vers le rouge de 10 MHz de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$.

dans une boîte en dural reliée à la masse, pour éviter les problèmes dus aux courants d'air et aux perturbations électro-magnétiques. Ce boîtier est posé sur des pieds en caoutchouc afin de filtrer les vibrations hautes fréquences. Toute la table optique est de plus enfermée dans un caisson dont les parois sont en PVC, pour s'affranchir des variations de température rapides et des poussières. Cette boîte a également un rôle de sécurité optique, évitant qu'un faisceau laser puisse sortir de la table autrement que par une fibre optique.

Les modulateurs acousto-optiques utilisés dans ce schéma sont de la marque AA Opto-Electronic pour les 120 MHz, Neos pour le 60 MHz, et Crystal Technology pour les 80 MHz. Nous avons fabriqué leurs alimentations à partir de VCO, d'amplificateurs et de modules TB45 de Mini-Circuits.

L'élément central de ce système laser est la diode maître.

Diode maître

La diode maître est une diode DBR (Distributed Bragg Reflector), qui intègre directement un réseau de Bragg sur la puce. Cela permet à la diode d'être naturellement monomode. Cette diode est utilisée en cavité étendue, afin de réduire sa largeur d'émission naturelle et de pouvoir modifier sa fréquence d'émission. La cavité étendue est constituée de la diode et d'une lame semi-réfléchissante ayant un coefficient de réflexion de 30 %. Cette dernière est fixée sur un élément piézo-électrique permettant de modifier la longueur de la cavité étendue, et donc la fréquence d'émission du laser sur une plage de quelques gigahertz. Hormis par la tension du piézo-électrique, la fréquence du laser peut être ajustée en changeant sa température ou son courant d'alimentation. Ici, la température de la diode est asservie à une valeur fixe, choisie de façon à obtenir un mode naturellement proche des transitions $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 3, 4, 5\rangle$ pour un courant d'alimentation nominal. Il reste donc la tension du piézo-électrique et le courant d'alimentation de la diode pour régler finement (mieux que Γ) la fréquence du laser.

La diode est alimentée à la moitié de son courant nominal de fonctionnement, pour une puissance de sortie d'environ 65 mW. La puissance subit des pertes dues principalement à :

- la lame semi-réfléchissante de la cavité étendue (30 %);
- les prismes anamorphoseurs (10 %);
- les isolateurs optiques (20 % chacun);
- la lame de l'asservissement (10 %);
- les modulateurs optiques (55% chacun).

Malgré ces pertes, la puissance disponible est suffisante pour les applications souhaitées. Elle est divisée en 4 :

- 3 mW pour l'asservissement;
- 4 mW pour l'imagerie (faisceau 2 avant l'injecteur de fibre);
- 2 mW pour l'injection de l'esclave 1;
- 2 mW pour l'injection de l'esclave 2.

Pour contrôler les fréquences des diodes maître et esclaves, la diode maître doit être asservie en fréquence.

Asservissement en fréquence

La largeur du profil lorentzien d'absorption d'un atome de Césium est $\Gamma = 2\pi \times 5,2$ MHz. Ainsi, nous devons contrôler les fréquences à quelques centaines de kilohertz près. Pour y parvenir, nous utilisons un schéma classique d'absorption saturée, illustré sur la Figure 2.5.

La spectroscopie non-linéaire par absorption saturée repose sur l'utilisation de deux faisceaux contrapropageants issus du laser, une pompe et une sonde, qui traversent une cellule de Césium. La pompe a une intensité beaucoup plus importante que celle de la sonde, et est saturante. A contrario, la sonde est non saturante. Dans le cas général, à cause de l'effet Doppler, la pompe et la sonde excitent des atomes ayant des vitesses différentes (l'élargissement Doppler est typiquement de l'ordre de $2\pi \times 400$ MHz, très large devant la largeur spectrale d'un laser qui est de l'ordre de quelques centaines de kHz en cavité étendue).

Par contre, pour une transition donnée, il existe une fréquence spécifique pour laquelle pompe et sonde vont exciter les mêmes atomes. À cause de la saturation du faisceau pompe, il en résulte une diminution de l'absorption du faisceau sonde. Puisque l'on ne sélectionne qu'une classe de vitesse, c'est une spectroscopie sans effet Doppler. La largeur des pics d'absorption saturée est alors ultimement limitée par la largeur naturelle des raies Γ .

En balayant la fréquence du laser (et donc les fréquences de la pompe et de la sonde), et en enregistrant avec une photodiode la puissance de la sonde, on trace alors une courbe dite d'*absorption saturée*. Il s'agit du profil Doppler (constitué de la somme de toutes les transitions élargies par effet Doppler), creusé des pics d'absorption saturée mentionnés plus haut.

Considérons que le faisceau sonde, de fréquence⁵ ω_s , excite une transition de fréquence ω_1 . Le faisceau pompe, de fréquence ω_p , excite quant à lui une transition (différente ou non) de fréquence ω_2 . On obtient un pic dans le profil de saturation lorsque :

$$\text{et} \quad \begin{cases} \omega_1 = \omega_s + \mathbf{k}_s \mathbf{v} \\ \omega_2 = \omega_p + \mathbf{k}_p \mathbf{v} \end{cases} \quad (2.1)$$

Soit, en notant z l'axe selon \mathbf{k}_s :

$$\begin{cases} \omega_1 = \omega_s \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \\ \omega_2 = \omega_p \left(1 - \frac{v_z}{c}\right) \end{cases} \quad (2.2)$$

Les faisceaux pompe et sonde sont obtenus par le passage d'un laser de fréquence ω_L dans un modulateur acousto-optique qui décale leur fréquence de $\delta\omega$. Leurs fréquences sont alors $\omega_{s,p} = \omega_L + \delta\omega_{s,p}$. Il vient alors :

$$\begin{cases} \omega_1 = (\omega_L + \delta\omega_s) \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \\ \omega_2 = (\omega_L + \delta\omega_p) \left(1 - \frac{v_z}{c}\right) \end{cases} \quad (2.3)$$

Que l'on résout :

$$\begin{cases} v_z = \frac{c}{2} \left(\frac{\omega_1}{\omega_L + \delta\omega_s} - \frac{\omega_2}{\omega_L + \delta\omega_p} \right) \\ \omega_L = \frac{1}{2} (\omega_1 + \omega_2 - (\delta\omega_s + \delta\omega_p)) - \frac{v_z}{c} (\delta\omega_s - \delta\omega_p) \simeq \frac{1}{2} (\omega_1 + \omega_2 - (\delta\omega_s + \delta\omega_p)) \end{cases} \quad (2.4)$$

⁵Par abus de langage, on appelle fréquence ce qui est en réalité une pulsation.

La dernière approximation dans l'expression de ω_L est obtenue en négligeant le terme en v/c , les atomes étant non relativistes à température ambiante.

Il existe ainsi plusieurs pics, selon les valeurs de ω_1 et ω_2 . Pour les raies dont l'état fondamental est $6S_{1/2}, F = 4$ (ce qui est le cas du système laser PMOM), les règles de sélection autorisent les trois transitions $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 3, 4, 5\rangle$. Il en résulte trois pics pour lesquels $\omega_1 = \omega_2$, et trois autres, appelés *croisement de niveaux*, pour lesquels $\omega_1 \neq \omega_2$ (cf. Figure 2.6).

Nous disposons alors ici d'une référence naturelle pour asservir la fréquence des laser à mieux que Γ . En effet, selon la transition considérée et les valeurs de $\delta\omega_{s,p}$, l'asservissement au creux d'un pic d'absorption saturée permet d'obtenir une fréquence du laser contrôlée.

Pour réaliser cet asservissement, nous utilisons le schéma d'absorption saturée indiqué sur la Figure 2.5. Seul le faisceau pompe traverse (deux fois) un modulateur acousto-optique, en configuration *œil de chat* : $\delta\omega_s = 0$. Nous utilisons l'ordre -1 du modulateur acousto-optique de faisceau pompe, à une fréquence moyenne $f_0 = 78$ MHz, modulée à $f_{mod} = 30$ kHz avec une profondeur de modulation relative ε : $\delta\omega_p = -4\pi f_0 (1 + \varepsilon \cos(2\pi f_{mod}t))$.

La photodiode mesurant la puissance du faisceau sonde est pourvue de deux sorties : une sortie passe-bande centrée sur f_{mod} ($f_{c1} = 2$ kHz, $f_{c2} = 60$ kHz) branchée sur la détection synchrone, et une sortie basse fréquence utilisée pour visualiser directement le signal d'absorption saturée (cf. Figure 2.6).

En démodulant le signal de la photodiode du faisceau sonde à f_{mod} , nous obtenons un signal d'erreur proportionnel à la dérivée du profil d'absorption saturée. Ce signal est ensuite utilisé en rétroaction : les composantes basses fréquences rétro-agissent sur l'alimentation en tension du piézo-électrique de la cavité étendue, et les composantes hautes fréquences sur l'alimentation en courant de la diode laser.

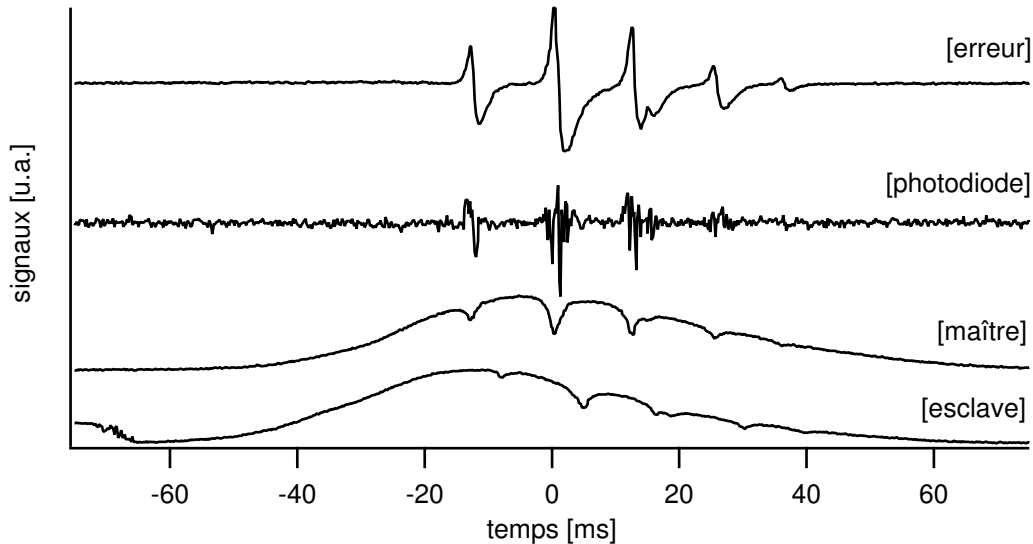


FIG. 2.6: [maître] et [esclave] : Profils d'absorption saturée du maître et de l'esclave en fonction du temps, obtenus en balayant la tension piézo-électrique du maître. Pour un temps inférieur à -60 ms, l'esclave sort de sa plage d'injection. Le pic utilisé pour l'asservissement est celui à $t = 0$. [photodiode] : Sortie passe-bande de la photodiode du schéma d'asservissement du maître. [erreur] : Sortie de la détection synchrone.

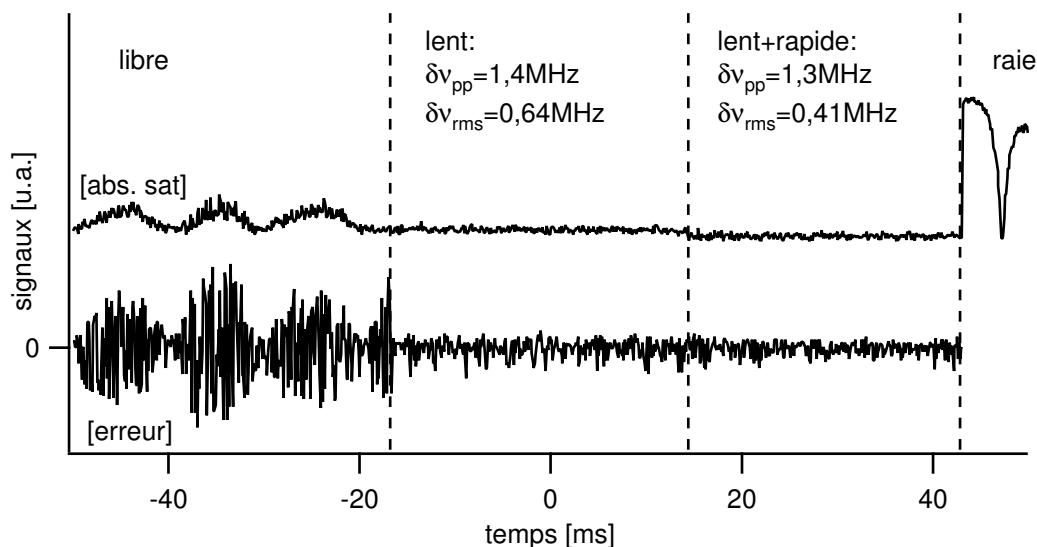


FIG. 2.7: Signaux d'erreur et d'absorption saturée de l'asservissement du maître. libre : le système est en boucle ouverte, il n'y a pas d'asservissement. lent : la boucle d'asservissement du piézo-électrique est fermée. Le signal 50 Hz visible en boucle ouverte est corrigé. lent + rapide : Les boucles d'asservissement du piézo-électrique et de l'alimentation en courant sont fermées. Il y a une légère amélioration par rapport à l'asservissement lent seul. raie : la raie d'absorption saturée de la Figure 2.6 est recopiée ici à la même échelle pour comparaison.

Les Figures 2.6 et 2.7 montrent des résultats typiques d'absorption saturée et de signal d'erreur. On notera que les pics d'absorption saturée de l'esclave sont décalés par rapport à ceux du maître, car le schéma d'absorption saturée de l'esclave utilise un faisceau sonde dont la fréquence est inférieure de 78 MHz par rapport celle du maître. La fréquence de la sonde du maître étant égale à la fréquence du maître, il en résulte un décalage de 78 MHz entre les pics d'absorption saturée du maître et de l'esclave.

Nous choisissons alors de nous asservir sur le croisement des niveaux $4 \rightarrow 4$, $4 \rightarrow 5$. Pour $f_0 = 78$ MHz, on obtient une fréquence du laser maître ω_L décalée de 48 MHz vers le rouge de la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. La stabilité en fréquence est alors typiquement de 400 kHz (valeur RMS).

L'avantage de ce schéma d'asservissement est que la fréquence du laser maître n'est pas modulée (seule le faisceau prélevé pour l'asservissement l'est). Sa qualité spectrale est meilleure, ainsi que celle des esclaves qu'il injecte.

Diodes esclaves

La procédure utilisée pour injecter les laser esclaves est la suivante :

1. Sans injection par la diode maître, on cherche un couple courant/température de la diode qui correspond à un mode proche de 852,1 nm (mesuré au lambdamètre).
2. On superpose ensuite au mieux le faisceau laser maître (de quelques milliwatts) incident avec la "fuite" du laser esclave sortant du cube polariseur de sortie de l'isolateur optique.

3. En plaçant une cuve de Césium sur le faisceau principal du laser esclave, on cherche la fluorescence en touchant légèrement le courant de l'esclave et l'angle d'injection du maître.
4. Si aucune fluorescence n'est visible, on change de couple température/courant jusqu'à en obtenir une.
5. Une fois la fluorescence obtenue, on met en place une absorption saturée sur le laser esclave, et on balaye la fréquence du maître sur tout le profil Doppler.
6. On diminue progressivement la puissance du laser maître en retouchant au fur et à mesure son angle d'injection, ainsi que le courant de fonctionnement du laser esclave. Le profil Doppler de l'absorption saturée de l'esclave doit être stable sur toute sa largeur.

Une "bonne" injection est obtenue lorsque l'absorption saturée ne dépend pas du courant d'alimentation de l'esclave sur quelques pourcents autour de sa valeur optimale. Lorsque la modification de courant est trop importante, l'absorption saturée décroche brutalement plutôt que de diminuer lentement.

En sortie des isolateurs optiques des esclaves, la puissance typique est de 100 mW. Après diffraction par les modulateurs acousto-optiques, la puissance avant injection dans les fibres est de 70 mW.

En plus de ce premier système laser, nous en utilisons un deuxième qui permet de repomper les atomes du PMOM tombés dans le niveau $F = 3$.

2.2.2 Système laser repompeur

Contrairement au système laser du PMOM, le système laser du repompeur utilise une seule diode laser SDL-5402-H1-852 50 mW (il n'y a donc ni maître, ni esclave). Cette diode n'intégrant pas de réseau du Bragg sur sa puce, nous l'avons utilisée en cavité Littrow. Ce montage est similaire à celui de la diode maître de la section précédente, mais la lame semi-réfléchissante est remplacée par un réseau holographique 1800 traits/mm Edmund Optics. Ce réseau est tourné de façon à ce que l'ordre de diffraction -1 soit ré-injecté dans la diode, formant ainsi la cavité étendue. La puissance diffractée dans cet ordre est de 15 % pour le réseau utilisé. Il est également placé sur un élément piézo-électrique de façon à pouvoir contrôler la longueur de la cavité étendue, et donc la fréquence laser, en modifiant sa tension d'alimentation.

Le schéma d'asservissement (cf. Figure 2.8) est plus simple que celui du système laser PMOM. La modulation se fait directement sur le courant de la diode laser. En conséquence, la totalité du faisceau laser est modulée en intensité et en fréquence, y compris la partie qui sera utilisée dans l'expérience. Le repompeur servant uniquement à recycler les atomes du PMOM tombés dans l'état $F = 3$ (cf. 1.4.3), cela est sans gravité. L'asservissement se fait sur le croisement des niveaux $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 2, 3\rangle$, et la fréquence du laser est donc ici désaccordée de 76 MHz vers le rouge de la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.

Le faisceau laser est scindé en deux à l'aide d'une lame $\lambda/2$ suivie d'un cube polariseur. Avant le cube, la puissance disponible est d'environ 3 mW. Cette puissance est répartie selon l'angle de la lame $\lambda/2$ entre deux injecteurs de fibre. Une de ces fibres est utilisée pour le faisceau repompeur du PMOM, et l'autre pour une expérience de pompage optique que nous verrons au chapitre 7.4.1. La fréquence de ces deux faisceaux est la même : résonnant sur la

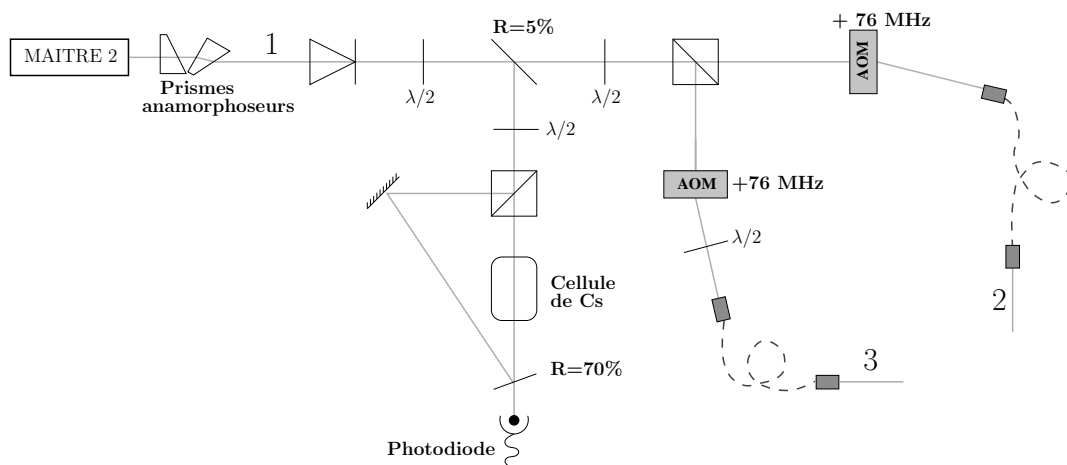


FIG. 2.8: Schéma du système laser repompeur. Pour plus de clarté, toutes les lentilles ont été enlevées. Les fréquences optiques sont : 1 – désaccordé de 76 MHz vers le rouge de la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. 2 et 3 – résonnant avec la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Le faisceau 2 est utilisé comme repompeur pour le PMOM, et le faisceau 3 pour une expérience de pompage optique.

transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. La puissance dans chacun de ces faisceaux, même si elle peut paraître faible, est suffisante pour saturer la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ (cf. chapitre 3).

Dans les deux systèmes laser présentés, nous utilisons des modulateurs acousto-optiques. Leur intérêt est, comme nous allons le voir, double.

2.2.3 Rôle des modulateurs acousto-optiques

D'une part, ils permettent une commutation rapide des faisceaux laser. L'extinction des faisceaux peut ainsi se faire sur un temps de l'ordre de la microseconde. Pour comparaison, l'utilisation d'obturateur mécanique induit des temps de coupure de l'ordre de la milliseconde.

D'autre part, ils permettent de modifier la fréquence d'une onde laser sur une plage de 40 à 130 MHz. La fréquence des laser peut alors être rapidement ajustée à la valeur voulue. De plus, cela permet d'utiliser un même asservissement pour plusieurs fréquences d'utilisation (comme dans le schéma des laser du PMOM).

Cependant, les puissances qu'ils consomment (1 à 2 W) induisent des effets thermiques nuisibles à la stabilité des laser. Nous allons voir qu'il est possible de limiter ces effets en utilisant les modulateurs acousto-optiques conjointement aux fibres optiques.

2.2.4 Injection dans les fibres optiques

Avant de mettre au point le piège magnéto-optique à miroir, nous avons commencé par développer un piège magnéto-optique classique. Nous n'utilisons alors pas de fibres optiques. Ce montage a montré quelques limites :

- les systèmes laser devaient être sur la même table que la chambre à vide, ce qui posait un problème d’encombrement et d’isolation des systèmes laser ;
- le mode spatial des faisceaux directement issus des diodes laser n’étaient pas de bonne qualité ;
- une modification dans le système laser entraînait un dérèglement des faisceaux, et donc la nécessité de reprendre le réglage du piège magnéto-optique.

Ainsi, lors du passage du PMO au PMOM, nous avons profité de l’occasion pour fibrer toute l’expérience.

En effet, dans une fibre optique monomode, seul le mode TEM_{00} peut se propager. Le mode spatial du laser à la sortie de la fibre est ainsi de très bonne qualité, pourvu de disposer d’une longueur de fibre d’au moins quelques dizaines de centimètres.

De plus, l’utilisation de fibres optiques permet de séparer la source laser de l’utilisation que l’on veut en faire. Les sources laser peuvent ainsi être placées sur un marbre différent de celui de la chambre à vide. Les vibrations mécaniques perturbant les asservissements des laser sont alors limitées. De plus, il est possible de modifier un système laser sans dérégler l’expérience : il suffit ensuite de retoucher l’injection dans les fibres pour retrouver précisément le mode de fonctionnement de l’expérience.

Enfin, l’utilisation conjointe de fibres optiques et de modulateurs acousto-optiques permet d’obtenir des taux d’extinction des laser pouvant descendre jusqu’à 10^{-6} . En changeant la fréquence de l’alimentation du modulateur acousto-optique, l’angle de diffraction du laser sur le réseau acoustique est modifié. Cela se traduit sur l’angle d’attaque de l’injecteur, et donc sur la position du spot laser sur la fibre optique. Le diamètre de mode des fibres étant de $6\ \mu\text{m}$, la modification de cette fréquence se traduit par une diminution rapide de la puissance injectée dans la fibre (cf. Figure 2.9). Pour les deux modulateurs des esclaves, nous avons choisi de couper les faisceaux laser en utilisant cette propriété plutôt que de couper l’alimentation des modulateurs acousto-optiques. Ce choix permet de faire travailler les amplificateurs des alimentations des modulateurs à puissance constante, et limite ainsi les effets thermiques.

Pour comparaison, les laser d’imagerie et repompeur sont coupés par la puissance d’alimentation des modulateurs acousto-optiques, et nous obtenons sur ces faisceaux des taux d’extinction de 10^{-5} . Une fois le laser “éteint”, la puissance résiduelle transmise correspond à un paramètre de saturation $s_0 = 30 \cdot 10^{-6}$. Alors, le nombre moyen de photons absorbés par unité de temps pour un atome est (cf. 1.3.1 et annexe B.1) :

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0 w_{45'}}{1 + s_0 w_{45'} + (2\delta/\Gamma)^2} \simeq 12 \text{ photons.s}^{-1} \quad (2.5)$$

pour $\delta = +2\ \Gamma$, soit un photon absorbé toutes les 100 millisecondes. Ce taux d’absorption est suffisamment faible pour nous permettre de caractériser les pièges dipolaires que nous verrons dans la partie II⁶. Cela nous dispense d’utiliser des obturateurs mécaniques. Ceux-ci ont en effet l’inconvénient d’être sources de vibration qui perturbent l’asservissement des laser, et d’être lents à actionner (quelques millisecondes).

En revanche, ces avantages se payent au prix d’une perte de puissance laser. Les fibres optiques que nous utilisons sont des fibres monomodes à maintien de polarisation de la société

⁶Notons que le laser d’imagerie et le repompeur, bien que moins intenses, sont résonnants et ont un taux d’absorption comparable.

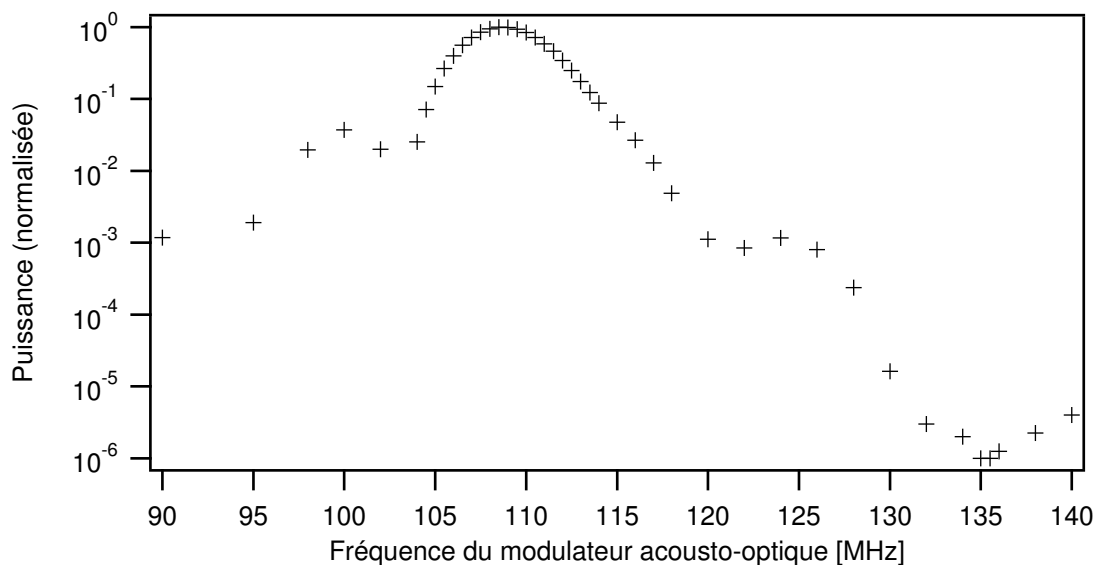


FIG. 2.9: Puissance normalisée des faisceaux du PMO en sortie fibre en fonction de la fréquence du modulateur acousto-optique. La position du minimum à 135 MHz ne dépend pas de la fréquence du modulateur pour laquelle l'injection dans la fibre a été optimisée. Il s'agit par conséquent d'un minimum dû à l'alimentation ou au modulateur lui-même.

Sedi Fibres, équipées de connecteurs FC/APC. Pour injecter la lumière dans ces fibres, nous nous servons d'injecteurs de fibres HPUC OZ Optics LTD. Ceux-ci sont composés d'une lentille asphérique, et d'une embase FC/APC permettant de positionner un connecteur dans son plan focal. Avec ce système, l'injection d'une fibre optique a une efficacité typique de 70%.

On notera de plus que sur la Figure 2.5, la séparation du laser esclave 1 en quatre faisceaux se fait *après* le passage dans une première fibre optique intermédiaire. De cette façon, l'atténuation de l'intensité laser en changeant la fréquence du modulateur est la même pour les quatre faisceaux utilisés pour le PMOM, puisqu'elle est déterminée par l'injection dans cette fibre intermédiaire commune. Si les quatre fibres étaient injectées directement après le modulateur acousto-optique, le changement de fréquence lors de la coupure du faisceau se traduirait par une atténuation différente dans chaque fibre. La répartition d'intensité sur les bras du PMOM ne serait alors plus équilibrée, ce qui perturberait le fonctionnement du PMOM.

Procédure de réglage

Le diamètre du mode laser arrivant sur l'injecteur est un paramètre critique pour obtenir une bonne injection. La procédure de réglage utilisée pour injecter un faisceau dans une fibre est la suivante :

1. Caractériser les dimensions du faisceaux avant l'injecteur à l'aide d'un profileur de faisceaux (Beam Star Ophir).
2. Choisir un injecteur dont la taille du mode à injecter est proche de la taille précédemment mesurée. Nous disposons de trois focales différentes : 2,7 mm, 6,2 mm, et 11 mm, qui correspondent respectivement à des diamètres de mode en $1/e^2$ de 0,5 mm, 1,2 mm, et

2,1 mm.

3. Placer un télescope dont les lentilles sont choisies de façon à adapter le diamètre mesuré en 1 au mode choisi en 2. Avec les injecteurs que nous utilisons, le faisceau doit être de plus collimaté en arrivant sur l'injecteur.
4. Injecter le laser dans la fibre. Nous utilisons pour cela la diode laser 650 nm Optical Fiber Checker de Roithner. Il suffit alors d'insérer le connecteur à l'autre extrémité de la fibre dans l'orifice spécialement conçu pour visualiser facilement l'axe d'injection de l'injecteur.
5. Déplacer légèrement une lentille du télescope et retoucher l'injection en conséquence pour optimiser la puissance injectée (il sera éventuellement nécessaire de reprendre le point 4).

Le rendement typique d'une injection réalisée avec les injecteurs que nous utilisons est de 70%. Le Tableau 2.1 donne les puissances typiques en sortie de chaque fibre.

Faisceau	Puissance [mW]	Fréquence
Maître 1		
2	2	résonnant sur $ F = 4\rangle \rightarrow F' = 5\rangle$
Esclave 1		
5	50	désaccordé de -2Γ de $ F = 4\rangle \rightarrow F' = 5\rangle$
6, 7, 8, 9	8	désaccordé de -2Γ de $ F = 4\rangle \rightarrow F' = 5\rangle$
Esclave 2		
4	50	résonnant sur $ F = 4\rangle \rightarrow F' = 4\rangle$
Maître 2		
2	1	résonnant sur $ F = 3\rangle \rightarrow F' = 3\rangle$
3	1	résonnant sur $ F = 3\rangle \rightarrow F' = 3\rangle$
Laser Dipolaire MOPA		
	380	de 845 nm à 857 nm

TAB. 2.1: Puissances disponibles et fréquences des faisceaux en sortie de fibre optique.

Polarisation

Une fois la puissance laser injectée dans la fibre, il est nécessaire d'ajuster la polarisation du laser de façon à la faire coïncider avec un axe neutre de la fibre optique à maintient de polarisation. Cette axe est habituellement matérialisé par le détrompeur du connecteur. Nous plaçons alors un cube polariseur derrière le collimateur en sortie de fibre, et tournons le collimateur pour que le détrompeur de la fibre soit parallèle à un axe du cube. Ainsi, les défauts de polarisation se traduisent par une variation de puissance derrière le cube polariseur. On tourne alors l'angle d'une lame $\lambda/2$ avant l'injection de la fibre de façon à minimiser les variations de puissance derrière le cube polariseur.

Pour vérifier le bon réglage de la polarisation à l'entrée de la fibre, on peut alors tordre légèrement la fibre, ou la chauffer en la tenant dans sa main. Les variations de puissance doivent rester de l'ordre du pourcent (cf. Figure 2.10).

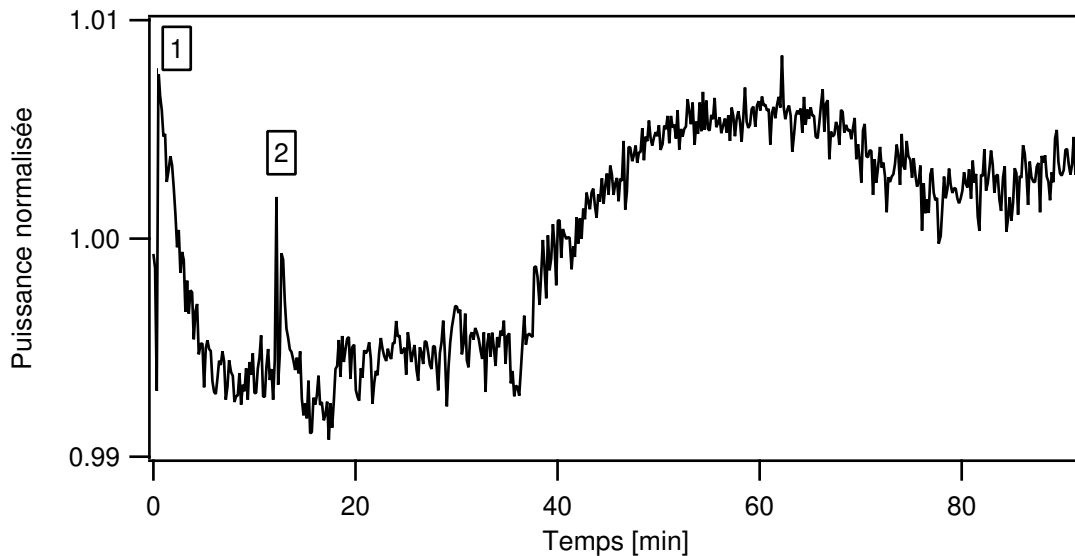


FIG. 2.10: Puissance normalisée à sa valeur moyenne à la sortie d'une fibre, derrière un cube polariseur. 1 – La fibre est légèrement malaxée. 2 – La fibre est tenue dans la main pendant une vingtaine de seconde, pour la chauffer.

Pour les faisceaux du PMOM, on laisse les cubes polariseurs en place même après le réglage. On transforme ainsi les défauts de polarisation du laser en variations d'intensité (la loi de Malus en fait un effet du second ordre).

Connecteurs

Nous avons appris, à nos dépens, qu'il est très important d'utiliser des connecteurs pour fibres FC/APC. Sur ces connecteurs, la fibre est clivée à un angle de 8° . Avant d'utiliser ces fibres, nous utilisions les mêmes connecteurs sans angle de clivage (FC/PC). Nous avons rencontré deux types de problèmes qui nous ont fait changer de fibres.

En injectant un laser dans une fibre dont la face de *sortie* est clivée à 0° , nous avons observé dans certains cas de la ré-injection dans le laser.

Par ailleurs, nous avons observé des interférences entre les faisceaux qui forment le PMOM et dégradait fortement ses caractéristiques. Ces faisceaux sont contrapropageants deux à deux, comme indiqué sur la Figure 1.5. Un faisceau (a) donné traversait en fait la lentille du collimateur du faisceau (b) contrapropageant, et tapait sur la fêrle blanche et réfléchissante de la fibre optique (b). La réflexion spéculaire du faisceau (a) était alors collimaté à nouveau par la lentille de l'injecteur (b). Ce faisceau réfléchi interférait avec le faisceau (b) pour former des franges d'interférence. Ce phénomène ayant lieu pour tous les faisceaux du PMOM, son fonctionnement était relativement perturbé (notamment la reproductibilité tir à tir).

Les systèmes laser PMOM et repompeur servent à la réalisation du piège magnéto-optique à miroir. Nous utilisons de plus un troisième système laser, qui va servir à éclairer les microstructures.

2.2.5 Laser dipolaire

Deux laser ont été successivement utilisés au cours de ce travail pour créer le potentiel dipolaire dans lequel les atomes sont capturés après coupure du PMOM.

Les premiers pièges ont utilisé un laser dont nous disposons au laboratoire : un laser en anneau Ti:Sa Coherent 899, pompé par un Verdi Coherent 10 W à 532 nm. Ce laser demande un entretien quotidien, tout particulièrement pour obtenir des puissances de sortie supérieures à 300 mW.

À l'usage, nous avons préféré acheter un laser MOPA TA-100 Toptica. Il s'agit d'une diode maître injectant une seconde diode de puissance. Ce laser est d'une utilisation beaucoup plus aisée que le Ti:Sa. Il sort nominalelement 750 mW, sans aucun effort. Son inconvénient est en revanche que le mode de sortie ne possède pas la qualité spatiale de celui du Ti:Sa. Nous avons donc choisi d'injecter ce laser dans une fibre monomode, afin de l'épurer. En sortie de fibre, nous obtenons alors en routine 380 mW.

Dans les deux cas, le laser dipolaire n'est pas asservi en fréquence. En effet, le désaccord utilisés dans les expériences de piégeage dipolaire est situé entre 0,1 et 5 nm, et les variations relatives de fréquences sur la durée d'une expérience sont négligeables à ces échelles. Une partie de la lumière émise par le laser dipolaire est prélevée pour le lambdamètre et pour une cavité Fabry-Pérot confocale. Nous pouvons ainsi connaître sa longueur d'onde et nous assurer de sa monomodicité.

Toutefois, le laser MOPA ne présente pas la même pureté spectrale que le Ti:Sa, et nous avons dû prendre des précautions lors de son utilisation. Ce point sera détaillé au chapitre 7.3.

Le fonctionnement du PMOM ne nécessite pas seulement les laser décrits jusque-là, mais également un gradient de champ magnétique (cf. § 1.4.2).

2.3 Champ magnétique

2.3.1 Gradient de champ magnétique

L'ordre de grandeur du gradient nécessaire à la réalisation du PMOM est de la dizaine de G.cm^{-1} [22]. Il est créé par l'utilisation de deux bobines en configuration anti-Helmholtz. Chacune d'entre elles est constituée d'un enroulement de 11 spires autour des hublots de la chambre principale de l'enceinte. Ces spires sont des tubes de cuivres 6×4 mm recuits dans lesquels un courant d'eau passe afin de les refroidir. Les spires d'une bobine sont recouvertes de Kapton 3M SA Bezy pour les isoler, et noyées dans de la résine Epoxy. L'inductance d'une bobine est alors de 18 μH , et sa résistance interne 6,7 $\text{m}\Omega$. Les deux bobines sont distantes de leur diamètre moyen : 160 mm.

Le gradient créé par ces bobines sur leur axe est alors de :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{B}{I} \right) = 15 \text{ G.A}^{-1}.\text{m}^{-1} \quad (2.6)$$

Sur les axes perpendiculaires, le gradient au centre du dispositif est alors la moitié de celui donné par l'expression (2.6), la divergence du champ magnétique étant nulle.

Une alimentation Agilent 6571A délivrant jusqu'à 220 A alimente ces bobines. Nous avons mesuré qu'en coupant le courant d'alimentation des bobines, le champ magnétique met 80 ms pour atteindre 1% de sa valeur initiale.

Le temps caractéristique d'évolution des atomes étant de quelques millisecondes, ce temps de coupure est trop long. Pour le réduire, nous avons utilisé un IGBT Trench SKM 300GB066D (Transistor bipolaire à grille isolée), qui commute la bobine sur une varistance lors de la coupure du champ magnétique. Ce dispositif, adapté de [23], permet d'atteindre un temps de coupure à 1% de 2 ms. Celui-ci est fixé sur un échangeur thermique en cuivre refroidi par eau pour limiter les élévations de température.

Pour un bon fonctionnement du PMOM, il faut de plus corriger le champ magnétique ambiant de quelques centaines de milligauss, dû au champ magnétique terrestre et aux divers équipements que nous utilisons.

2.3.2 Compensation du champ magnétique ambiant

Nous utilisons des bobines de compensation, placées autour de la chambre principale (cf. photo de la Figure 2.1). Celles-ci sont de formes carrées, de côté 20,5 cm, et montées en configuration Helmholtz. Des alimentations 2 A sont utilisées avec ces bobines, permettant d'ajouter un champ magnétique constant pouvant aller jusqu'à 700 mG.

Pour annuler le champ magnétique, nous avons utilisé un capteur uni-axe dont la résolution est meilleure que le milligauss. Nous avons mesuré des gradients de champ résiduel relativement importants, de l'ordre de la dizaine de $\text{mG}\cdot\text{cm}^{-1}$, dus à la pompe ionique (malgré sa boîte en μ -métal) et à l'environnement de l'expérience (pieds ferromagnétiques, armatures en béton des murs). Ce gradient rend délicat l'annulation des trois composantes du champ magnétique au même point à cause du repositionnement du capteur. Toutefois, le champ minimum obtenu est de quelques milligauss. Cela s'est avéré suffisant pour nous permettre d'obtenir un piège magnéto-optique.

Des expériences ultérieures nous ont amené à reprendre cette annulation, nous les décrivons au paragraphe 3.4.

Pour pouvoir caractériser et optimiser le PMOM, nous avons mis en place une technique d'imagerie par absorption que nous allons détailler.

2.4 Système d'imagerie

Il existe plusieurs méthodes pour visualiser les atomes. Les techniques que nous avons employées ont évolué au fur et à mesure du développement de cette expérience, pour s'adapter au mieux aux nouvelles contraintes.

Dans la première version du PMO, sans miroir, nous avons mis en place une détection par nappe de fluorescence. Si cette technique permet de compter le nombre d'atomes dans le piège et de déterminer la température des atomes, elle ne donne aucune information sur la distribution spatiale des atomes.

Pour pallier à cet inconvénient, nous sommes rapidement passés à une imagerie par fluorescence. Une caméra placée au plus près des atomes collecte les photons qu'ils émettent de façon isotrope, et donne leur position.

Cependant, la taille des hublots de notre expérience nous empêchait d'approcher la caméra à moins de 20 cm des atomes. La fraction de photons collectés n'est alors que de quelques pour mille. Ce point n'a pas été gênant jusqu'à ce que nous passions à un piège magnéto-optique à miroir, et que nous souhaitions piéger les atomes dans des pièges dipolaires de faible volume. Le rapport signal/bruit que nous obtenions est alors devenu critique, d'une part à cause du nombre d'atomes moindre, et d'autre part par la présence de la surface du miroir qui diffuse et réfléchit toutes les lumières parasites. Nous avons ainsi dû changer à nouveau de technique d'imagerie.

Nous avons alors finalement adopté une imagerie par absorption. L'avantage de l'imagerie par absorption réside principalement dans le fait que l'information sur les atomes est contenue dans l'absorption du laser utilisé pour l'imagerie. L'ouverture numérique du système d'imagerie ne joue alors "plus que" sur la résolution spatiale du dispositif. À l'opposé, dans un schéma d'imagerie par fluorescence, elle conditionne de plus l'amplitude du signal enregistré. Il est alors envisageable de travailler avec des ouvertures numériques plus faibles qu'en imagerie par fluorescence. Cela permet de diminuer considérablement les lumières parasites captées par le capteur de la CCD, et donc la qualité de l'image.

Cet avantage a un prix. Le principal inconvénient de l'imagerie par absorption est qu'il s'agit d'une technique d'imagerie sur fond brillant. En conséquence, le bruit est donné par la racine du nombre de photons du laser imageur. Par opposition, le bruit ultime d'une technique de fluorescence est directement la racine du nombre de photons du signal, beaucoup plus faible.

Nous ne détaillerons ici que le système d'imagerie en absorption, qui est celui qui nous a permis l'acquisition de toutes les données présentées dans ce mémoire. Ce système consiste à éclairer les atomes avec un laser, résonnant ou proche de résonance avec la transition fermée $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. Les atomes absorbent une partie de cette onde, créant une ombre dans le profil laser. Une lentille fait alors l'image de cette ombre sur une caméra CCD, et l'on obtient une image d'absorption. On procède ensuite de même, en l'absence d'atome, pour acquérir une image de référence. On obtient finalement l'absorption des atomes en effectuant l'opération suivante :

$$\text{image}_{abs.finale} = 1 - \frac{\text{image}_{abs.}}{\text{image}_{ref.}} = \mathcal{A}(y,z) \quad (2.7)$$

Cette division permet de s'affranchir des inhomogénéités d'intensité du laser d'imagerie.

La première partie du travail dont ce mémoire fait l'objet a consisté en le développement et la caractérisation d'une source d'atomes froids : le PMOM. Nous allons par conséquent décrire ici le système d'imagerie par absorption qui a été utilisé pour cette caractérisation.

2.4.1 Schéma du système d'imagerie

Le système d'imagerie (similaire à celui de [24]) est représenté sur la Figure 2.11. Le faisceau laser issu de la fibre optique du système laser de la Figure 2.5 est collimaté par une lentille (de longueur focale f_1 sur le schéma). La fibre optique étant clivée à 8° , la fibre n'émet pas dans la

direction de son axe, mais à un angle de environ 4° de celle-ci. Il est par conséquent nécessaire de tourner la fibre de cet angle par rapport à l'axe optique.

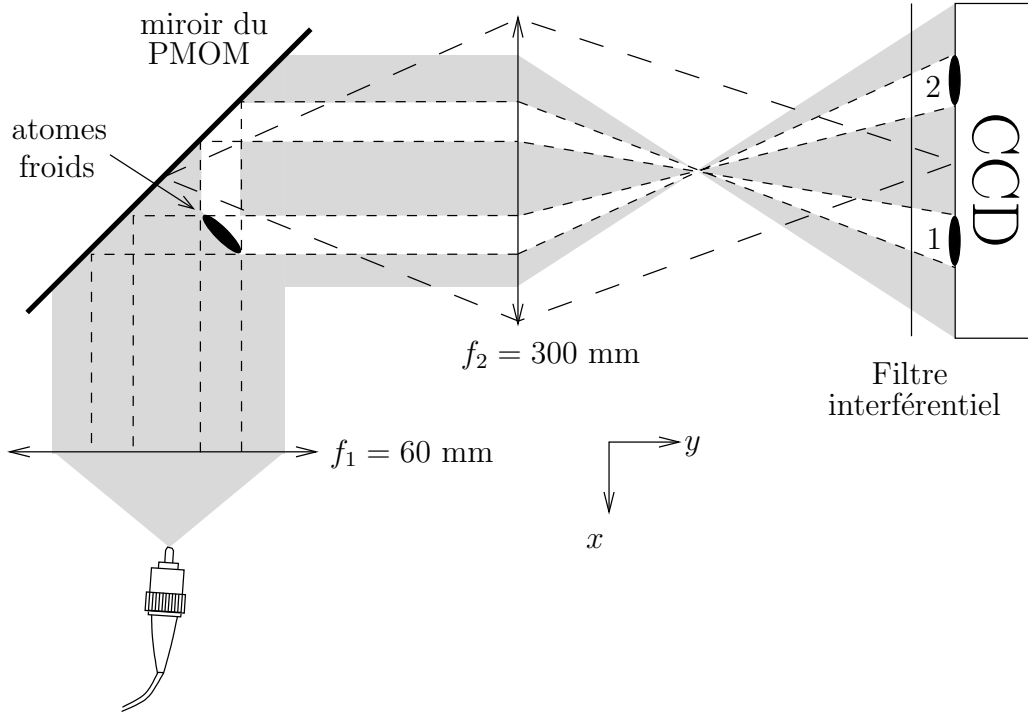


FIG. 2.11: Schéma du système d'imagerie. L'ellipse noire représente les atomes imagés. La lentille f_1 collimate le laser utilisé pour l'imagerie. La lentille f_2 image les atomes sur la CCD. Les zones blanches dans le faisceau d'imagerie correspondent aux deux ombres des atomes. En plus des éléments optiques représentés sur la figure, le système d'imagerie intègre un cube polariseur entre le miroir et la lentille f_2 , ainsi qu'un obturateur mécanique devant le filtre interférentiel.

Le faisceau d'imagerie est réfléchi à 90° sur le miroir du PMOM. En conséquence, le faisceau est absorbé "deux fois" par les atomes : une première fois par le faisceau incident, et une deuxième par le faisceau réfléchi sur le miroir. La caméra CCD enregistre alors deux ombres, correspondant à la densité d'atome intégrée selon l'axe x (notée 1), et à celle intégrée selon l'axe y (notée 2). L'avantage de ce système d'imagerie est de prendre en une seule photo les profils atomiques selon (x, z) et (y, z) . On dispose ainsi d'une image tri-dimensionnelle. De plus, en mesurant la distance entre les deux ombres, on obtient facilement la distance entre le miroir et les atomes.

Une image typique du PMOM est donnée sur la Figure 2.12.

Pour choisir l'intensité, le désaccord, et la durée de l'impulsion du laser imageur, ainsi que le grandissement du système d'imagerie, il est tout d'abord nécessaire de discuter du lien entre l'absorption mesurée et le nombre d'atomes absorbants.

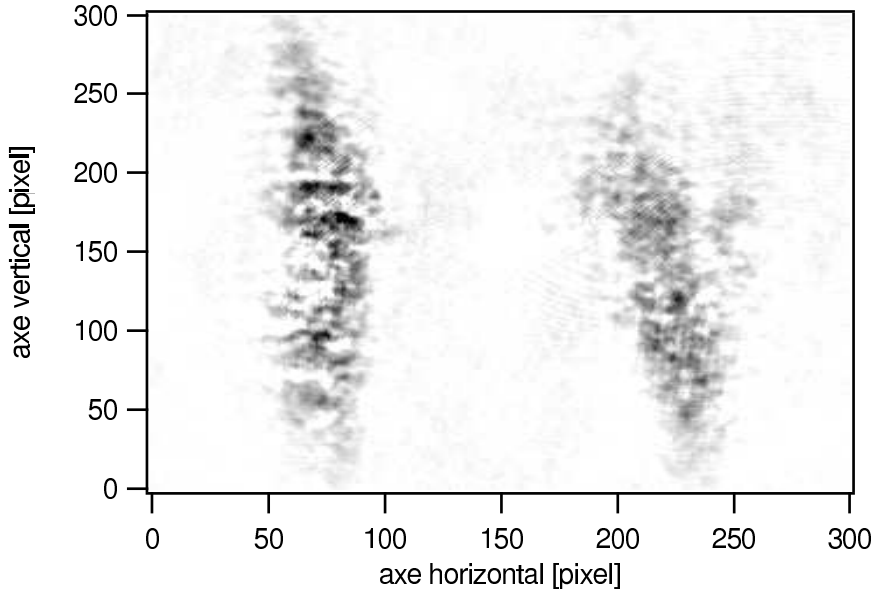


FIG. 2.12: Image du PMOM obtenue en imagerie par absorption. Les deux images du PMOM correspondent aux deux intégrations selon x et y , et donnent donc une représentation tri-dimensionnelle des atomes.

2.4.2 Lien entre l'absorption et le nombre d'atomes

Étudions l'absorption d'une onde plane incidente d'intensité I par un volume $d\tau = dx dy dz$ contenant une densité $\rho(\mathbf{r})$ d'atomes. Notons \mathbf{x} le vecteur unitaire selon l'axe de propagation du faisceau laser, \mathbf{y} et \mathbf{z} les vecteurs unitaires orthogonaux, orientés selon les axes de la caméra d'imagerie. Le faisceau étant absorbé, son intensité dépend de x . De plus, dans le cas général, il faut tenir compte du caractère non linéaire de l'absorption par les atomes (saturation). On obtient sa variation d'intensité en écrivant que la puissance perdue par le faisceau est égale à la puissance diffusée par les atomes :

$$(I(x + dx) - I(x)) dy dz = \frac{dI}{dx} d\tau = - \left\langle \frac{dN_{photons}}{dt} \right\rangle h\nu \quad (2.8)$$

En faisant l'hypothèse que les atomes sont également répartis dans les sous-niveaux Zeeman $|F = 4\rangle$, le nombre de photons diffusés par les atomes est donné par (cf. 1.3.1 et B.1) :

$$\left\langle \frac{dN_{photons}}{dt} \right\rangle = \rho(\mathbf{r}) d\tau \frac{\Gamma}{2} \frac{I w_{4,5'} / I_{sat}}{1 + 2I w_{4,5'} / I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.9)$$

Posons alors :

$$s_0 = \frac{I}{I_{sat}} \quad (2.10)$$

$$\varepsilon = \frac{w_{4,5'}}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (2.11)$$

$$\sigma_0 = \frac{\Gamma h\nu}{2 I_{sat}} = \frac{3}{2\pi} \lambda^2 \simeq 0,35 \mu\text{m}^2 \quad (2.12)$$

ε pondère le paramètre de saturation à résonance s_0 pour tenir compte de l'écart à résonance et du rapport de branchement $w_{4,5}$. σ_0 est la section efficace d'absorption spontanée à résonance de $|F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m_{F'} = 5\rangle$. On obtient alors l'équation différentielle :

$$\frac{ds_0}{dx} = -\rho(\mathbf{r})\sigma_0 \frac{\varepsilon s_0}{1 + 2\varepsilon s_0} \quad (2.13)$$

Dont la solution est :

$$2\varepsilon s_0(-\infty)\mathcal{A} - \ln(1 - \mathcal{A}) = \sigma_0 \varepsilon n_{2D} \quad (2.14)$$

avec $s_0(\pm\infty)$ les valeurs asymptotiques du paramètre de saturation, $\mathcal{A} = 1 - s_0(-\infty)/s_0(+\infty)$ l'absorption mesurée, et $n_{2D} = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\mathbf{r})dx$ la densité d'atomes projetée dans le plan transverse.

Regardons alors quelques cas limites qui simplifient l'expression (2.14).

Cas limite des faibles saturations

Dans le cas des faibles saturations, $\varepsilon s_0 \ll 1$, l'absorption des atomes devient linéaire avec l'intensité laser. En conséquence, on peut négliger le premier terme de l'expression (2.14), et on obtient l'expression de \mathcal{A} suivante :

$$\mathcal{A} = 1 - \exp(-\sigma_0 \varepsilon n_{2D}) \quad (2.15)$$

On retrouve la loi de Beer Lambert. Remarquons que l'expression reliant \mathcal{A} et n_{2D} est indépendante de l'intensité du laser d'imagerie. Ce point est intéressant pour deux raisons. D'une part la connaissance de la carte d'absorption permet d'avoir une représentation fidèle de la répartition spatiale des atomes, sans nécessité de mesurer les variations d'intensité du laser d'imagerie. D'autre part ε n'est pas connu avec précision⁷. Dans la limite $\varepsilon s_0 \ll 1$, la quantité εn_{2D} est cependant mesurée précisément, et par suite la valeur relative du nombre d'atomes (en considérant les fluctuations de ε faibles à l'échelle du piège). Sa valeur absolue restera cependant mal connue, ne disposant pas de techniques pour étalonner notre mesure.

Notons de plus que dans ce cas limite, l'expression de \mathcal{A} ne dépend que du produit εn_{2D} : on obtient les courbes pour des désaccords non nuls de l'absorption en fonction de n_{2D} par une homothétie de la densité projetée de ε^{-1} par rapport au cas résonnant.

Cas limite des faibles absorptions

Pour les faibles absorptions, l'intensité laser reste constante lors de la traversée du nuage. On peut alors faire un développement limité du logarithme de l'expression (2.14), pour obtenir :

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma_0}{1 + 2\varepsilon s_0(-\infty)} \varepsilon n_{2D} \quad (2.16)$$

L'absorption est alors linéaire avec la densité projetée d'atomes. Par contre, la connaissance de la quantité εn_{2D} à partir de l'absorption dépend de la saturation εs_0 . En conséquence, il est nécessaire de connaître la répartition spatiale d'intensité, et les mesures (même relatives) du nombre d'atomes sont limitées en précision par la connaissance de ε .

⁷En effet, le champ magnétique résiduel est non nul et a une direction inconnue. Cela se traduit sur une occupation des sous-niveaux Zeeman non-homogène, et une projection de la polarisation des laser inconnue.

Cas limite des faibles absorptions et saturations

L'expression (2.16) devient :

$$\mathcal{A} = \sigma_0 \varepsilon n_{2D} \quad (2.17)$$

Dans ce cas, la mesure bénéficie des avantages des deux cas limites déjà détaillés.

Ces différents cas, ainsi que la solution exacte de l'équation (2.14), sont représentés sur la Figure 2.13.

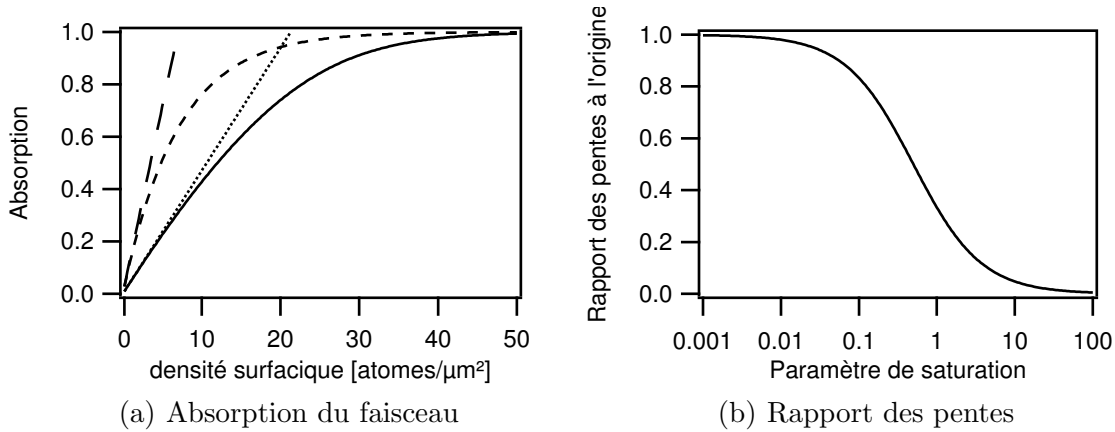


FIG. 2.13: (a) Absorption du faisceau imageur en fonction de la densité projetée d'atome n_{2D} , pour $\delta = 0$, $s_0 \simeq 2,5$ ($\varepsilon s_0 = 1$). La courbe en trait plein donne l'absorption d'après l'expression (2.14). Les courbes en pointillés, tirets courts, tirets longs correspondent respectivement à l'expression dans les cas $\varepsilon s_0 \ll 1$, $\mathcal{A} \ll (1, \varepsilon s_0)$ et $\mathcal{A} \ll 1$. (b) Rapport des pentes $\varepsilon s_0 \ll 1$ et $\varepsilon s_0 \not\ll 1$ en $\mathcal{A} = 0$ en fonction de εs_0 .

En pratique, nous mesurons une absorption moyennée $\bar{\mathcal{A}}$ sur la résolution de notre système d'imagerie. Si la densité projetée n_{2D} ne varie pas à cette échelle, ce qui est le cas lors de la caractérisation du PMOM, les équations précédentes restent les mêmes en remplaçant \mathcal{A} par $\bar{\mathcal{A}}$. La connaissance de $\bar{\mathcal{A}}$ nous donne alors directement la densité projetée d'atomes, quelques soient les valeurs de l'absorption et de la saturation. Son intégration nous donne ensuite le nombre total d'atomes.

Cependant, dans le cas des absorptions élevées, l'incertitude sur le nombre d'atomes est donnée par :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta \mathcal{A}}{1 - \mathcal{A}} \quad (2.18)$$

qui diverge en $\mathcal{A} = 1$. Ou, dit de façon plus intuitive, une fois que le faisceau laser est totalement absorbé, les atomes restants n'absorbent plus de photons. Il est alors impossible de déterminer le nombre de ces atomes "excédentaires". Dans le PMOM que nous souhaitons caractériser, la densité est limitée par la réabsorption de photons émis spontanément par les atomes piégés.

Ainsi, à résonance, pratiquement tous les photons du laser d'imagerie seront absorbés par les atomes, et l'incertitude sur le nombre d'atome est grande. Pour éviter les absorptions trop importantes, nous pouvons attendre entre la coupure du PMOM et l'acquisition, de façon à ce que la densité (et donc l'absorption) diminue. C'est ainsi que nous faisons les mesures de température. L'autre possibilité est d'augmenter le désaccord du laser imageur, afin de diminuer l'absorption. Nous procédons de cette façon lorsque nous souhaitons mesurer la taille initiale de PMOM, par exemple pour en déduire sa densité.

Avant de pouvoir mesurer le nombre d'atomes piégés, il faut toutefois choisir les divers paramètres du système d'imagerie.

2.4.3 Choix des paramètres

Lentille d'imagerie

La taille caractéristique du PMOM étant de quelques centaines de microns, la résolution optique de notre système d'imagerie doit être inférieure à cette valeur pour pouvoir le caractériser.

Nous avons alors choisi d'utiliser une lentille de focale $f_2 = 300$ mm, située à $d_0 \simeq 40$ cm du nuage atomique. Pour des raisons d'encombrement stérique, le diamètre de la lentille est de 25 mm. Son support limite son diamètre utilisable à environ 22 mm.

Après étalonnage, nous trouvons un grandissement de ce système optique de 2,94. Dans ce travail, nous utilisons une caméra Andor DVI-437 de 512×512 pixels de $a = 13$ μm de côté. Le champ d'un pixel correspond alors à 4,42 μm .

La limite de diffraction est par ailleurs, en notant ϕ le diamètre de la lentille d'imagerie :

$$\Delta x_{\text{objet}} = \frac{\lambda}{2ON} \simeq \frac{\lambda d_o}{\phi} \simeq 15 \mu\text{m} \quad (2.19)$$

et c'est donc la diffraction qui va limiter la résolution de notre système. Elle reste toutefois très inférieure à la taille du PMOM, et permettra donc de le caractériser.

Le sur-échantillonnage $\Delta x_{\text{objet}}/4,42 \simeq 3$ se traduit par un champ imagé restreint, mais qui reste de 2,2 mm, amplement suffisant pour caractériser le PMOM. Il est de plus responsable des tavelures que l'on voit sur la Figure 2.12. En effet, la taille caractéristique des modulations des tavelures sur la caméra est également donnée par la formule (2.19), et est donc la même que celle de la tâche de diffraction d'un objet ponctuel.

La mise au point du système d'imagerie a finalement été faite sur les défauts du miroir, comme schématisé sur la Figure 2.11.

Intensité du laser d'imagerie

Le bruit d'un pixel d'une image est au mieux limité par le bruit statistique en $\sqrt{N_{\text{coups}}}$, où N_{coups} est le nombre de coups dû au laser d'imagerie sur le pixel lors de l'acquisition. Pour des absorptions faibles, le bruit sur la valeur de l'absorption de ce pixel est alors donné par :

$$\Delta \mathcal{A} \simeq \sqrt{\frac{2}{N_{\text{coups}}}} \quad (2.20)$$

Nous voyons ici l'inconvénient d'une technique d'imagerie sur fond brillant comme celle par absorption : l'incertitude n'est pas liée au signal, mais au fond. Pour une durée d'impulsion choisie, il est donc préférable de maximiser l'intensité du laser d'imagerie de façon à diminuer l'incertitude sur l'absorption. Toutefois, il ne faut pas dépasser la profondeur des puits de notre CCD, limitée par le convertisseur 16 bits.

Enfin, le faisceau d'imagerie étant issu du système laser PMOM (cf. 2.2.1), nous avons une contrainte supplémentaire : la puissance en sortie de fibre est d'environ 1 mW. Pour obtenir une intensité relativement homogène sur les atomes, nous utilisons une lentille de collimation $f_1 = 60$ mm. Le rayon en $1/e^2$ du faisceau d'imagerie est alors de 1,4 cm, pour un paramètre de saturation à résonance $s_0 \simeq 0,8$.

Durée de l'impulsion

Les deux temps caractéristiques d'évolution d'un nuage d'atomes de taille R (en $1/\sqrt{e}$) après coupure du PMOM sont :

- $\tau_1 = \sqrt{2R/g} \simeq 5$ ms : temps pour que les atomes tombent de R .
- $\tau_2 = R/\sqrt{k_B T/m} \simeq 2$ ms : temps pour que le rayon du nuage d'atomes double.

Les valeurs numériques sont données pour des paramètres typiques du PMOM (cf. chapitre 3) : $R = 100$ μm , $T = 30$ μK .

Nous avons alors choisi une durée d'impulsion du laser d'imagerie de $\tau = 326$ μs , qui nous permet de négliger le déplacement des atomes lors de l'acquisition.

Le nombre de coups typique sur un pixel est alors de l'ordre de 10^4 , inférieur à la profondeur de puits de $6,5 \cdot 10^4$.

Désaccord du laser d'imagerie

Comme nous l'avons vu en 2.4.2, il est préférable d'utiliser des paramètres de saturation faibles pour faire des mesures quantitatives, et que l'absorption ne soit pas trop importante pour minimiser l'incertitude sur le nombre d'atomes. L'intensité de l'impulsion choisie étant proche de l'intensité de saturation, il est donc nécessaire que le laser d'imagerie ne soit pas résonnant pour satisfaire à ces deux critères.

La Figure 2.14 (a) montre l'absorption maximum du PMOM en fonction du désaccord du laser d'imagerie. Nous choisissons de travailler à des absorptions typiques inférieures à 20%. Le désaccord du faisceau laser est alors de $\delta = +3,8 \Gamma$, et le paramètre de saturation est alors $\varepsilon s_0 \simeq 5 \cdot 10^{-3} \ll 1$.

La Figure 2.14 (b) montre la surestimation du volume du PMOM si l'on considère que l'absorption est linéaire avec le nombre d'atomes (i.e. l'ajustement gaussien est fait directement sur l'absorption). On constate sur cette figure que l'on surestime d'un facteur 4 le volume du piège à résonance en faisant l'hypothèse de linéarité.

Laser repompeur

Le faisceau d'imagerie utilise la transition fermée $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. En conséquence, seuls les atomes dans l'état $F = 4$ absorbent le faisceau. Pour tenir compte de tous les atomes de Césium, quel que soit leur état fondamental, nous faisons précéder chaque impulsion du laser

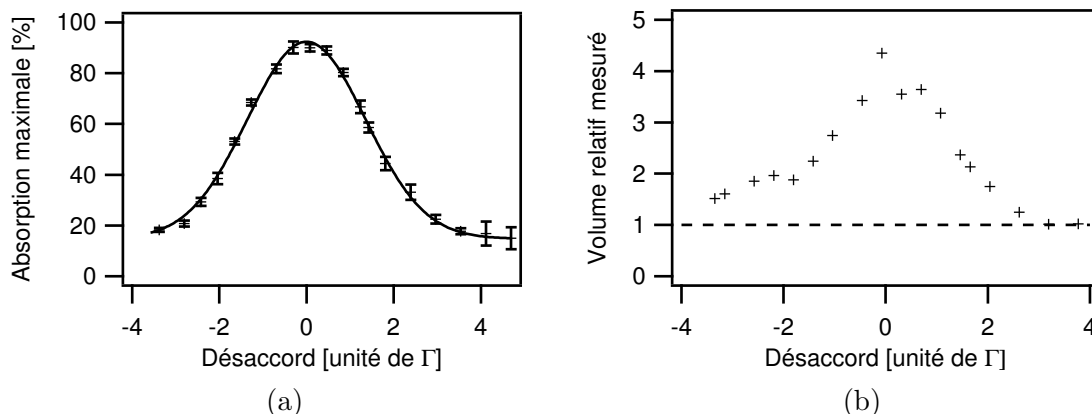


FIG. 2.14: (a) : Absorption maximale dans le PMOM. (b) : Volume normalisé estimé par ajustement gaussien de l'absorption. L'asymptote correspondant au volume du nuage est représenté en pointillés. Les deux courbes sont tracées en fonction du désaccord du laser d'imagerie.

d'imagerie d'une impulsion de 200 μs de laser rempompéur $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, afin de tous les pomper dans $F = 4$.

Pour réaliser des images d'absorption satisfaisantes, il faut de plus limiter les différents fonds et bruits qui nuisent à leur qualité.

2.4.4 Rapports signal/fond et signal/bruit

Les facteurs limitants de notre système de détection sont multiples. Nous allons les passer rapidement en revue, et indiquer les dispositions prises pour s'en affranchir au mieux.

Bruit de comptage

Le bruit ultime d'une imagerie par absorption est le bruit statistique $\delta N \simeq \sqrt{N_{moy}} \simeq 100$ coups/pixel. Toutefois, d'autres sources de bruits interviennent.

Bruit thermique du capteur

La caméra que nous utilisons étant équipée d'un refroidissement pelletier, sa température de fonctionnement peut être abaissée à -40°C . À cette température, le bruit thermique est de l'ordre de quelques coups/pixel, et est donc négligeable.

Lumière parasite "naturelle"

La lumière provenant des néons, des écrans d'ordinateur ou de télévision, ou d'autres équipements électroniques est filtrée à l'aide d'un filtre interférentiel Melles Griot placé devant la caméra. La longueur d'onde centrale de ce filtre est de 852 nm, et la largeur de sa courbe de transmission (à 1%) est de 19 nm. La lumière parasite ne provenant pas des laser utilisés pour

l'expérience est ainsi très bien filtrée. Le fond résultant est de l'ordre de 20 coups/pixel, lui aussi négligeable.

Variations de puissance du laser imageur

Pour s'affranchir au mieux des fluctuations de puissance du laser d'absorption et soustraire convenablement le fond, une image de référence est prise à chaque acquisition. Le délai entre l'acquisition de l'image d'absorption et celle de référence doit être le plus court possible. Il est cependant limité par la vitesse de transfert des images sur l'ordinateur. Le délai utilisé ici est de 900 ms. Cela se traduit par des fluctuations de l'ordre de 20 coups/pixel.

Fluctuations de la durée d'exposition

La durée d'une acquisition est fixée par le temps d'ouverture de l'obturateur mécanique de la caméra. Celui-ci est de l'ordre de 30 ms, ce qui est très supérieur à la durée de l'impulsion du laser d'imagerie τ .

De plus, le délai entre les images d'absorption et de référence est plus court que le délai entre les images de référence et de l'absorption suivante. Cette asymétrie provoque une durée d'ouverture de l'obturateur légèrement différente pour l'image d'absorption et celle de référence. Afin de pallier à ce problème, nous avons ajouté d'autres obturateurs mécaniques devant le filtre interférentiel. Ceux-ci sont constitués d'un électro-aimant actionnant un bras rotatif, et seront désignés dans la suite sous le terme de "clic-clacs". Un bras a une course d'environ 0,1 radian, et sa vitesse angulaire moyenne est typiquement de 10 rad.s^{-1} . Ainsi, en plaçant un cache opaque de $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ au bout d'un bras de 7 cm de long, nous réalisons un obturateur masquant (ou découvrant) toute la surface sensible de la caméra en une dizaine de millisecondes. Par contre, ces obturateurs sont trop lents pour être ouverts et refermés quelques millisecondes plus tard. Nous utilisons donc deux obturateurs : un pour l'ouverture et l'autre pour la fermeture.

Ces clic-clacs sont très peu sensibles à l'asymétrie de la séquence d'imagerie, et ont un fonctionnement très reproductible. Leur utilisation permet de diminuer considérablement les variations de temps d'exposition entre l'image d'absorption et celle de référence. Par contre, les clic-clacs sont trop lents pour diminuer significativement le temps d'exposition, qui reste de l'ordre de 15 ms, très grand devant la durée de l'impulsion laser. Ainsi, 98% du temps d'exposition ne "sert" qu'à augmenter le fond. Cela constitue une limite de notre système d'imagerie.

Lumières laser parasites

Grâce au filtre interférentiel, le fond parasite est uniquement dû aux laser éventuellement allumés pendant pendant les 15 ms d'acquisition : laser du PMOM, repompeur, et piège dipolaire. Ces ondes sont diffusées sur les défauts du miroir du PMOM et diffractées par les structures micrométriques gravées dessus. Une partie de cette puissance diffractée est contenue dans l'angle solide de la lentille d'imagerie, et participe donc au fond parasite.

Pour la diffusion sur les défauts du miroir (zone d'imagerie éloignée d'une micro-structure), seul le fond dû aux laser PMOM n'est pas négligeable. Il est typiquement de 300 coups/pixel dans le pire des cas (lorsque les laser PMOM sont allumés jusqu'à l'acquisition de l'image). Pour minimiser l'impact de ce fond, nous reproduisons exactement la même séquence laser lors de l'image d'absorption et de l'image de référence. Il en résulte un fond commun aux

images d'absorption et de référence. L'effet se traduit alors par une légère sous-évaluation de l'absorption, et donc du nombre d'atomes. Cependant, cet effet disparaît lorsque l'ouverture des obturateurs mécaniques de la caméra a lieu après la coupure des laser PMOM. Cela correspond à un délai entre la coupure du PMOM et l'acquisition de 8 ms. Il ne concerne donc que les premiers instants après la coupure du PMOM.

En revanche, les micro-structures gravées sur le miroir sont conçues pour diffracter les ondes incidentes. Étant situées à quelques centaines de microns des atomes, elles sont également au point sur la CCD. Les pixels correspondants à cette zone sont alors saturés, aussi bien par les laser PMOM que par le laser dipolaire. Comme précédemment, la diffraction des laser du PMOM ne sera pas gênante pour caractériser les pièges dipolaires. Il suffira en effet que l'ouverture de l'obturateur ait lieu après l'extinction de ces laser. Par contre, le laser dipolaire reste presque toujours allumé jusqu'à l'acquisition. Toute information est perdue sur les atomes dans la zone saturée. Le laser dipolaire étant 10^4 fois plus intense que les autres, la zone "morte" couvre une vaste région. Pour limiter cet effet, nous avons ajouté un cube polariseur avant la lentille d'imagerie. En croisant les polarisations du laser d'imagerie et du laser dipolaire, les dimensions de la zone morte sont considérablement réduites, et ne s'étendent qu'à celles de la structure micro-métrique.

Cela constitue cependant une autre limite de notre système d'imagerie : nous sommes aveugles à des distances du miroir inférieures à $d_{min} = L/2$, où L est la dimension de la structure dans le plan formé du laser imageur et de sa réflexion (cf. Figure 2.15).

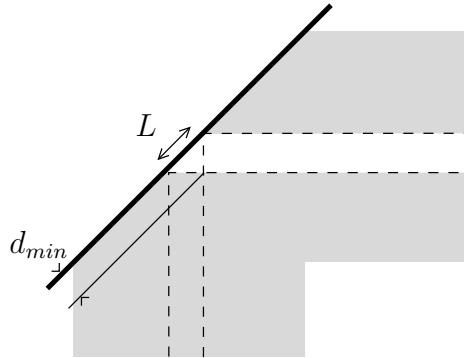


FIG. 2.15: Schéma de la distance minimale pour laquelle les atomes sont détectables.

Vibrations

Lors des acquisitions, nous constatons qu'environ 20% des images sont de mauvaises qualités : l'image après division présente un fond très granuleux. L'amplitude de ces modulations des images d'absorption peut monter jusqu'à 0,05. Pourtant, la moyenne des valeurs des pixels de l'image reste nulle, et il s'agit donc d'un problème de reproductibilité des tavelures entre l'image d'absorption et celle de référence. Ceci est dû aux vibrations des éléments du système d'imagerie, qui modifient la phase de l'onde laser. Le suspect principal est le miroir du PMOM. Celui-ci est en effet fixé à la translation tri-axes par un tube en inox d'une vingtaine de centimètres de long. En posant par exemple la main dessus, la dégradation des images est immédiate. Nous avons pris le parti d'écarter les images présentant des défauts manifestes.

Les paramètres du système d'imagerie sont maintenant déterminés. Avec celui-ci, nous allons pouvoir mesurer la température des atomes dans le PMOM.

2.4.5 Mesures de températures

Les mesures de température sont faites en utilisant la technique de temps de vol. La définition de la température est :

$$T = \frac{m\delta v^2}{k_B} \quad (2.21)$$

où δv est le rayon en $1/\sqrt{e}$ de la distribution de la vitesse.

Après avoir relâché les atomes de leur confinement (PMOM ou piège dipolaire), la distribution de vitesse initiale des atomes se traduit dans leur distribution spatiale. Le rayon quadratique moyen du piège après un temps t est :

$$r = \sqrt{r_0^2 + (\delta v t)^2} \quad (2.22)$$

où r_0 est le rayon quadratique moyen à $t = 0$.

En mesurant la largeur du nuage atomique en fonction du temps, on remonte alors à la vitesse quadratique moyenne des atomes, et donc à leur température.

Cependant, cet élargissement se traduit par une diminution de la densité atomique, et donc de l'absorption du faisceau d'imagerie. Pour conserver un signal mesurable, nous changeons donc le désaccord du laser pour le mettre à résonance. Le basculement de la fréquence du laser entre $\delta = +3,8 \Gamma$ et $\delta = 0$ se fait à l'aide d'un interrupteur agissant sur la commande en fréquence de l'alimentation du modulateur acousto-optique. La largeur à mi-hauteur de la courbe de puissance en sortie de fibre du laser d'imagerie en fonction de la fréquence d'alimentation du modulateur acousto-optique est typiquement de 4Γ (Il s'agit de la courbe similaire à celle obtenue pour le laser PMOM sur la Figure 2.9). Ainsi, pour $\delta = 0$ et $\delta = +3,8 \Gamma$, nous disposons de la moitié de la puissance disponible à $\delta = +1,9 \Gamma$, soit 1 mW en sortie de fibre pour chacune ces deux fréquences d'utilisation.

Le passage à désaccord nul provoque une augmentation du paramètre de saturation s , et donc de la force de pression de radiation. Les atomes sont alors poussés d'une centaine de microns dans la direction du faisceau d'imagerie, et le profil mesuré est élargi. Cet élargissement se traduit par une incertitude sur l'estimation de la température sur les axes du laser d'imagerie, de l'ordre d'une dizaine de pourcents.

La Figure 2.16 présente une mesure moyenne de la température des atomes du PMOM du chapitre 3. Les températures couramment mesurées sont dans la gamme 10-30 μK .

Les paramètres du système d'imagerie choisis nous ont permis de caractériser le PMOM, comme nous le verrons dans le chapitre suivant. Cependant, le travail réalisé ici a également pour but d'utiliser les atomes issus de cette source pour charger des pièges dipolaires formés par des lentilles gravées sur le miroir. Par anticipation, nous allons détailler maintenant les changements entre l'imagerie d'un nuage atomique de quelques centaines de microns de diamètre et celle d'un ensemble dont au moins une des dimensions est beaucoup plus faible.

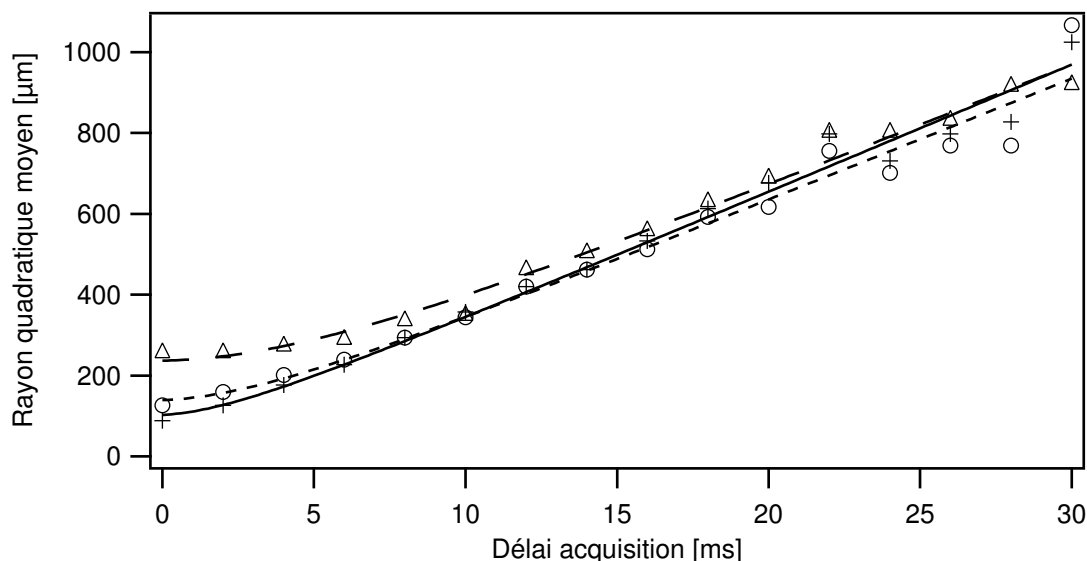


FIG. 2.16: Rayon quadratique moyen du nuage d'atomes en fonction du temps. L'ajustement hyperbolique donne la vitesse quadratique moyenne, et donc la température du piège sur les trois axes x (marqueurs en forme de croix), y (marqueurs ronds), z (marqueurs triangulaires). Les températures respectives sur ces trois axes sont ici : $T_x = 16 \mu\text{K}$, $T_y = 15 \mu\text{K}$ et $T_z = 15 \mu\text{K}$.

2.4.6 Imagerie du piège dipolaire

Une image typique des atomes piégés dans un piège dipolaire est présentée sur la Figure 2.17.

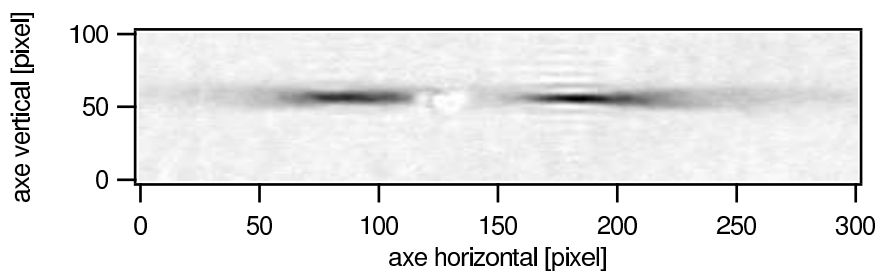


FIG. 2.17: Image typique des atomes dans un piège dipolaire.

Mise au point

Nous avons constaté que la mise au point sur les défauts du miroir n'était plus suffisante pour imager de façon satisfaisante les atomes dans les pièges dipolaires.

Nous avons alors utilisé l'objet de plus petite dimension dont nous disposions dans la chambre à vide : le piège dipolaire lui-même. La lentille d'imagerie f_2 est montée sur une platine de translation micrométrique, afin de régler finement sa position. Pour différentes positions de lentille d'imagerie, nous avons ensuite mesuré la largeur de la distribution d'atomes.

Chaque acquisition donne deux largeurs correspondant aux images de gauche et droite de la Figure 2.17 : une pour la densité d'atomes intégrée selon x , et une pour celle intégrée selon y .

En traçant ces deux largeurs en fonction de la position de la lentille, on obtient deux minima correspondants aux mises au point sur les deux objets (cf. Figure 2.18). En effet, les chemins optiques 1 et 2 du schéma 2.11 diffèrent de $\sqrt{2}d$, où d est la distance miroir/atome.

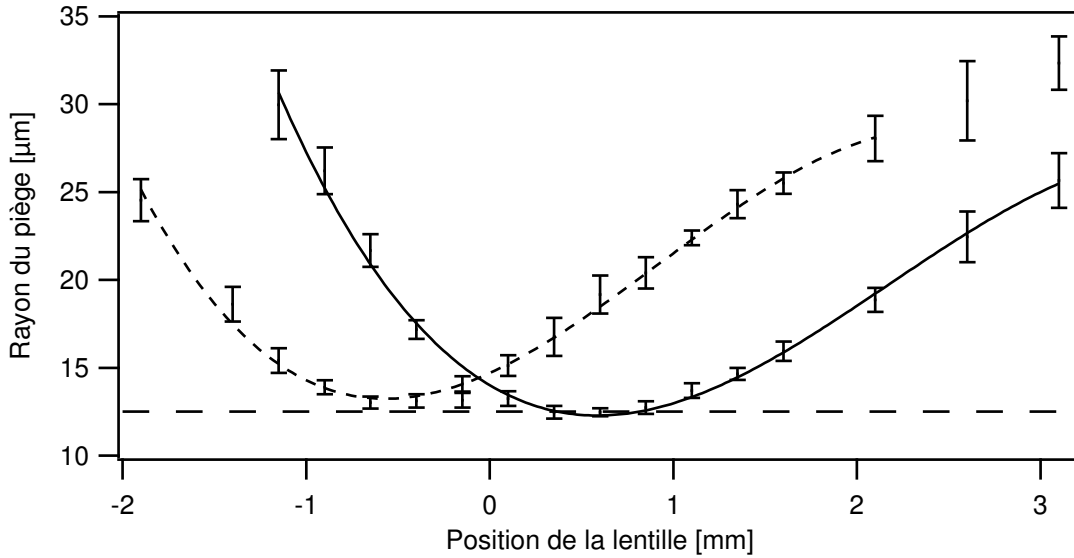


FIG. 2.18: Mise au point du système d'imagerie sur le piège dipolaire. Le rayon affiché est celui en $1/e$ de l'ajustement gaussien du profil atomique. La lentille est rapprochée des atomes lorsque que sa position augmente. L'image correspondant au chemin optique le plus court est celle pour laquelle l'ajustement polynomial est en pointillé (image 2 du schéma 2.11). La ligne horizontale correspond à $12,5 \mu\text{m} \simeq \Delta x_{\text{objet}} = 15 \mu\text{m}$.

La position de la lentille utilisée est alors le point médian de la mise au point des deux pièges (position 0 sur la Figure 2.18).

Nous constatons alors que la plus petite taille mesurée correspond à celle de la tâche de diffraction. En conséquence, le système optique utilisé ne permet pas de résoudre les plus petits pièges dipolaires comme celui de la Figure 2.17. Ce n'est pas sans conséquence sur l'estimation du nombre d'atomes comme nous allons le voir.

Absorption et nombre d'atomes

Nous avons détaillé au paragraphe 2.4.2 le lien entre l'absorption \mathcal{A} et la densité projetée d'atomes n_{2D} . Les pièges dipolaires que nous utilisons ont une taille transverse de l'ordre de quelques microns. Cet axe étant généralement orthogonal à celui du faisceau d'imagerie (cf. Figure 2.17), la densité projetée n_{2D} ne peut plus être considérée comme constante à l'échelle de la résolution du système d'imagerie. Ceci a une double conséquence.

La première est une diminution du signal : l'absorption $\bar{\mathcal{A}}$ que nous mesurons est la moyenne sur la résolution $\Delta z_{res} \simeq 15 \mu\text{m}$ de l'absorption \mathcal{A} . La taille de l'objet étant plus petite que la résolution spatiale, l'absorption mesurée $\bar{\mathcal{A}}$ est plus faible que l'absorption maximale de l'objet.

La deuxième conséquence est une perte d'information. En effet, la fonction $n_{2D}(\mathcal{A})$ est une fonction non linéaire. En conséquence, la densité d'atomes estimée $n_{2D}(\overline{\mathcal{A}})$ est inférieure à la densité moyenne dans le champ du pixel $\overline{n_{2D}(\mathcal{A})}$. Dans l'état actuel du système d'imagerie, nous ne pouvons donc mesurer quantitativement la taille et le nombre d'atomes dans le piège dipolaire.

Par ailleurs, les atomes se déplacent pendant la durée de l'impulsion du laser d'imagerie.

Déplacement des atomes lors de l'impulsion

Le volume du piège étant faible, la fréquence du laser d'imagerie est à résonance pour obtenir un rapport signal/bruit suffisant ($\varepsilon s_0 \simeq 0,3$). Comme nous l'avons vu pour les mesures de température, les atomes se déplacent pendant la durée de l'impulsion du laser d'imagerie du fait de :

- leur vitesse initiale non nulle, liée à la température. Le déplacement est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$, légèrement inférieur à la résolution du système d'imagerie.
- la pression de radiation du laser d'imagerie, qui se traduit par un déplacement global et un élargissement du nuage atomique, selon l'axe du laser d'imagerie (cf. 2.19).

En règle générale, le piège est peu confinant selon la direction de propagation du laser dipolaire (axe horizontal de la Figure 2.17). La longueur du piège selon cette dimension est typiquement de la centaine de microns, contre quelques microns dans les directions transverses.

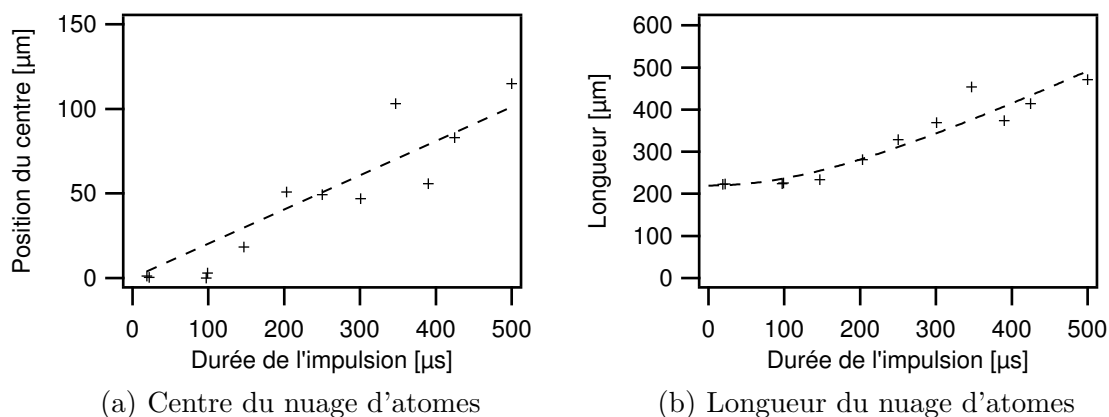


FIG. 2.19: Influence de la durée de l'impulsion du laser d'imagerie sur le déplacement et l'élongation du nuage le long de l'axe du laser d'imagerie. (a) Position du centre du nuage atomique, défini comme le point médian des mi-hauteurs. (b) Longueur à mi-hauteur du profil atomique. Les courbes en tirets sont uniquement données pour guider l'oeil.

Notons que le déplacement dû à la pression de radiation (Figure 2.19) explique que sur l'image 2.17, le centre de la structure (pixel 130) n'est pas au centre des deux images du nuage d'atomes : ces dernières sont en effet toutes deux déplacées vers la droite, conformément aux directions de propagation du laser d'imagerie.

Nous ne présenterons dans ce mémoire que les tous premiers résultats concernant la capture dans ce type de pièges dipolaires. Cela nous a permis toutefois de mesurer les limitations du système d'imagerie développé initialement pour caractériser le PMO puis le PMOM. Il est clair que pour des études futures plus quantitatives, il faudra en premier lieu améliorer l'imagerie. Voici quelques pistes.

Améliorations envisageables

Le premier point serait d'augmenter la résolution. Étant principalement limitée par la taille de la tâche de diffraction dont l'expression est donnée par l'équation (2.19), il faut ainsi augmenter l'ouverture numérique. L'enceinte à vide que nous utilisons nous empêche d'approcher une lentille à moins de $d_{\text{min}} \simeq 20$ cm des atomes. De plus, la taille des hublots limite le diamètre des lentilles à environ 50 mm.

Ainsi, la résolution maximale pouvant être atteinte avec ce dispositif à vide sans mettre de lentille sous vide est d'environ 4 μm . Toutefois, cette amélioration d'un facteur 3 sur le système utilisé dans ce travail ne serait toujours pas suffisante pour imager convenablement les pièges dipolaires utilisés ici.

En effet, les pièges résultent eux-mêmes d'un phénomène de diffraction. Leur taille ultime est donc limitée par l'ouverture numérique de la lentille de Fresnel qui leur donne naissance. Ainsi, pour résoudre correctement les pièges que nous souhaitons utiliser, il faudrait utiliser un système d'imagerie dont l'ouverture numérique est comparable à celle des micro-structures que nous utilisons pour créer le piège. Comme leur taille est du même ordre de grandeur que leur focale, il est alors nécessaire de mettre la lentille d'imagerie sous vide, voire d'utiliser la même lentille pour la création du piège et la détection des atomes (cf. [25]).

Par ailleurs, pour faire des mesures quantitatives du nombre d'atomes, nous avons montré qu'il fallait se placer à paramètre de saturation faible et à une absorption maximale \mathcal{A}_{max} faible.

De plus, nous avons vu que dans le cas où le nuage est plus petit que la résolution, la moyenne de l'absorption mesurée $\bar{\mathcal{A}}$ est encore plus faible que l'absorption \mathcal{A}_{max} ($\ll 1$).

Pour contourner cet effet, nous pouvons couper le laser piège avant l'acquisition. Le nuage d'atomes s'étend alors, et on prend l'image au moment où sa taille caractéristique est de l'ordre de la résolution du système d'imagerie. Ainsi, l'information spatiale n'est pas encore dégradée, et l'absorption mesurée $\bar{\mathcal{A}}$ peut être maximisée dans la limite du maximum que l'on s'est fixé pour \mathcal{A}_{max} par un désaccord approprié du laser d'imagerie.

Enfin, il faudrait aussi diminuer la durée de l'impulsion du laser d'imagerie afin de limiter les effets de la force de pression de radiation. Au final, nous devons diminuer et l'intensité et la durée de l'impulsion du laser d'imagerie au prix d'une dégradation du rapport signal/bruit de l'imagerie. Un fonctionnement à environ 10^3 coups/pixel semble être un bon compromis. De plus, les lumières laser parasites ne seront alors plus négligeables pendant les premières millisecondes après la coupure du PMOM. Il faudra alors pouvoir modifier ce jeu de paramètres pour les caractérisations quantitatives du PMOM.

Le dispositif d'imagerie ayant été très détaillé, nous allons résumer les points importants pour la lecture des chapitres suivants.

2.4.7 Bilan

Le système optique que nous avons présenté nous a permis de caractériser le PMOM. Nous pouvons mesurer la température des atomes, de l'ordre de la dizaine de microkelvin, et le nombre d'atomes dans le piège, typiquement de $3 \cdot 10^6$. Cependant, ce système n'est pas parfaitement adapté à la caractérisation des pièges dipolaires. Notamment, la résolution de $15 \mu\text{m}$ limite non seulement la résolution de l'image, mais également la valeur de l'absorption mesurée. Elle ne permet pas de connaître précisément la distribution et le nombre d'atomes dans le piège.

La mise en place et la caractérisation du piège nécessite un contrôle temporel précis. Nous allons voir maintenant l'outil utilisé pour ce pilotage.

2.5 Pilotage informatique

Les échelles de temps d'évolution du nuage atomique sont de l'ordre de la milliseconde. Par ailleurs, le PMOM n'étant pas une source continue d'atomes, il est nécessaire de procéder plusieurs fois à son chargement. Il faut ainsi disposer d'un système de contrôle de l'expérience permettant le pilotage des laser et du champ magnétique rapidement devant la milliseconde, et l'exécution de plusieurs séquences consécutives.

Pour cela, l'ensemble de l'expérience est contrôlé par un ordinateur utilisant Labview. Celui-ci dispose de deux cartes entrées/sorties PCI 6229-M et PCI-6711. La fréquence d'échantillonnage utilisée est de 5 kHz. Nous utilisons ici un ordinateur différent de celui servant pour rapatrier les données des acquisitions, Labview étant très consommateur de ressources.

Le programme mis au point permet de répéter plusieurs fois une séquence, en modifiant éventuellement un paramètre à chaque itération. Labview contrôle la fréquence et la puissance des alimentations des modulateurs acousto-optiques, le déclenchement de la caméra Andor, l'ouverture et la fermeture des clic-clacs, et le courant délivré par l'alimentation des bobines de gradient de champ magnétique. Chaque séquence se décompose en quatre phases, représentée sur la Figure 2.20 :

1. une phase de chargement du piège magnéto-optique pendant laquelle toutes les sorties ont une valeur fixe. La durée typique de cette phase est 1 s.
2. une phase de coupure du PMO : les sorties numériques et analogiques sont écrites à une fréquence de 5 kHz. Cette phase commence 30 ms avant la coupure du PMO, et dure jusqu'à la photo d'absorption.
3. une nouvelle phase où toutes les sorties prennent une valeur constante, pendant laquelle les données de l'acquisition sont transmises à l'ordinateur d'imagerie. La durée typique de cette phase est également d'une seconde.
4. une dernière phase identique à la phase 2, mais sans gradient de champ magnétique, qui permet de prendre l'image de référence utilisée pour l'imagerie.

Le rapatriement des données de l'image de référence se fait pendant le temps de chargement du PMO de la séquence suivante.

Ce découpage en deux phases constantes et deux phases échantillonnées à 5 kHz a un double intérêt. D'une part, il permet d'alléger la taille des tableaux de valeurs des sorties numériques

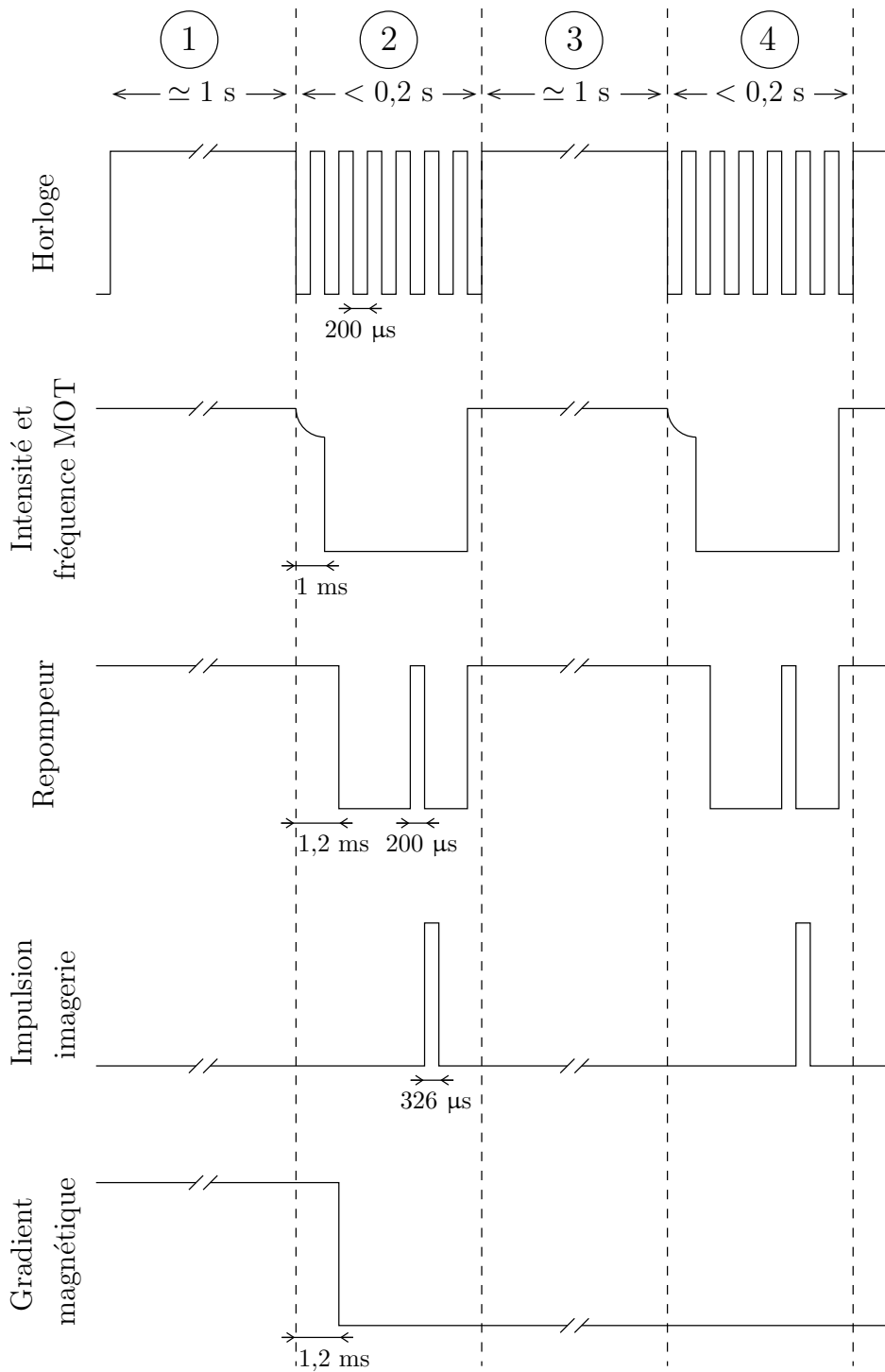


FIG. 2.20: Chronogramme schématique d'une séquence Labview. À l'exception du gradient de champ magnétique, les phases 3. et 4. sont respectivement identiques aux phases 1. et 2. L'échelle temporelle n'est pas linéaire.

et analogiques, et donc le temps de transfert de l'ordinateur vers la carte d'entrées/sorties. Le volume de données exportées passe en effet d'environ $12 \text{ kpoints} \times 160 \text{ bits}$ pour une séquence de 2,4 s échantillonnée à 5 kHz à $2 \text{ kpoints} \times 160 \text{ bits}$. D'autre part, il permet de déclencher les phases 2. et 4. sur le 50 Hz du secteur, pour s'affranchir au mieux des bruits qui lui sont associés. En effet, les fluctuations relatives de fréquences du secteurs sont typiquement de 5.10^{-4} , ce qui se traduit à priori par un décalage d'environ un vingtième de période de secteur entre la phase 2. et la phase 4. Le déclenchement de ces deux phases sur le secteur leur permet d'être décalées de seulement quelques dizaines de microsecondes par rapport au secteur. Cela est notamment valable pour les deux images d'absorption et de référence.

Le détail sur la séquence du chargement du PMOM sera précisé au chapitre 3.

2.6 Conclusion

Nous avons détaillé dans ce chapitre :

- le dispositif mécanique et le système de vide utilisés ;
- les laser et leurs asservissements en fréquence ;
- le système d'imagerie, ses limitations actuelles et ses améliorations possibles ;
- le pilotage informatique de l'expérience.

Ce dispositif expérimental permet la formation et la caractérisation du piège magnéto-optique, que nous allons voir dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Piège magnéto-optique à miroir

Les pièges magnéto-optiques sont la source première de nombreuses expériences d’atomes froids, et ont été largement étudiés [26, 22, 27].

Notre expérience utilise un piège magnéto-optique particulier, le piège magnéto-optique à miroir (PMOM). Il fut mis en place pour la première fois à Munich [10], et permet de disposer d’une surface à proximité des atomes froids. Nous reviendrons dans la deuxième partie sur les possibilités offertes par la présence de cette surface, qui ont donné naissance au domaine des “puces atomiques”.

Dans ce chapitre, nous allons décrire la réalisation pratique de ce PMOM, dont le principe a été expliqué au paragraphe 1.4.4. Nous utilisons pour cela le dispositif présenté au chapitre 2 : chambre à vide, gradient de champ magnétique et laser.

Nous allons tout d’abord présenter la mise en place expérimentale de ce PMOM. Nous verrons ensuite la procédure de réglage et les différents paramètres d’utilisation que nous avons adoptés pour notre expérience. Nous discuterons alors rapidement d’une tentative d’amélioration des performances de la source. Nous terminerons avec une première expérience de piégeage des atomes obtenus dans un piège dipolaire.

3.1 Dispositif expérimental

Comme indiqué dans la partie 1.4.3, le piège magnéto-optique à miroir est constitué d’un miroir, de quatre faisceaux laser désaccordés par rapport à la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$, d’un laser repompeur résonnant sur la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, et de deux bobines anti-Helmholtz créant un gradient de champ magnétique.

Le miroir est tenu dans un support présenté sur la Figure 3.1. Celui-ci est fixé sur la translation trois-axes MECA 2000 de la Figure 2.2.

Dans la première version du piège magnéto-optique (sans miroir), les bras du PMO étaient constitués de trois faisceaux rétro-réfléchis. Naturellement, lorsque nous avons mis en place le piège magnéto-optique à miroir, nous avons alors gardé trois faisceaux laser : deux réfléchis sur le miroir, et le dernier (parallèle au miroir) rétro-réfléchi. Cependant, la densité à l’intérieur d’un piège magnéto-optique est deux à trois fois plus importante lorsque les faisceaux du PMO sont indépendants [27]. Nous avons alors changé notre dispositif pour ne plus utiliser de faisceaux rétro-réfléchis, mais quatre faisceaux contrapropageants indépendants.

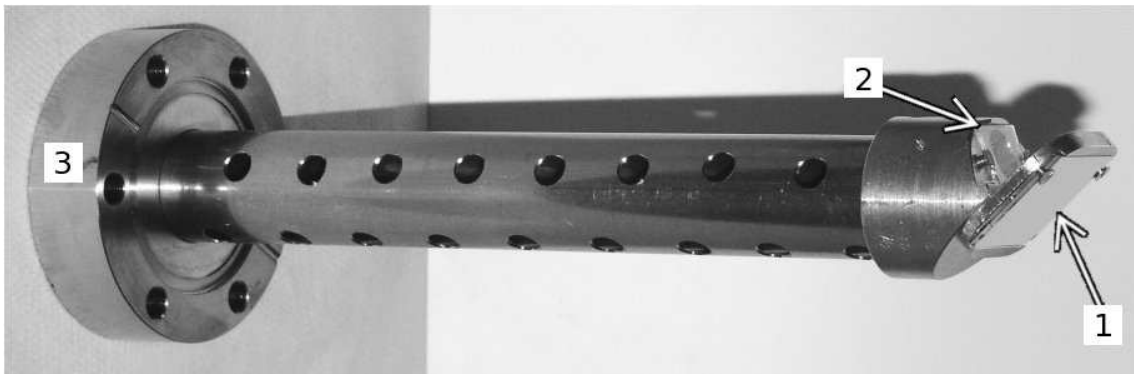


FIG. 3.1: Photo du support de miroir. Les nombreux trous permettent un pompage efficace du support. 1 – Miroir en or du PMOM. 2 – Miroir diélectrique de renvoi pour le faisceau dipolaire. 3 – Bride de fixation sur la translation trois-axes.

Ces quatre faisceaux laser sont obtenus à partir des fibres optiques du système laser décrit en 2.2.1. Comme pour le faisceau d'imagerie, les connecteurs FC/APC sont inclinés de 4° par rapport aux lentilles de collimation. Celles-ci sont des achromats de longueur focale 60 mm. Le diamètre en $1/e^2$ des faisceaux est alors de 1,4 cm, pour une intensité centrale d'environ 8 mW.cm^{-2} . Nous avons utilisé des diaphragmes de 16 mm de diamètre disposés à la sortie des collimateurs pour que les faisceaux ne diffusent pas sur le support de miroir. En leur absence, nous n'avons cependant pas constaté de modifications notables dans le fonctionnement du PMOM.

Le faisceau repompeur provient également d'une fibre optique (cf. 2.2.2). Il est collimaté par une lentille de longueur focale 100 mm. Le diamètre en $1/e^2$ du faisceau est alors de 2,3 cm, pour une intensité centrale pouvant monter jusqu'à 2 mW.cm^{-2} .

Pour l'obtention d'atomes froids, nous utilisons un temps de chargement du PMOM de l'ordre de la seconde. La température typique des atomes est alors de l'ordre de $100 \mu\text{K}$. Pour abaisser cette température, nous terminons le chargement du PMOM par une courte phase que nous détaillerons plus loin, pendant laquelle le désaccord des laser PMOM est augmenté.

Nous allons maintenant aborder la procédure que nous avons adoptée pour régler le PMOM.

3.2 Procédure de réglage du PMOM

Il convient tout d'abord de compenser le champ magnétique résiduel en procédant comme indiqué en 2.3.2. La procédure de réglage du PMOM est ensuite :

1. Placer le miroir à 1-3 mm de la position où le piège doit se former ;
2. Réfléchir les faisceaux laser du PMOM deux à deux ;
3. Équilibrer les intensités des faisceaux (mesurées au puissance-mètre) à l'aide des lames $\lambda/2$ du système laser (cf. Figure 2.5) ;
4. S'il n'y a pas d'atomes, augmenter la pression de Césium en ouvrant la vanne ;

5. Une fois que des atomes sont piégés, donner au gradient de champ magnétique sa valeur maximale (30 G.cm^{-1}), et noter sur les moniteurs de contrôle (cf. § 2.1.1) la position du piège ;
6. Diviser la valeur du gradient par environ 3, et ajuster l'angle des lames $\lambda/2$ pour que le piège se forme à la même position qu'en 5. ;
7. Reprendre au point 5. et itérer jusqu'à obtenir une position du piège indépendante du gradient ;
8. Rapprocher successivement le miroir jusqu'à la distance au piège désirée, en recommençant les points 2, et 5 à 7. On pourra descendre la valeur basse du gradient de champ magnétique à quelques G.cm^{-1} ;

Lors du passage du PMO au PMOM, nous avons constaté que le nombre d'atomes dans le piège et son volume ont diminué d'un facteur 10, la densité restant sensiblement la même. Cependant, à l'occasion de l'ajout du miroir, nous avons également fibré l'expérience et il est ainsi difficile d'établir un lien de causalité.

Une fois ce réglage effectué, nous pouvons faire varier les différents paramètres du PMOM pour choisir ceux qui conviennent le mieux à notre expérience.

3.3 Choix des paramètres de fonctionnement

Un chronogramme schématique des étapes du PMOM a été donné sur la Figure 2.20.

3.3.1 Désaccord des laser du PMOM

La Figure 3.2 présente les caractéristiques du PMOM pour différentes valeurs du désaccord laser. Les températures sont obtenues sans phase de coupure. Pour maximiser le nombre d'atomes, nous choisissons un désaccord de -2Γ .

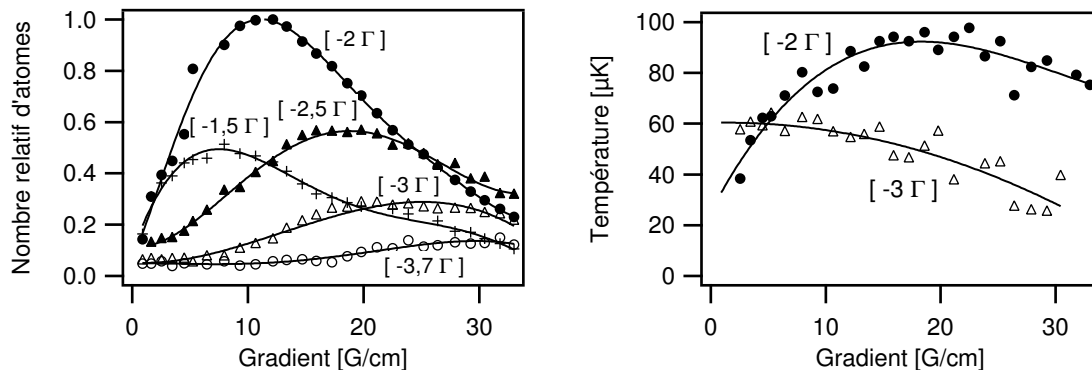


FIG. 3.2: Nombre d'atomes normalisé et température du PMOM pour plusieurs désaccords laser, en fonction du gradient de champ magnétique. Les courbes en traits pleins sont uniquement données pour guider l'oeil.

Les températures obtenues sont typiquement de la centaine de microkelvin. Pour les diminuer afin d'augmenter le nombre d'atomes piégés dans les pièges dipolaires, nous terminons le chargement du PMOM en augmentant le désaccord laser.

3.3.2 Phase de coupure

Il est d'usage d'ajouter après la coupure du champ magnétique une phase de mélasse, qui consiste à laisser les laser PMOM allumés, en augmentant leur désaccord. Celle-ci permet d'abaisser la température du nuage atomique, et d'assurer ainsi un meilleur chargement des pièges dipolaires. Nous verrons toutefois dans la partie II que le principal facteur limitant de ce chargement est en réalité le nombre d'atomes du PMOM initialement contenus dans le volume de capture du piège dipolaire. En conséquence, nous devons conserver une densité atomique importante à l'extinction des laser. Pour abaisser néanmoins la température, nous augmentons le désaccord des laser PMOM tout en diminuant leur intensité pendant la milliseconde *précédant* la coupure du champ magnétique. La force de rappel perdure alors jusqu'à la libération des atomes, et la densité atomique est plus importante. Il ne s'agit pas à proprement parler d'une phase de mélasse, puisque le gradient de champ magnétique reste allumé. Nous l'appelons alors "phase de coupure".

Par ailleurs, nous avons choisi dans ce travail d'éteindre les faisceaux laser du PMOM en faisant varier la fréquence d'alimentation des modulateurs acousto-optiques (cf. § 2.2.4). Une des conséquences est que lorsque nous faisons varier la fréquence des laser du PMOM, la puissance en sortie de fibre décroît rapidement. Fréquence et intensité laser étant liées, il est difficile de prévoir la décroissance à utiliser pour la fréquence laser. Nous commençons alors par basculer brutalement la fréquence de sa valeur lors du chargement du PMOM ($\delta = -2 \Gamma$), à une valeur constante pendant la phase de coupure. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.3. Nous observons alors un optimum, résultant d'un compromis entre :

- une variation de fréquence nulle : le chargement du PMOM est simplement allongé d'une milliseconde, et la température obtenue est la même que sans phase de coupure ;
- une variation de fréquence supérieure à $-1,7 \Gamma$: l'intensité laser pendant la phase de coupure est quasiment nulle. On retrouve alors également la température du nuage sans phase de coupure (cf. Figure 3.2).

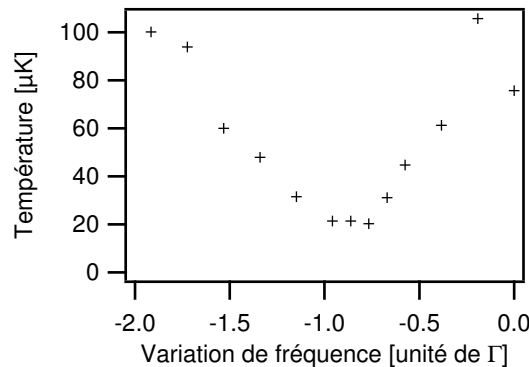


FIG. 3.3: Température des atomes en fonction de la variation de fréquence des laser PMOM entre la phase de chargement et la phase de coupure.

Dans cette expérience, la fréquence des laser PMOM garde une valeur constante pendant la phase de coupure. Elle a été réalisée pour un faible nombre d'atomes ($\simeq 6 \cdot 10^5$). Or la température dépend du nombre d'atomes [22]. Nous avons repris l'expérience avec un piège optimisé et un nombre d'atomes plus important ($\simeq 3 \cdot 10^6$). Les résultats ont été différents, et nous avons alors adopté une décroissance exponentielle de la fréquence des laser PMOM, pendant cette milliseconde de coupure. La Figure 3.4 présente les résultats de la variation du temps de décroissance en $1/e$, pour une variation de fréquence asymptotique de $-0,9 \Gamma$. Il s'avère qu'en utilisant une telle décroissance de la fréquence pendant la phase de coupure, la température finale des atomes est moins dépendante des paramètres de la coupure. La source obtenue est ainsi plus reproductible. Nous constatons par ailleurs que la taille du piège (et donc sa densité puisque le nombre d'atomes est constant) est, comme nous l'espérions, indépendante du temps de décroissance. L'utilisation d'une phase de coupure de 1 ms nous permet de diminuer la température du piège, sans réduction significative de la densité atomique. Nous avons alors choisi comme point de fonctionnement un temps de décroissance caractéristique de 0,5 ms.

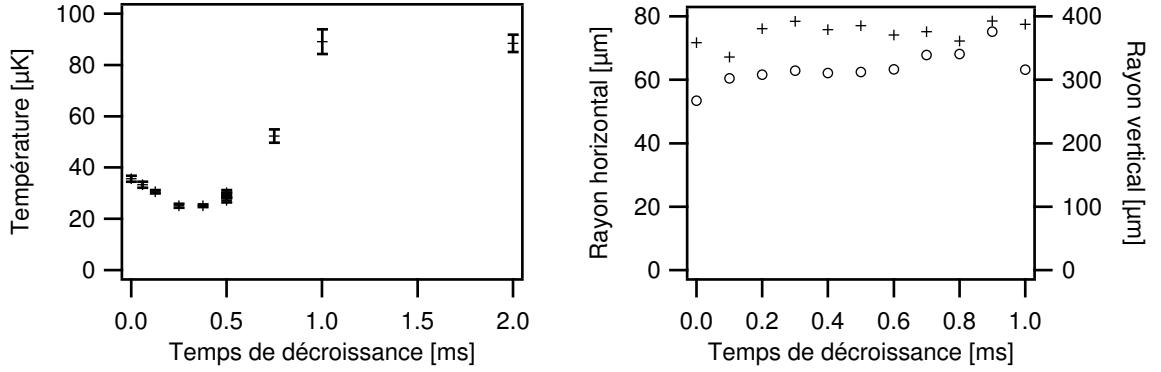


FIG. 3.4: Température et rayon en $1/e$ du nuage atomique après la phase de coupure, en fonction du temps caractéristique de décroissance en $1/e$ de la fréquence des laser PMOM.

La température finale obtenue à la fin de la phase de coupure est entre 30 et 35 μK si le désaccord du PMOM est de $\delta = -2 \Gamma$. Les mêmes paramètres pour un désaccord de $\delta = -3 \Gamma$ donnent une température de 15 μK . Cette température plus faible se paye au prix d'un nombre d'atomes dans le PMOM moins important (cf. Figure 3.2).

3.3.3 Gradient de champ magnétique

La Figure 3.5 montre l'influence du gradient de champ magnétique sur le piège après la phase de coupure. Les courbes ont été obtenues pour un désaccord des laser du piège $\delta = -2 \Gamma$. Le gradient est coupé à l'aide d'un IGBT (cf. § 2.3.1) 200 μs après la phase de coupure.

Nous trouvons des densités atomiques typiques intermédiaires entre celles obtenues par [22] et [27]. Nous constatons comme dans [27] que la densité atomique au centre du piège augmente linéairement avec le gradient de champ magnétique. Pour un chargement optimal des pièges dipolaires, il est souhaitable d'avoir la densité d'atomes la plus importante possible. Cette situation correspond donc à un gradient maximal.

Cependant, la taille du piège est une fonction décroissante du gradient de champ magnétique. Nous verrons au chapitre 7 que c'est ce facteur qui est la principale limite pour le chargement des pièges dipolaires, et qu'il nous a conduit à utiliser un gradient de champ magnétique de valeur intermédiaire $\simeq 15$ G/cm.

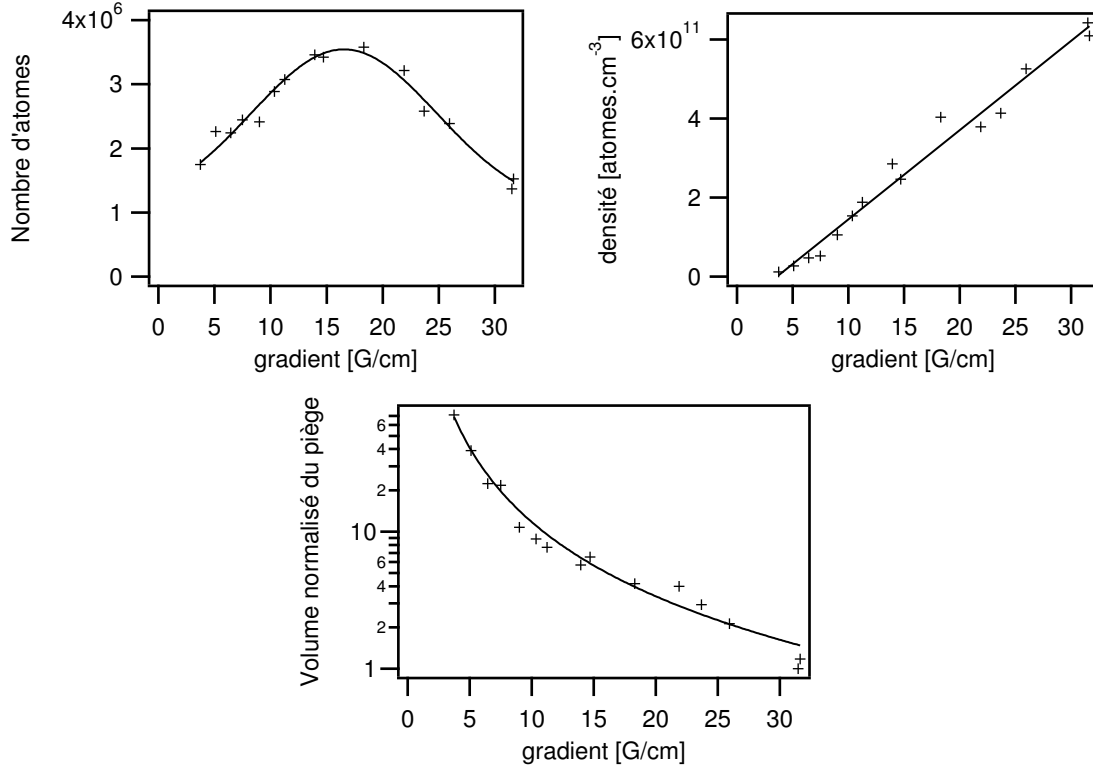


FIG. 3.5: [Haut] : nombre d'atomes et densité dans le PMOM en fonction du gradient de champ magnétique. [Bas] : variation du volume en fonction du gradient. Les courbes sont uniquement données pour guider l'oeil. Ces mesures sont obtenues pour $\delta = -2 \Gamma$.

3.3.4 Intensité relative des bras

Afin de tester la sensibilité du PMOM au déséquilibre en intensité des faisceaux contrapropageants, nous avons tourné la lame $\lambda/2$ permettant de régler les intensités relatives entre les faisceaux verticaux (cf. Figure 2.5).

Le déséquilibre des voies se traduit de trois façons. Nous observons tout d'abord une diminution du nombre d'atomes et une élévation de la température après la phase de coupure. L'élévation de température n'a pas lieu uniquement dans la direction du faisceau déséquilibré, mais dans les trois dimensions de l'espace. La température moyenne est tracée sur la Figure 3.6.

De plus, le déséquilibre des intensités est également responsable d'une translation du nuage atomique le long de l'axe correspondant. Le déplacement typique du barycentre est de $\log(I_1/I_2) \times 3$ mm avec nos paramètres expérimentaux. Cela présente un avantage qui sera

utilisé pour charger les pièges dipolaires : en déséquilibrant volontairement l'intensité de deux faisceaux contrapropageants, il est possible de déplacer le piège d'une centaine de microns sans perturber notablement le piège.

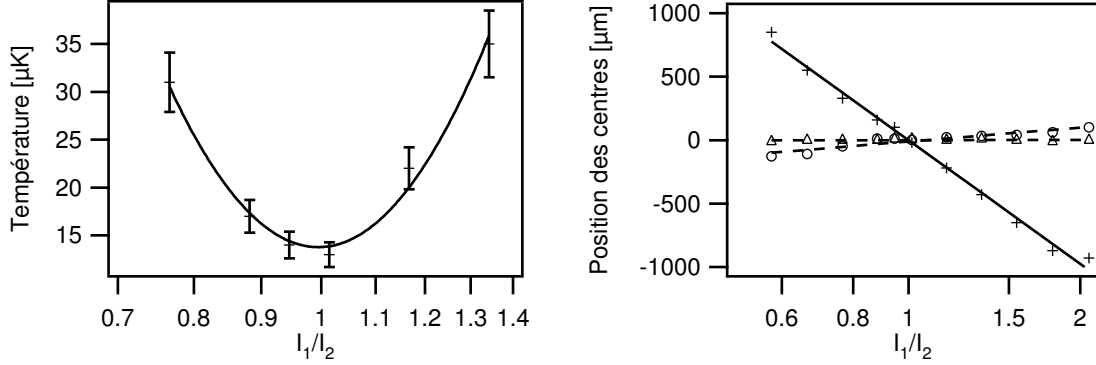


FIG. 3.6: Variation de la température [gauche] et de la position [droite] du PMOM après la phase de coupure en fonction du déséquilibre en intensité des deux voies verticales. [droite] : les marqueurs en forme de croix correspondent à la position verticale du barycentre des atomes. Les triangles et les ronds donnent les positions du barycentre dans le plan horizontal. Ces résultats sont obtenus pour un désaccord des laser PMOM de -3Γ .

3.3.5 Intensité du repompeur

La Figure 3.7 indique le nombre d'atomes dans le PMOM et leur température en fonction de la puissance du repompeur. Celui-ci est asservi sur $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$, pour des raisons historiques. Les coefficients de Clebsch-Gordan (cf. Annexe B.1) sont légèrement moins favorables sur cette transition que sur $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$, usuellement utilisée, d'environ 40 %. Nous observons toutefois que le fonctionnement du PMOM n'est pas significativement altéré pour des puissances de repompeur supérieures à 1 mW (soit une intensité d'environ $0,5 \text{ mW.cm}^{-2}$). La puissance dont nous disposons est donc suffisante pour la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.

Le repompeur est coupé 200 μs après la fin de la phase de coupure, en même temps que le gradient de champ magnétique. Tous les atomes sont alors dans l'état $F = 4$.

3.3.6 Distance au miroir

La seule différence comportementale significative du PMOM par rapport au PMO vient de la perturbation du miroir.

Pour faire varier la distance entre le nuage atomique et le miroir, nous avons utilisé deux méthodes différentes. La première consiste à rapprocher physiquement le miroir des atomes. Le déplacement du miroir est réalisé grâce à la translation trois-axes sur laquelle il est fixé. Pour chaque position du miroir, les faisceaux de PMOM sont réalignés. Nous avons constaté que lorsque la distance entre les atomes et le miroir devient inférieure à 400 μm , les atomes sont poussés dans la direction opposée au miroir. Nous notons également que le piège se déforme et

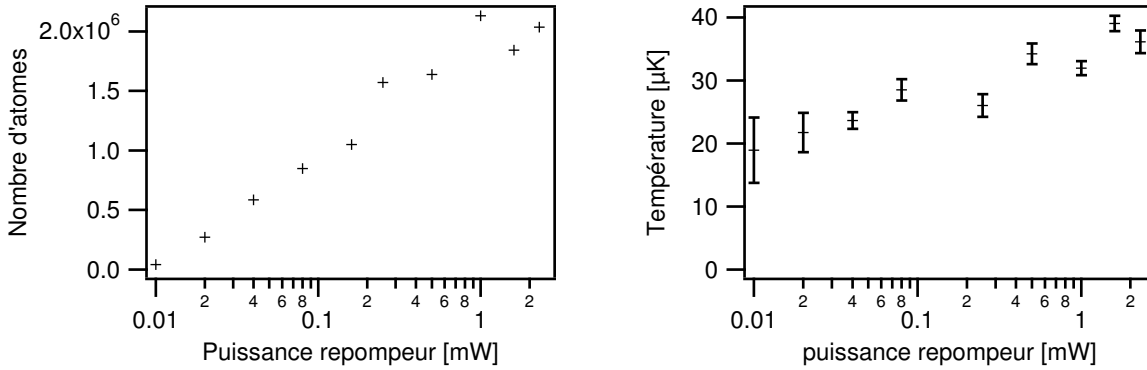


FIG. 3.7: Nombre d'atomes et température dans le PMOM en fonction de la puissance du repompeur.

devient de plus en plus étendu selon la verticale z . On regardera par exemple la courbe de la Figure 3.4 [droite] obtenue pour une distance au miroir de $300 \mu\text{m}$.

La deuxième méthode pour faire varier cette distance consiste à ajouter un champ magnétique constant avec les bobines de compensation. Le nuage atomique se forme alors à une position légèrement différente.

Le nombre d'atomes pour ces deux expériences est représenté sur la Figure 3.8 (a). Le désaccord des laser PMOM est de $\delta = -2 \Gamma$. La distance au miroir est définie comme la distance entre le centre de l'ajustement gaussien du nuage atomique et le miroir. Elle est mesurée par l'écart entre les deux images obtenues sur la CCD (cf. § 2.4.1).

Nous avons également mesuré que la densité atomique reste constante à $2 \cdot 10^{11} \text{ atomes.cm}^{-3}$ à 20% près sur l'ensemble de ces mesures. La diminution du nombre d'atomes est donc uniquement due à une diminution du volume du piège.

Nous avons par ailleurs réalisé une autre expérience à $\delta = -3 \Gamma$ en faisant varier la distance atomes/miroir uniquement par translation du miroir. Nous avons alors observé que la température des atomes après la phase de coupure était constante et valait $15 \mu\text{K}$ (Figure 3.8 (b)).

Notons également que la distance à partir de laquelle le nombre d'atomes diminue dépend du parallélisme des faisceaux avec le miroir. Lorsque ce parallélisme n'est pas bon, on observe sur la caméra un allongement du piège le long du miroir (Figure 3.9), et une diminution du nombre d'atomes qui commence plus loin du miroir. Ces phénomènes sont dus au fait que les intensités des deux faisceaux contrapropageants parallèles au miroir ne sont plus égales.

Les causes de la diminution du volume du piège à l'approche du miroir sont multiples [28]. D'une part, les atomes adsorbés par le miroir sont perdus. D'autre part, le volume de capture est réduit à cause de la présence du miroir. Enfin, le profil d'intensité des faisceaux parallèles au miroir est fortement modifié du fait de la diffraction des faisceaux verticaux sur les bords du miroir (cf. Figure 3.10).

Il est toutefois possible que ces effets diminuent avec d'autres schémas que celui que nous utilisons. Par exemple en supprimant la diffraction par le miroir avec une configuration à huit faisceaux pour laquelle aucun n'est parallèle à la surface [29].

Les expériences du groupe de Munich [30] ont montré que la distance à partir de laquelle la perte d'atomes devient significative dépend des paramètres du PMOM. Nous pensons que,

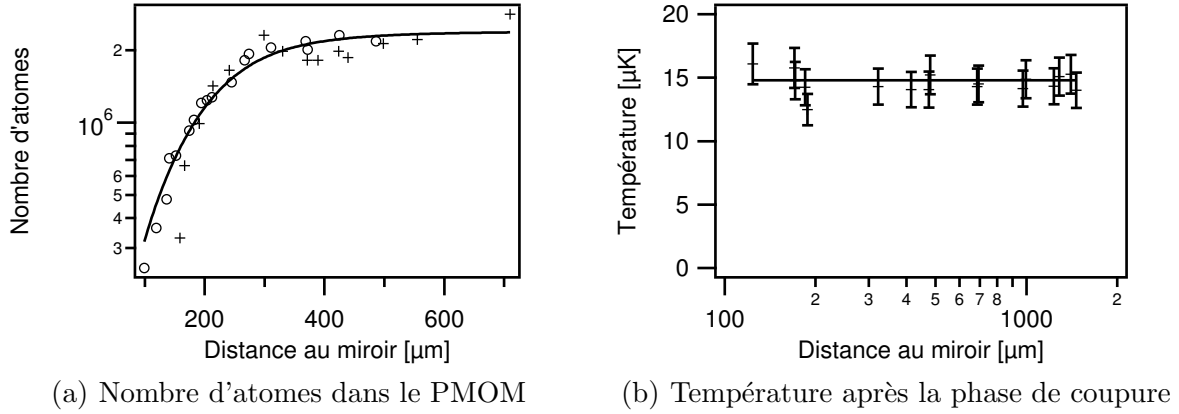


FIG. 3.8: Effet de la variation de la distance au miroir sur le PMOM. (a) Les marqueurs ronds correspondent à un déplacement des atomes en ajoutant un champ magnétique constant. Les marqueurs en croix correspondent à un déplacement physique du miroir. Le désaccord des laser PMOM est $\delta = -2 \Gamma$. (b) Température des atomes après la phase de coupure lorsque le désaccord des laser PMOM est $\delta = -3 \Gamma$.

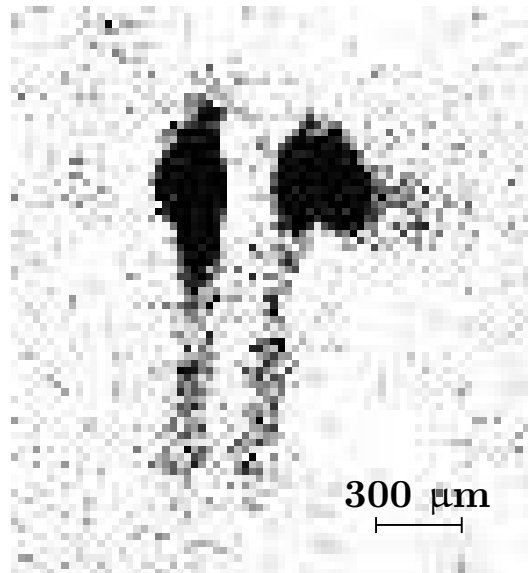


FIG. 3.9: Déformation du piège lorsque les laser verticaux du PMOM ne sont pas parallèles au miroir. Une fuite apparaît dans la direction verticale.

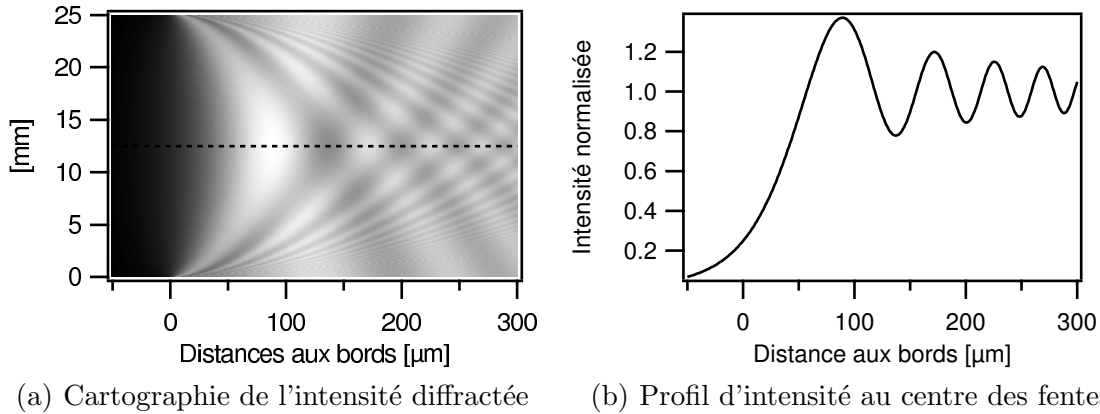


FIG. 3.10: Simulation de la diffraction de deux ondes planes contrapropageantes diaphragmées par deux bords d'écran distants de 25 mm. (b) correspond au profil d'intensité le long du plan médian aux deux diaphragmes, soit la coupe selon la droite en tirets de (a).

pour notre expérience, le facteur prépondérant est le rayon du nuage atomique (de l'ordre de la centaine de microns). La distance caractéristique à partir de laquelle les atomes sont notablement perturbés correspondrait à celle pour laquelle les atomes les plus proches du miroir pénètrent dans la zone d'ombre de la diffraction du bord du miroir (cf. Figure 3.10).

En réglant ces différents paramètres, nous obtenons une source d'atomes reproductible, dont les caractéristiques sont similaires à celles des autres groupes : $3 \cdot 10^6$ atomes à une température de 30 μK , pour un diamètre typique du nuage de 200 μm . Nous avons ensuite essayé d'améliorer ses performances en mettant en place un refroidissement Raman dégénéré.

3.4 Refroidissement Raman

Les pièges dipolaires que nous souhaitons charger à partir du PMOM ont des volumes très faibles. Ils peuvent descendre jusqu'à $3 \times 3 \times 50 \mu\text{m}^3$, comme nous le verrons dans le chapitre 6. Le faible nombre d'atomes capturés rend alors difficile leur imagerie. Nous avons tenté d'améliorer la source en mettant en place un refroidissement Raman dégénéré [31, 32, 33]. L'objectif était de diminuer la température du nuage atomique, mais surtout de nous permettre d'augmenter la densité d'atomes dans la source. Ce type de refroidissement est en effet efficace jusqu'à des densités de 10^{12} atomes. cm^{-3} , sans perte d'atomes. L'imagerie en aurait été facilitée par l'augmentation de l'absorption mesurée. Malgré le temps investi sur ce refroidissement, nous ne le présenterons pas ici car nous ne sommes pas parvenus à le mettre en place. En effet, il nécessite un contrôle précis de la polarisation des faisceaux vue par les atomes. Celui-ci passe notamment par une annulation du champ magnétique résiduel bien meilleure que celle obtenue au paragraphe 2.3.2. Sa caractérisation est limitée sur notre expérience par l'utilisation d'un capteur à effet Hall uni-axe. Nous l'avons alors remplacé par un capteur trois-axes HMC2003 Honeywell, dont la résolution est meilleure que le milligauss. Son principal avantage est qu'il permet la mesure des trois composantes du champ magnétique simultanément,

sans repositionnement du capteur. Nous avons alors mesuré le gradient résiduel à l’endroit où les atomes sont piégés en déplaçant légèrement le gaussmètre. Nous trouvons ainsi un gradient vertical et horizontal typique respectivement de 10 mG.cm^{-1} et 100 mG.cm^{-1} . Ce gradient, dû notamment à la pompe ionique et aux structures métalliques du bâtiment à proximité, est trop important pour un contrôle précis de la polarisation des laser sur le volume du piège.

Les contraintes de temps nous ont alors poussé à mettre de côté cette amélioration supplémentaire de la source. Nous avons décidé de cesser son développement pour nous recentrer sur l’objectif principal : charger des pièges dipolaires. Pour vérifier que les performances de notre PMOM étaient suffisantes, et acquérir une première expérience pour de tels piégeages, nous avons alors fait une première expérience avec un piège dipolaire “conventionnel”.

3.5 Première utilisation pour le piégeage dipolaire

Nous avons focalisé au voisinage du miroir un laser dans le PMOM avec une lentille située à l’extérieur de la chambre à vide. Cette expérience est similaire à celle de la première observation du piégeage dipolaire [34]. Nous utilisons pour cela le Ti:Sa (cf. § 2.2.5). Les images de la Figure 3.11 ont été obtenues pour une puissance de 200 mW et un désaccord laser de 1 nm. Contrairement à toutes les autres images d’atomes dans ce mémoire, celles-ci ont été produites par une imagerie par fluorescence. De plus, la caméra est située presque au dessus des atomes, et non dans le plan horizontal. En conséquence, nous voyons sur ces images les atomes (au milieu) et leurs images par réflexion sur le miroir (en bas à gauche). Nous avons ainsi vérifié que les puissances et fréquences à utiliser pour le piégeage dipolaire étaient bien de l’ordre de grandeur que nous attendions. Nous n’avons pas poussé cette expérience préliminaire plus en avant, préférant nous consacrer à l’utilisation des micro-structures que nous allons détailler dans la partie II.

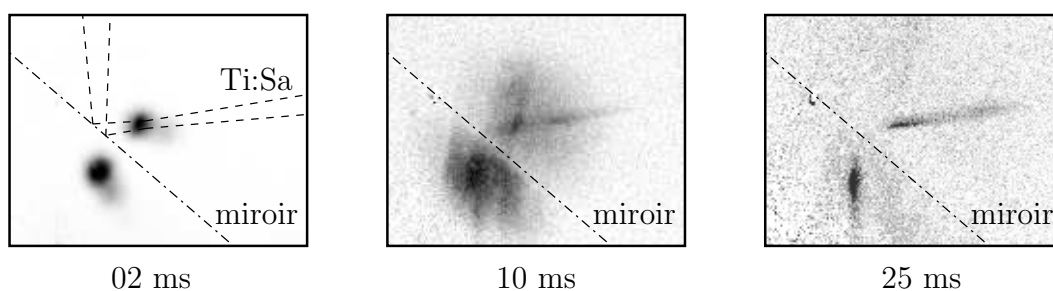


FIG. 3.11: Images par fluorescence de la première utilisation du PMOM pour charger un piège dipolaire. Le laser est focalisé dans le PMOM pendant son chargement. Une image est prise après un délai de 2, 10 et 25 ms après la coupure du PMOM.

3.6 Conclusion

Nous avons présenté dans cette partie la réalisation pratique d’un PMOM. Sa procédure de réglage et les différents paramètres laser et magnétique à utiliser ont été passés en revue.

Nous obtenons en routine $3 \cdot 10^6$ atomes pour une densité au centre du piège de $3 \cdot 10^{11}$ at.cm⁻³, à une température d'environ 30 μ K.

Nous avons réussi une première expérience de piégeage dipolaire élémentaire. Nous allons aborder dans la partie suivante le piégeage des atomes de cette source dans les champs optiques, plus complexes, issus de structures micro-métriques.

Deuxième partie
Piégeage dipolaire

Introduction

Le premier piège magnéto-optique à miroir a été réalisé en 1999 à Munich [10]. Par rapport à un PMO classique, celui-ci présente l'avantage de placer un substrat réfléchissant à proximité des atomes. Il est alors possible d'implémenter sur ce substrat diverses fonctionnalités afin de contrôler ou détecter les atomes du piège. Par similitude avec la micro-électronique, ce substrat est alors appelé "puce atomique" (*atom chip*). Ses avantages sont notamment qu'elle permet :

- une réduction de taille : les lois d'échelle autorisent un ensemble compact ;
- le parallélisme : une fonction peut être dupliquée plusieurs fois sur la puce ;
- l'intégration : plusieurs fonctions insérées dans la puce peuvent être successivement activées.

L'outil principalement utilisé jusqu'ici pour réaliser les fonctions de cette puce est la force magnétique. Elle est usuellement créée par un courant circulant dans des fils dessinés à la surface et/ou sous la couche réfléchissante. Grâce à la proximité entre les atomes et le substrat, quelques ampères sont suffisants pour piéger les atomes issus du PMOM. De telles puces atomiques ont été développées dans plusieurs groupes, notamment à Munich, Paris, Orsay, Heidelberg. Les fonctions réalisées sont multiples [11]. Elles permettent par exemple le piégeage [10], le transport [35, 36] ou la séparation des atomes. Elles ont permis d'atteindre la condensation de Bose-Einstein en 2001 [12, 37], puis d'étudier la diffraction [38] ou les interférences de ces condensats [13, 14, 39]. Des champs magnétiques permanents ont également parfois été utilisés, par exemple pour obtenir un condensat de Rubidium à Londres [40].

Par ailleurs, l'interaction lumière/matière est couramment utilisée pour manipuler ou détecter les atomes. Loin des surfaces, les forces optiques ont permis par exemple le transport [41] ou le piégeage [42, 43] des atomes. Des fonctions de détection, notamment d'atomes uniques, ont été récemment implémentées sur des puces atomiques [25, 44]. Des laser mis en forme en dehors de la puce ont également été utilisés pour manipuler les atomes près d'une surface. Le premier condensat de Césium a ainsi été obtenu à Innsbruck [15]. Il ne s'agit cependant pas à proprement parler de puce atomique, puisque la mise en forme n'est pas intégrée à la surface.

Depuis 2002, l'objectif principal du travail de ce mémoire a été de réaliser la manipulation d'atomes froids par la force dipolaire sur une puce atomique. Pour cela, nous gravons des éléments optiques sur le miroir du PMOM, afin de mettre en forme un faisceau laser créant un potentiel dipolaire de piégeage.

La surface du PMOM étant par essence plane et réfléchissante, nous nous sommes orientés vers des lentilles diffractives plutôt que réfractives. L'idée est ici d'utiliser des structures planaires, en découvrant certaines zones du miroir de sa surface métallique.

Nous montrerons que les potentiels optiques bénéficient de lois d'échelle similaires à celles des champs magnétiques. Cependant, nous n'avons pas à faire face au problème de l'évacuation

de la chaleur dissipée par effet Joule. De plus, il n'est pas nécessaire que les particules présentent un moment magnétique pour être piégées. On peut donc a priori manipuler atomes et molécules dans tous leurs états magnétiques. Pour ceux qui possèdent un tel moment, la combinaison des deux types de potentiels permet de moduler les interactions. Par contre, la taille ultime des pièges est limitée par diffraction à des dimensions de l'ordre du micron. Les puces optiques souffrent aussi probablement de problèmes technologiques similaires à ceux des puces magnétiques, liés par exemple à la rugosité de la gravure [45]. Dans ce travail, nous n'avons pas été limité par ce point en raison des importantes distances au miroir utilisées, de l'ordre de quelques centaines de microns.

Cette seconde partie du mémoire présentera tout d'abord les éléments de théorie et les études numériques utilisées pour dessiner les structures. Le dispositif expérimental servant à la caractérisation optique de ces lentilles sera ensuite détaillé. Nous présenterons alors les différentes structures utilisées pour mettre en forme le faisceau dipolaire : des lentilles uniques, des réseaux de lentilles, ainsi qu'une lentille à focale variable. Nous détaillerons finalement le piégeage des atomes dans ces champs optiques.

Chapitre 4

Zones de Fresnel et simulation des structures

Les structures que nous gravons sur le miroir du PMOM sont des lentilles diffractives. Nous allons calculer ici la position des zones de Fresnel permettant de réaliser une lentille simple, puis présenter les simulations numériques que nous avons faites pour anticiper la fabrication d'autres structures.

4.1 Lentilles de Fresnel

Les premières structures que nous avons utilisées sont des lentilles convergentes en amplitude de type Fresnel. Le principe d'une telle lentille est de sélectionner dans le front d'une onde plane les zones qui vont interférer constructivement en un point. Ce point est alors le point focal de la lentille, et les zones sont appelées zones de Fresnel.

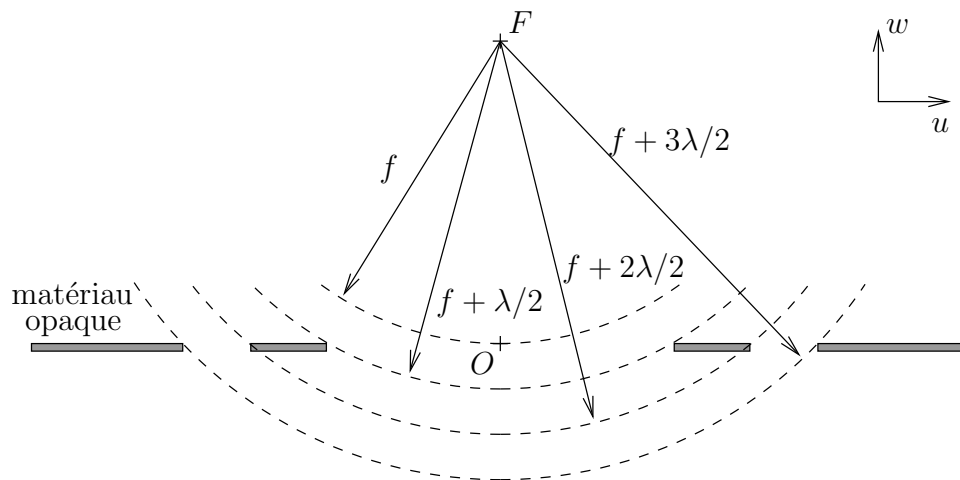


FIG. 4.1: Schéma des deux premières zones de Fresnel d'une lentilles convergente. La couche opaque de la structure est supprimée dans les zones interférant constructivement en F avec le rayon de l'axe optique.

La Figure 4.1 montre le schéma des zones de Fresnel. Celles-ci sont l'ensemble des points

du plan de la lentille à la distance r de F correspondant à :

$$r - f < \frac{\lambda}{2} \quad \text{modulo } \lambda \quad (4.1)$$

Soit, en notant u la position sur l'axe de la structure⁸ :

$$\sqrt{f^2 + u^2} - f < \frac{\lambda}{2} \quad \text{modulo } \lambda \quad (4.2)$$

On voit ici l'intérêt de l'utilisation de ce type de lentille dans notre cas : la couche métallique du miroir du PMOM constitue le matériau opaque de la lentille, et il "suffit" de décaper cette couche sur les zones de Fresnel pour obtenir une lentille. La Figure 4.2 donne la taille des zones d'une lentille de longueur focale $f = 500 \mu\text{m}$.

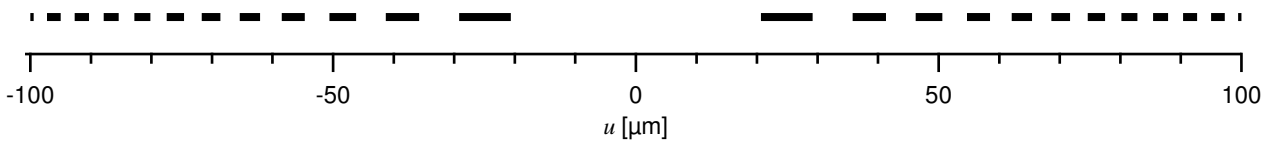


FIG. 4.2: Zones de Fresnel d'une lentille de longueur focale $500 \mu\text{m}$, pour $|u| < 100 \mu\text{m}$ (soit 11 fentes de chaque côté de la fente centrale). Les segments noirs correspondent aux zones du miroir pour laquelle la couche métallique est conservée.

Les positions des extrémités des zones de Fresnel sont alors :

$$u_k = \pm \lambda \sqrt{\frac{k}{2} \left(\frac{k}{2} + 2\frac{f}{\lambda} \right)} \quad (4.3)$$

où k est entier (k impair correspond à la "fin" des fentes, et k pair à leur "début"). Les deux expressions (4.2) et (4.3) sont équivalentes, mais nous verrons par la suite que l'une ou l'autre est plus naturelle selon le contexte.

Notons qu'il est possible de prendre d'autres zones de Fresnel que celles indiquées sur la Figure 4.1 en considérant des cercles de rayons $f - \varepsilon\lambda + k\lambda/2$, avec $0 \leq \varepsilon < 1$. Toutefois, la configuration présentée ici ($\varepsilon = 0$) correspond à la lentille de plus grande fraction ouverte. Elle permet donc une puissance optique transmise plus importante, raison pour laquelle nous l'avons choisie.

Il est également possible de moduler la fraction ouverte de la structure en choisissant par exemple :

$$\left| \sqrt{f^2 + u^2} - \left(f + \frac{\lambda}{4} \right) \right| < \eta \frac{\lambda}{4} \quad \text{modulo } \lambda \quad (4.4)$$

⁸Les coordonnées cartésiennes sont notées dans ce chapitre (u, v, w) pour éviter une confusion avec le repère (x, y, z) de la partie I.

avec $0 < \eta \leq 1$. Les différentes zones restent centrées au même point et pour $\eta = 1$, on retrouve la même formule qu'en (4.2). Cette possibilité sera utilisée pour les lentilles à focale variable que nous verrons plus loin.

L'utilisation des équations (4.2) ou (4.3), nous permet de calculer et de réaliser des lentilles de Fresnel cylindriques (invariantes par translation selon le plan orthogonal à la Figure 4.1) ou à symétrie de révolution. Cependant, nous souhaitons également dessiner des structures plus complexes que ces lentilles de Fresnel simples. Pour cela, une approche numérique pour pouvoir simuler les champs diffractés par les structures est nécessaire.

4.2 Simulations numériques 1D

Nos premières simulations ont pour but de calculer le champ diffracté par une structure unidimensionnelle comme les lentilles de Fresnel cylindriques. Cela nous permettra de confronter les résultats des simulations aux prédictions présentées en 4.1.

Notons \mathbf{u} le vecteur directeur de la structure, et \mathbf{w} le vecteur orthogonal (cf. Figure 4.1). La structure est supposée infiniment fine et se trouve en $w = 0$. Le but des simulations présentées dans ce mémoire est de propager le champ électrique (et donc l'intensité) en un point d'observation derrière la structure ($w > 0$), à partir du champ électrique à la sortie de la structure étudiée ($w = 0^+$).

Nous faisons l'hypothèse que ce champ $E_L(u, 0^+)$ est égal au champ électrique avant la structure $E_L(u, 0^-)$, multiplié par le facteur de transmission de la lentille. Nous supposons que ce facteur de transmission vaut 1 en l'absence de métal, 0 sinon ; et qu'il ne dépend pas de la polarisation de l'onde. Nous adoptons donc ici un modèle scalaire du champ. Dans le cas général, et particulièrement pour des lentilles de courte focale relevant de l'optique de champ proche, cette approximation n'est plus valable et ce calcul devient une affaire de spécialistes (cf. par exemple [46]). Le but de ces simulations est de se familiariser avec ces structures pour approfondir nos intuitions. Pour cette raison, nous avons choisi de faire les simulations nous-mêmes sur notre ordinateur de bureau, dans les langages avec lesquels nous étions le plus à l'aise, à savoir en C, Mathematica ou Matlab.

L'expression du champ $E_L(u, 0^-)$ avant la structure tient compte de la forme du faisceau, de son amplitude, et de son angle d'incidence sur la structure. Pour simplifier, nous considérerons dans la suite de ce chapitre que la structure est éclairée par une onde plane perpendiculaire à la structure. De plus, toutes les intensités linéiques données seront normalisées par l'intensité linéique de cette onde plane I_0 .

4.2.1 Simulation directe

La première méthode que nous avons utilisée pour propager le champ consiste en l'utilisation directe du principe de Huygens-Fresnel. Chaque point $S(u)$ du plan de la structure se comporte comme une source secondaire, dont l'amplitude est proportionnelle au champ en ce point $E_L(u, 0^+)$. Toutefois, pour un calcul unidimensionnel, la conservation de l'énergie implique que les sources secondaires ne sont pas des sources sphériques, mais des sources cylindriques. L'intensité en un point d'observation M est alors obtenue par l'intégrale des contributions de tous les points sources S (voir Figure 4.3).

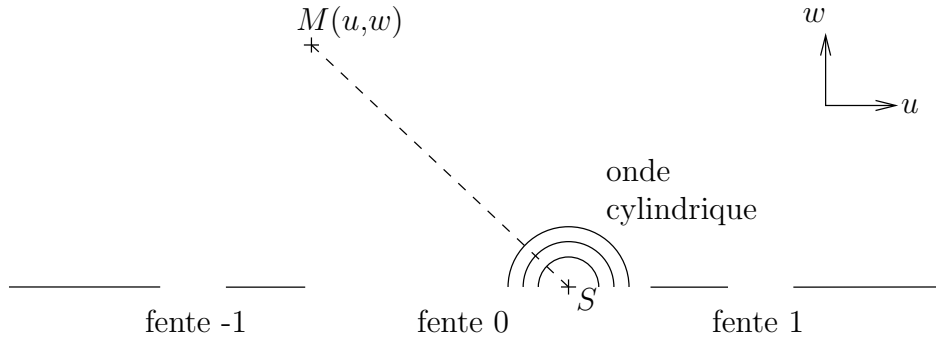


FIG. 4.3: Schéma de principe de la simulation directe. Chaque point source S d'une zone découverte émet une onde cylindrique qui va contribuer au champ au point d'observation M .

En pratique, les structures que nous étudions sont constituées d'une série de fentes. La contribution des zones métallisées étant nulle, nous ne calculons l'intégrale que sur chacune des fentes, puis faisons leur somme. L'intensité en $M(u, w)$ est alors :

$$I(M) \propto \left| \sum_{fentes} \int_S E_L(S) \frac{\exp(ik_L SM)}{\sqrt{SM}} du \right|^2 \quad (4.5)$$

où les bornes de l'intégrale sont données par l'expression (4.3).

Les intégrales sont calculées par la méthode de Simpson. On peut obtenir un ordre de grandeur de l'erreur de cette méthode en faisant un développement limité de la fonction à intégrer. Elle est alors proportionnelle à l'extremum de la dérivée quatrième de cette fonction [47]. Dans le cas où la structure diffractante n'est pas sub-longueur d'onde, le nombre de points à utiliser pour effectuer l'intégrale sur une fente avec une erreur p est de l'ordre de :

$$N_{points} \simeq 2 \left(\frac{L^5}{p I_0 \sqrt{w}} \right)^{1/4} \quad (4.6)$$

où L est la longueur totale de la fente et w la distance du point d'observation à la structure. Pour les calculs présentés dans ce mémoire, la précision utilisée est généralement de $p = 5.10^{-3}$. Notons que le nombre de points nécessaires (et donc le temps de calcul) décroît avec la distance du point d'observation à la structure w .

La plupart des structures étudiées sont symétriques. En conséquence, la parité du champ électrique restreint les calculs nécessaires au demi-plan $u > 0$.

Les avantages de cette méthode sont que l'erreur sur le calcul de l'intégrale est connue, et que la structure est précisément définie (les extrémités des zones de Fresnel sont les bornes de calcul de l'intégrale). De plus, elle permet de calculer le champ en un point indépendamment du calcul d'autres points.

Le programme pour utiliser cette méthode a été écrit en C. Un exemple de cartographie simulée est présenté sur la Figure 4.4 pour une lentille de Fresnel avec 10 fentes latérales de chaque côté de la fente centrale. Nous réutiliserons cette lentille comme lentille de référence pour comparer les résultats des autres simulations. Le temps nécessaire au calcul de cette carte 257×250 points est d'environ 1 minute sur un ordinateur de bureau (2,4 GHz, 512 Mo de RAM).

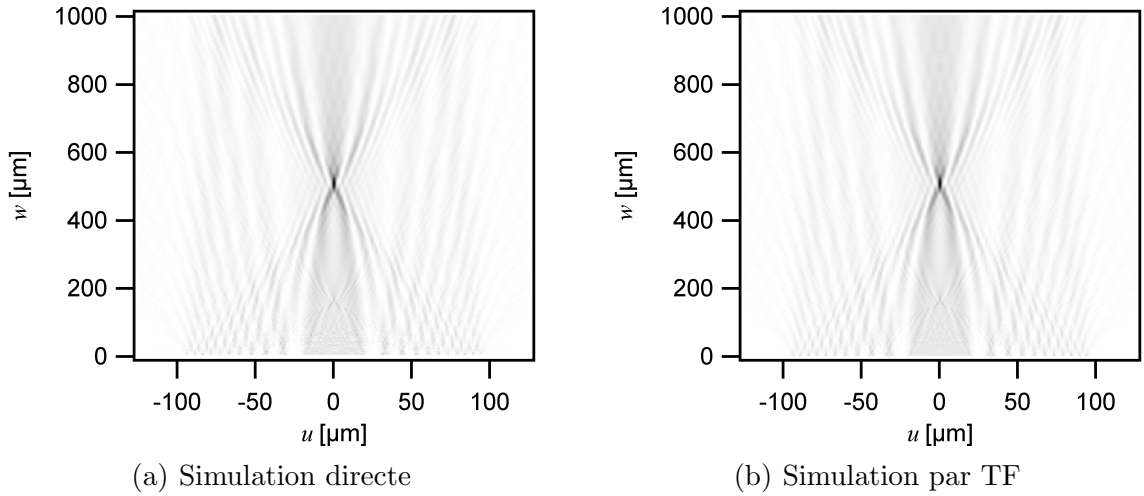


FIG. 4.4: Exemple de cartographie simulée pour une lentille de Fresnel avec 10 fentes latérales de chaque côté de la fente centrale éclairée par une onde plane. (a) par simulation directe. (b) par simulation par transformée de Fourier.

4.2.2 Simulation par transformée de Fourier

Suite à une discussion avec Simon Aigner lors de la conférence CAMS/Jobs, nous avons adopté une seconde méthode. Elle rejoint dans son approche les autres travaux de notre groupe sur l'étude de structures sub-longueur d'onde [5], et se nomme *décomposition en spectre d'ondes planes* ou *en spectre angulaire* [48, 49, 50].

Connaissant le champ $E_L(u, 0^+)$, on le décompose sur une base d'onde plane par transformée de Fourier inverse, pour obtenir le spectre $\tilde{E}_L(k_u, 0^+)$:

$$\tilde{E}_L(k_u, 0^+) = \frac{1}{2\pi} \int E_L(u, 0^+) \exp(-ik_u u) du \quad (4.7)$$

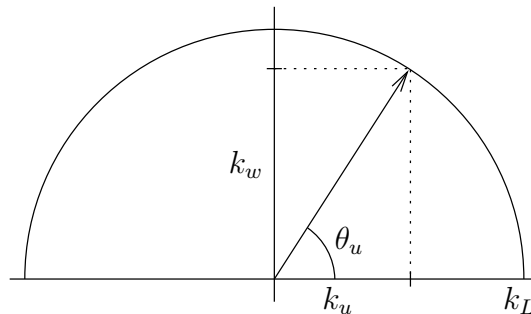


FIG. 4.5: Schéma de l'angle de diffraction la composante k_u .

À chaque composante transverse k_u est associée une composante longitudinale k_w par la

relation de dispersion⁹ (Figure 4.5) :

$$k_u^2 + k_w^2 = k_L^2 \quad (4.8)$$

soit

$$k_w^2 = k_L^2 \left(1 - \left(\frac{k_u}{k_L} \right)^2 \right) \quad (4.9)$$

De sorte qu'après propagation, le champ électrique $E_L(u, w)$ devient :

$$E_L(u, w) = \int \tilde{E}_L(k_u, 0^+) \exp(ik_w w) \exp(ik_u u) dk_u \quad (4.10)$$

qui est la transformée de Fourier de :

$$\tilde{E}_L(k_u, w) = \tilde{E}_L(k_u, 0^+) \exp(ik_w w) \quad (4.11)$$

Remarquons dans l'expression (4.9) que $k_u/k_L = \cos \theta_u$, où θ_u est la direction dans laquelle est diffractée la composante k_u (cf. Figure 4.5), d'où le nom de "spectre angulaire". Ainsi, si k_u est supérieur à k_L , k_w est imaginaire pur : les ondes correspondantes sont des ondes évanescentes. L'expression du champ électrique est donc valable en champ proche également, dans la limite où le champ à la surface $E_L(u, 0^+)$ est connu.

L'avantage principal de cette méthode est que l'on obtient le champ électrique pour w donné par une seule transformée de Fourier pour laquelle on dispose d'algorithmes très efficaces. Par opposition, l'approche du 4.2.1 nécessite le calcul d'une intégrale par point d'observation. Cet avantage peut également être un inconvénient si l'on souhaite par exemple calculer le champ sur l'axe optique : il est nécessaire de calculer le champ dans un plan entier parallèle à la structure même si on ne souhaite connaître l'intensité en un seul point de ce plan.

En pratique, on découpe l'axe Ou en une grille de taille totale finie L avec une densité linéique de points n pour effectuer une transformée de Fourier numérique discrète. La structure est alors discrétisée selon cette grille, par l'expression (4.2). Nous avons dans un premier temps utilisé Mathematica pour faire les calculs, et varier les différents paramètres.

Longueur totale de la grille

Du fait de la longueur finie de la grille, le champ obtenu correspond en réalité à celui diffracté par un réseau de la structure étudiée de période L . Ainsi, pour négliger l'influence des autres motifs lors de l'étude d'une lentille unique, il est nécessaire de prendre une grille dont la longueur totale est grande devant celle de la lentille étudiée. Par ailleurs, cette longueur détermine également la densité de points dans l'espace réciproque, et donc la résolution sur k_u qui vaut $2\pi/L$.

Contrairement à la simulation directe, nous ne disposons pas ici d'expression de l'erreur de calcul en fonction des différents paramètres. Pour évaluer l'erreur en fonction de la longueur totale de la grille L , nous effectuons plusieurs simulations pour des valeurs différentes de L . En

⁹Le lecteur peut se référer à [48, 49, 50] pour une démonstration plus rigoureuse.

comparant chacune d'elle à la simulation pour la plus grande valeur de L ($L_{max} = 16$ mm)¹⁰, on obtient une estimation de l'erreur en fonction de la longueur de la grille. La Figure 4.6 (a) indique le maximum de la différence d'intensité des cartes ainsi que la déviation standard en fonction de la longueur de la grille. Le calcul est mené jusqu'à 1 mm de la surface et la densité de points de la grille est constante pour toutes ces simulations et vaut environ $8 \mu\text{m}^{-1}$.

Soulignons que la longueur de la grille nécessaire pour atteindre une précision donnée du calcul dépend de la distance du point d'observation à la structure. En effet, plus le point d'observation est loin, plus l'influence du repliement de spectre dû à la taille finie de la grille est importante. En conséquence, la grille devra être d'autant plus grande que l'on souhaite déterminer l'intensité en des points éloignés de la structure. Contrairement à la simulation directe, le temps de calcul augmente avec la distance d'observation. De même, plus les détails de la structure sont fins, plus la diffraction se fait dans les grands angles et imposent de grandes grilles.

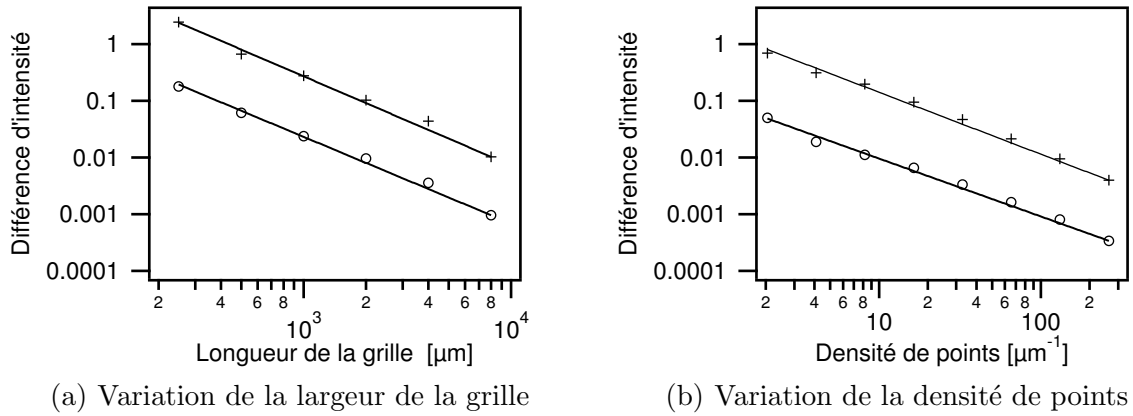


FIG. 4.6: Estimation de l'erreur de la simulation par transformée de Fourier. Les croix et les ronds correspondent respectivement à la différence maximum et à la déviation standard entre la simulation pour le paramètre donné en abscisse et la simulation de référence. (a) Variation de la longueur totale de la grille. La densité de points est constante : $n \simeq 8 \mu\text{m}^{-1}$. (b) Variation de la densité de points de la grille. La longueur totale de la grille est constante : $L = 4$ mm.

Densité de points de la grille

La densité de points n de la grille détermine quant à elle la résolution spatiale du calcul. Elle fixe donc la résolution selon u avec laquelle le champ $E(u, w)$ est évalué. Ce point n'est pas limitatif en pratique car nous échantillonnerons très au delà des plus petits détails en $\lambda/2$ du champ propageant. En revanche, elle fixe également la résolution sur la description de la structure à étudier, contrairement à l'approche du 4.2.1 dont les bornes des intégrales calculées sont précisément les bords des fentes étudiées. S'agissant d'un phénomène d'interférences, l'impact d'une mauvaise définition du bord des zones est très sensible.

¹⁰Rappelons que la structure a une dimension typique de $200 \mu\text{m}$.

Par ailleurs, la valeur maximale de k_u vaut πn . Le fait que la densité de points soit finie équivaut donc à un filtre hautes fréquences. Cependant, pour les valeurs de k_u supérieures à k_L , les ondes sont évanescentes. Comme nous l'avons déjà mentionné, nous ne nous intéressons pas ici au champ proche (w inférieur à quelques microns). Nous annulons alors toutes les composantes du spectre angulaire correspondant à $k_u > k_L$. En effet, à longue distance, celles-ci impliquent le calcul d'exponentielles dont l'argument est très négatif (quelques 10^3), ce qui augmente d'un facteur 30 le temps de calcul sous Mathematica (qui travaille en précision finie). La Figure 4.7 montre la différence entre les simulations avec et sans ce filtre, le long de l'axe optique de la lentille de référence. Sans le filtre angulaire, la valeur maximale de k_u reste limitée par la densité de points de la grille, et vaut dans cette simulation environ $7k_L$. Comme le montre cette figure, la contribution des ondes évanescentes devient négligeable au delà de $15 \mu\text{m}$, et les calculs à une distance moindre de la surface ne seront donc pas pertinents¹¹.

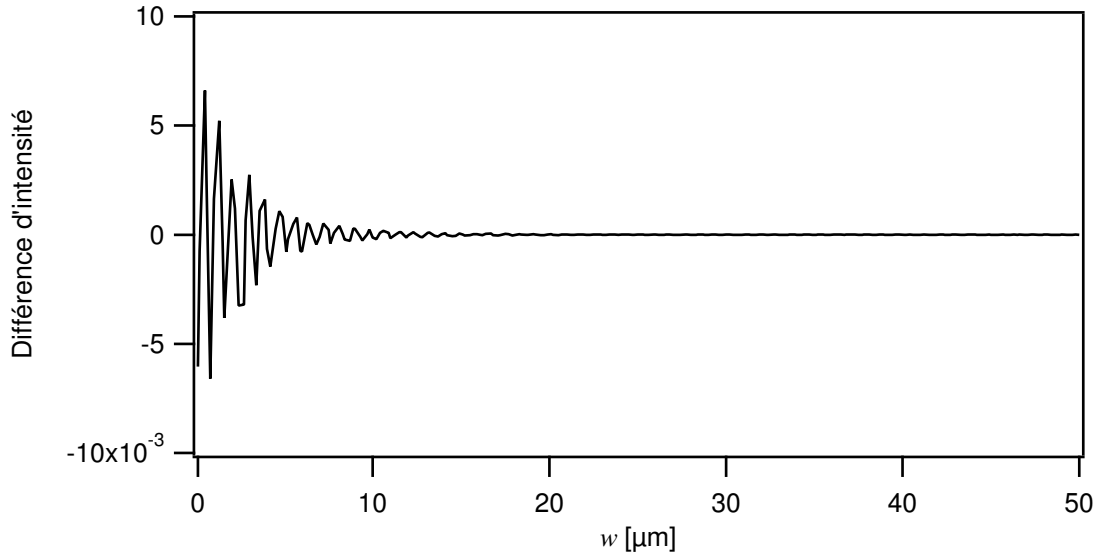


FIG. 4.7: Comparaison des simulations par transformée de Fourier avec et sans filtre en fréquence spatiale $k_u < k_L$. La courbe indique la différence d'intensité entre les deux cas sur l'axe optique de la lentille de référence. Rappelons que les intensités sont normalisées sur l'intensité de l'onde plane incidente. Dans cette simulation, la valeur maximale de k_u est environ $7k_L$.

Pour estimer l'erreur liée à la densité de points, nous procédons de la même façon que pour la taille de la grille. Les intensités simulées pour différentes densités sont comparées à une simulation à $n_{max} \simeq 520 \mu\text{m}^{-1}$. La Figure 4.6 (b) montre les différences d'intensité calculée pour une largeur constante $L = 4 \text{ mm}$.

Pour les simulations par transformée de Fourier des structures unidimensionnelles présentées dans la suite de ce mémoire, nous choisissons d'utiliser une largeur de grille et une densité de

¹¹On pourrait faire le calcul en deux étapes en calculant d'abord le champ proche ($w < 20 \mu\text{m}$) sans annuler les ondes évanescentes, puis le champ plus lointain en annulant ces composantes. Nous ne l'avons pas fait car cela ne présente pas d'intérêt pour nos structures dont les longueurs focales sont de quelques centaines de microns. Rappelons de plus que $E_L(u, 0^+)$ n'est certainement pas connu avec assez de précision pour se lancer réellement dans des calculs significatifs.

points qui donnent une erreur similaire de l'ordre du pourcent. Les valeurs retenues sont alors $n \simeq 16 \mu\text{m}^{-1}$ et $L = 2000 \mu\text{m}$.

Un exemple de cartographie simulée est présenté sur la Figure 4.4 (b) pour la lentille de référence. Le calcul d'une carte de $2^{15} \times 250$ points nécessite environ 1 minute. Elle est ensuite sous-échantillonnée à 257×250 points pour le tracé et la comparaison avec la Figure 4.4 (a).

Nous disposons donc de deux méthodes numériques très différentes permettant de calculer l'intensité diffractée par une structure uni-dimensionnelle à des vitesses proches. Nous les avons alors étalonnées et comparées.

4.2.3 Comparaisons

Pour évaluer la pertinence des résultats obtenus, nous pouvons par exemple simuler la diffraction d'un objet dont nous connaissons une expression analytique du champ diffracté, et confronter ces résultats à l'expression théorique.

Diffraction par un bord d'écran

Considérons la diffraction par un bord d'écran éclairé par une onde plane. Les résultats des deux simulations sont comparés à l'expression analytique [50] :

$$I(u,w) = \frac{1}{2} \left(\left[\frac{1}{2} + S \left(u \sqrt{\frac{2}{\lambda w}} \right) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} + C \left(u \sqrt{\frac{2}{\lambda w}} \right) \right]^2 \right) \quad (4.12)$$

où $C(x)$ et $S(x)$ sont les intégrales de Fresnel.

Aucune des deux simulations ne permet d'étudier la diffraction d'un demi plan infini. Nous simulons donc une fente de taille finie, mais suffisamment large pour pouvoir négliger l'effet du bord opposé à celui étudié. Pour la simulation directe, le champ calculé est celui diffracté par une fente de 10 mm de large dont l'un des bords se trouve en $u = 0$. Pour la simulation par transformée de Fourier, la fente ne fait que 2 mm de large, mais nous atténuons l'effet du bord non-étudié en lui donnant une transmission qui passe progressivement de 1 à 0 sur plusieurs pas de la grille (apodisation). Ainsi, les fréquences spatiales associées ne sont pas trop élevées, et son impact sur le calcul est limité.

La Figure 4.8 montre la comparaison des simulations à cette solution analytique à une distance $w = 500 \mu\text{m}$ de l'écran. On remarque le très bon accord entre les différentes courbes pour $u < 50 \mu\text{m}$. Toutefois, au delà, les deux simulations restent très proches l'une de l'autre mais s'éloignent de l'expression analytique. Une fois n'est pas coutume, c'est cette dernière qui est en "défaut". En effet, outre le fait de négliger le facteur d'obliquité, cette expression utilise une valeur approchée de l'amplitude (ordre 0) et de la phase (ordre 2) de l'ondelette sphérique, qui n'est plus suffisante ici. Nous vérifions cependant ainsi qu'il n'y a pas d'erreur de facteur numérique dans nos simulations. Ce point est conforté par le fait que nos deux simulations, qui reposent sur des approches différentes, présentent les mêmes différences avec l'expression (4.12).

Nous pouvons maintenant tout naturellement confronter les deux méthodes numériques.

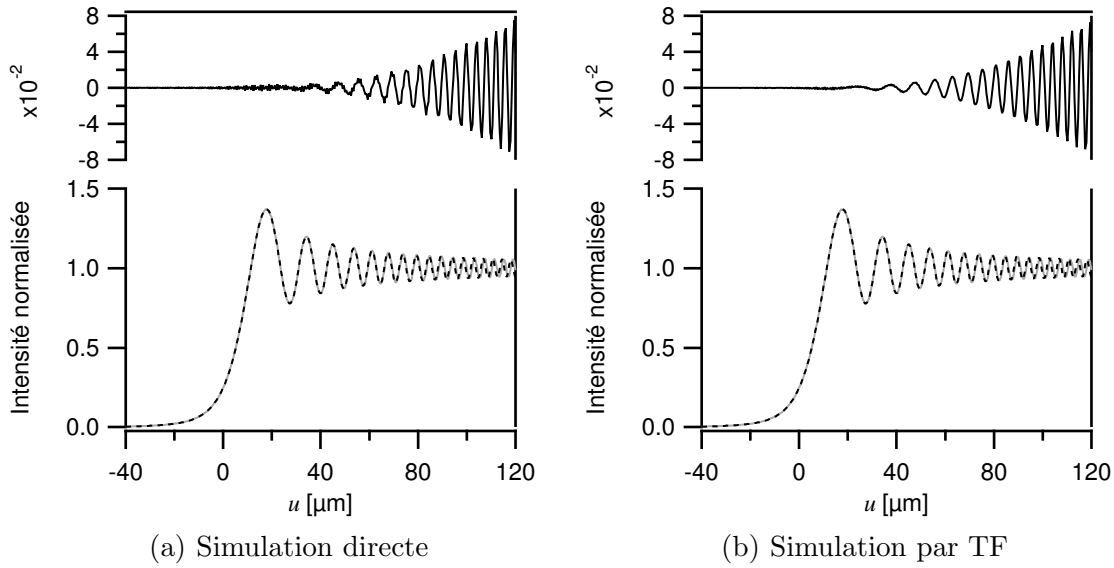


FIG. 4.8: Comparaison de la simulation directe (a) et de la simulation par transformée de Fourier (b) (courbe en trait plein gris) à l'approximation de Fresnel (courbe en pointillés) pour la diffraction d'un bord d'écran. (bas) : intensité dans le plan $w = 500 \mu\text{m}$. (haut) : différence d'intensité entre la simulation et l'expression analytique dans l'approximation de Fresnel.

Comparaison des deux méthodes

Pour la diffraction par un bord d'écran du paragraphe précédent, la différence d'intensité trouvée par les deux méthodes est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$ (cf. Figure 4.9), précision demandée pour les calculs. Les deux simulations utilisées sont donc en bon accord.

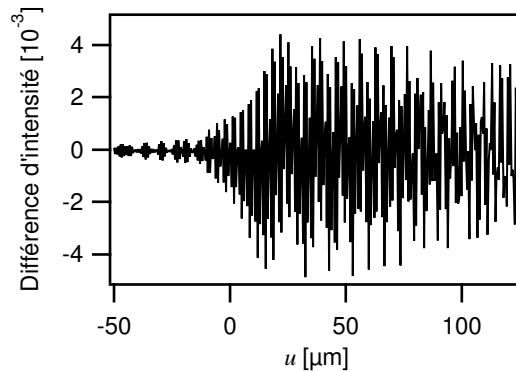


FIG. 4.9: Différence entre les intensités calculées par la simulation directe et par celle par transformée de Fourier pour un bord d'écran.

Par ailleurs, nous pouvons également comparer les résultats des simulations présentés sur la Figure 4.4 pour la lentille de référence. La Figure 4.10 montre les profils selon l'axe optique et le plan focal de la simulation dans ce cas. Rappelons que les intensités sont normalisées par rapport à l'intensité incidente I_0 . En faisant une statistique sur la différence des deux cartographies (

$-125 \mu\text{m} \leq u \leq 125 \mu\text{m}$ (257 points) et $20 \mu\text{m} \leq w \leq 1000 \mu\text{m}$ (246 points)), on obtient une différence maximale de $0,3 I_0$ entre les deux simulations, pour une déviation standard de $0,02 I_0$. Ces différences sont principalement localisées près de la surface, puisque pour $100 \mu\text{m} \leq w \leq 1000 \mu\text{m}$ (226 points), la différence maximale est de $0,15 I_0$ (dans le pic de focalisation) et la déviation standard de $0,01 I_0$. Étant donné qu'il s'agit de l'erreur estimée sur le calcul par transformée de Fourier, il n'y a pas de différence significative entre les deux méthodes de simulation.

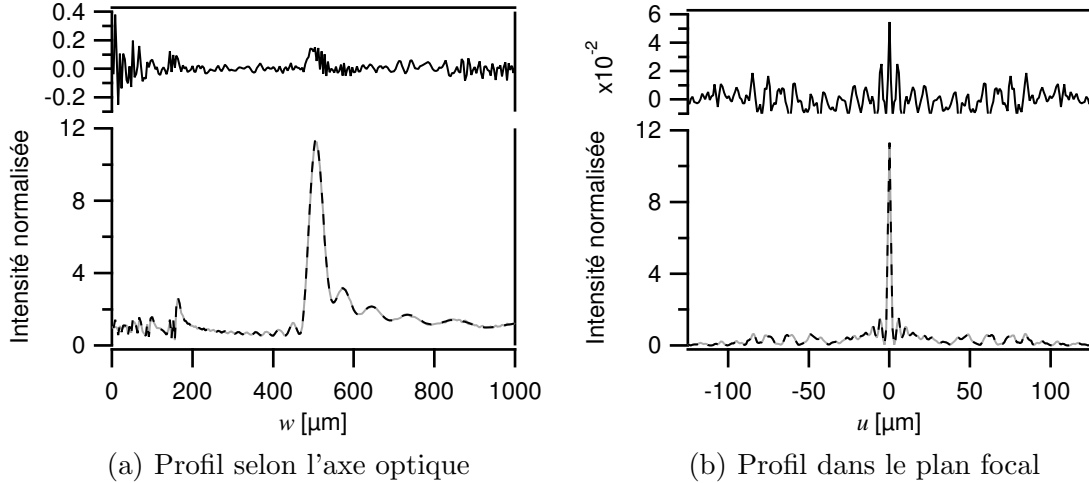


FIG. 4.10: Comparaison des simulations directe et par transformée de Fourier pour la lentille de référence. (bas) Les courbes en tirets noirs et traits pleins gris correspondent respectivement aux simulations directe et par transformée de Fourier. (haut) Les courbes continues noires sont la différence d'intensité linéique entre les deux simulations.

Le détail des simulations pour les différentes lentilles de Fresnel utilisées sera présenté au chapitre 6. Intéressons-nous maintenant à des situations plus complexes.

4.2.4 Cas de la symétrie circulaire

Dans le cas d'une lentille à symétrie de révolution, les calculs des simulations 1D présentées ne sont plus valables.

Cependant, il est possible d'adapter la simulation par transformée de Fourier pour déterminer l'intensité diffractée par une telle structure. Il faut pour cela remplacer les transformées de Fourier par les transformées de Hankel. Différentes méthodes numériques existent pour calculer cette transformée, et on pourra par exemple consulter [51].

Cependant, nous souhaitons étudier également d'autres structures qui ne présentent ni symétrie de révolution, ni invariance par translation. Nous devons ainsi développer les simulations pour le calcul 2D. Étant donné que nous avons peu travaillé sur les lentilles à symétrie de révolution, pour des raisons que nous verrons lors du piégeage des atomes dans ces structures, nous n'avons pas cherché à développer un programme pour optimiser le temps de calcul sur ces

structures par une approche uni-dimensionnelle. Nous aurons donc recours aux simulations 2D pour ce type de structure.

4.3 Simulations numériques 2D

4.3.1 Choix d'algorithme

Le passage de la simulation des structures 1D à celle des structures 2D est direct. Pour la première méthode, il suffit de changer les ondes cylindriques en ondes sphériques et d'intégrer sur les deux dimensions u et v . Pour la méthode par transformée de Fourier, il faut prendre une grille à deux dimensions et introduire la projection k_v de \mathbf{k}_L sur l'axe Ov .

Pour la simulation directe, le temps de calcul pour un point d'observation passe de typiquement 1 ms à 7 s, pour une précision identique $p = 5.10^{-3}$!

Pour le calcul par transformée de Fourier, il n'est pas possible de conserver les densités de points et longueur de grille utilisées à 1D. En effet, cela correspondrait à des grilles de 2^{30} points, soit 4 Go en espace mémoire. L'ordinateur que nous utilisons ne dispose pas d'une mémoire suffisante pour gérer des calculs sur une grille de cette taille.

De plus, la version de Mathematica que nous utilisons gère mal la mémoire. Nous avons ainsi transposé le code du programme en Matlab, ce qui nous permet d'utiliser des grilles de 2^{22} points. En considérant que l'estimation de l'erreur faite pour les simulations 1D est toujours valide, cela nous conduit à choisir une longueur totale de la grille de $500 \mu\text{m}$ pour une densité de points $n \simeq 4 \mu\text{m}^{-1}$. Le temps de calcul de cette méthode tombe alors à environ 8 secondes pour calculer l'intensité sur les 2^{22} points d'un plan à w donné. Même si ces résultats sont alors semi-quantitatifs, nous choisissons cette technique en raison du gain de temps de calcul considérable qu'elle permet : le calcul d'un plan complet prend autant de temps que le calcul d'un point par la simulation directe. Nous constatons également qu'avec Matlab, le gain en temps de calcul du filtre des ondes évanescentes n'est plus que de 10%, et n'est donc plus nécessaire.

La Figure 4.11 montre les intensités calculées dans des plans parallèles à la structure, pour la lentille de référence de $200 \mu\text{m}$ de haut.

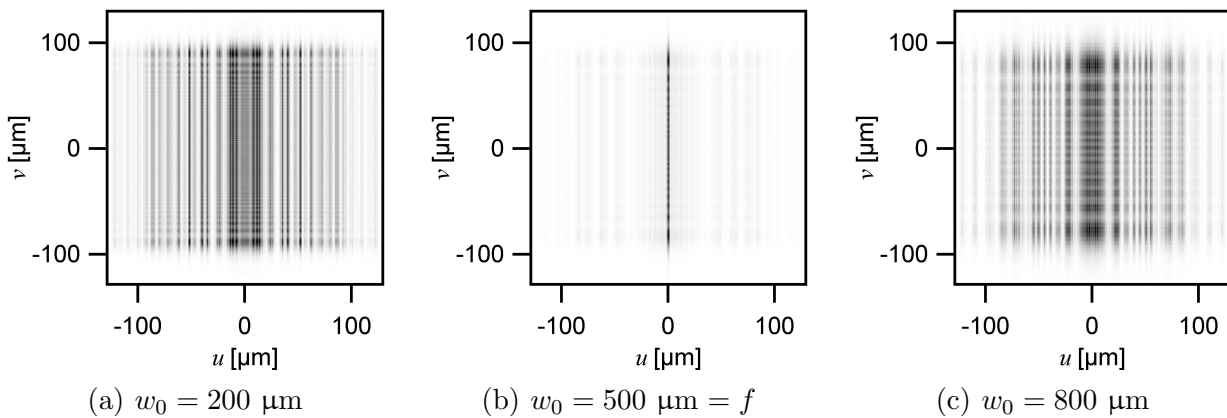


FIG. 4.11: Intensité dans des plans parallèles à la surface de la lentille de référence. w_0 est la distance du plan d'observation à la structure.

Nous avons supposé que l'erreur pour les simulations des structures 2D était la même que celle des structure 1D. Vérifions ce point.

4.3.2 Estimation de l'erreur

Les résultats des simulations 1D montrent que les deux simulations tendent vers une même intensité, à la précision des calculs près. La simulation directe repose sur un calcul d'intégrales dont l'erreur est connue. Ainsi, le passage à 2D ne doit pas changer significativement la précision de ce calcul.

D'autre part, la diminution de la densité de points et de la taille de la grille de la simulation par transformée de Fourier 2D conduit à une augmentation de l'erreur de calcul par rapport à la simulation 1D. Elle devient donc à priori supérieure à celle de la simulation directe 2D (en conservant pour celle-ci une précision de $5 \cdot 10^{-3}$).

Alors la comparaison des deux méthodes de simulation 2D nous donnera une estimation de l'erreur de calcul de la simulation par transformée de Fourier.

Nous continuons d'utiliser la lentille de référence, en lui donnant une longueur de $200 \mu\text{m}$ selon l'axe Ov (il s'agit donc toujours d'une lentille cylindrique). En raison des temps de calculs importants pour la méthode directe, seule l'intensité sur l'axe ($u = 0, v = 0$) est calculée. La Figure 4.12 montre les résultats obtenus. L'écart entre les intensités calculées est inférieur à $0,5 I_0$. Nous en déduisons donc que la précision du calcul par transformée de Fourier pour des structures à deux dimensions est de cet ordre, similaire à celle obtenue pour les simulations 1D.

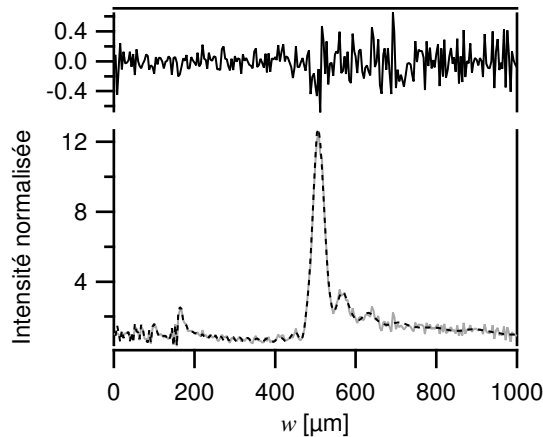


FIG. 4.12: (bas) : Comparaison des simulations 2D directe (tirets noirs) et par transformée de Fourier (traits pleins gris). Seule l'intensité le long de l'axe optique est calculée. (haut) : Différence d'intensité entre les deux méthodes de simulation.

Nous avons simulé ici la diffraction par une lentille cylindrique 2D. Comparons ces résultats à ceux obtenus pour une lentille 1D.

4.3.3 Comparaison des simulations 1D et 2D

Simulation directe

Nous pouvons comparer les résultats 1D et 2D pour la simulation directe. En raison des temps de calculs importants, nous avons seulement calculé l'intégrale selon v en quelques points de l'axe optique, présenté sur la Figure 4.13, avec une précision de 5.10^{-2} . Notons que pour des raisons historiques, la structure ne fait que $100 \mu\text{m}$ de haut, contrairement à la structure précédente. Elle reste cependant quasi uni-dimensionnelle.

On constate que l'intensité intégrée selon v est en accord avec l'intensité simulée pour une structure 1D, à la précision du calcul près. La différence entre l'intensité dans le plan $v = 0$ et l'intensité calculée par la simulation 1D est plus importante. Elle est due à la taille finie de la lentille selon Ov .

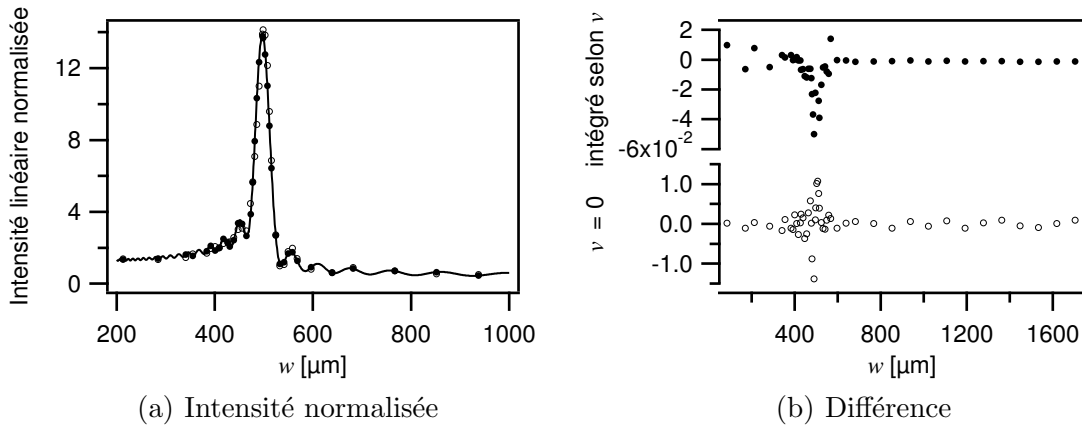


FIG. 4.13: Comparaison des simulations 1D et 2D pour la méthode directe. La ligne en traits pleins correspond à la simulation 1D. Les marqueurs ronds pleins sont l'intégrale de la simulation 2D selon v . Les marqueurs ronds vides sont la valeur de l'intensité en $v = 0$.

Simulation par transformée de Fourier

Nous pouvons également calculer le champ diffracté par la lentille standard de $200 \mu\text{m}$ de haut par la méthode par transformée de Fourier. La Figure 4.14 montre l'intensité dans le plan $v = 0$, l'intensité intégrée selon v , ainsi que le résultat de la simulation 1D.

Nous constatons que l'intégrale de l'intensité selon v de la simulation 2D est en accord avec la simulation 1D à la précision des calculs près. Nous retrouvons donc un comportement identique à la simulation directe.

Même si la précision des calculs de cette méthode n'est que de l'ordre de $0,5 I_0$, elle nous permet d'obtenir une idée assez fidèle du champ diffracté par une structure bi-dimensionnelle. Son faible temps de calcul nous a fait choisir cette méthode de préférence à la simulation directe pour ces structures 2D.

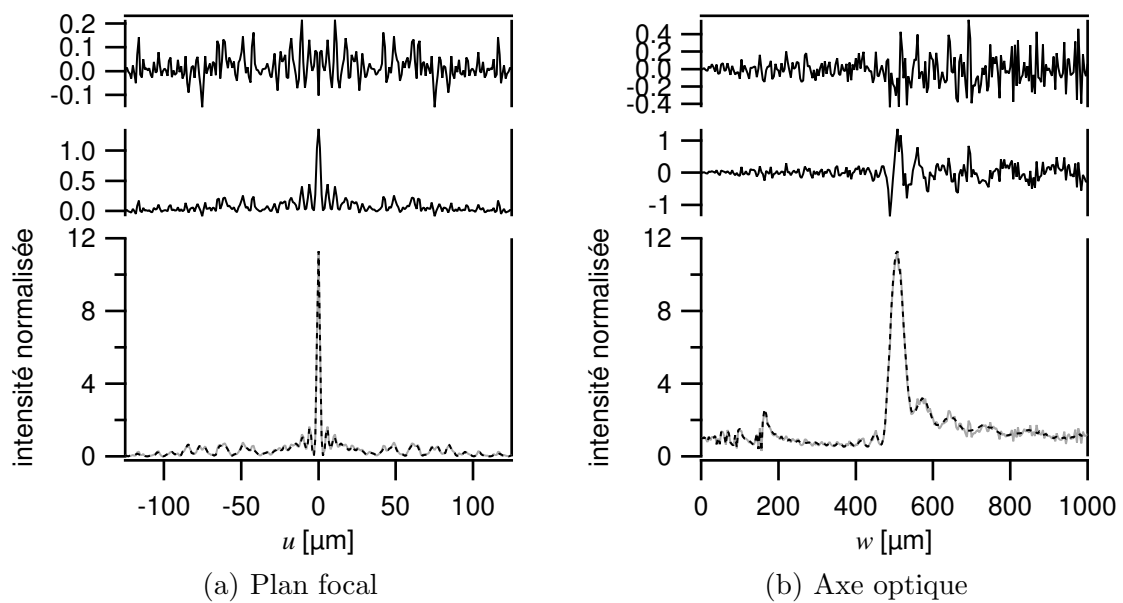


FIG. 4.14: Comparaison des intensités linéiques obtenues par les simulations 1D et 2D par transformée de Fourier. (bas) en tirets noirs, la simulation 1D normalisée par I_0 . En gris l'intégrale selon v de l'intensité normalisée de la simulation 2D, divisée par la taille de la fente selon v . (haut) différence entre l'intégrale selon v de la simulation 2D et la simulation 1D. (milieu) différence en l'intensité en $v = 0$ et l'intensité donnée par la simulation 1D.

4.4 Conclusion

En conclusion, nous disposons de deux techniques à l'approche différente. Toutes deux donnent pour une structure unidimensionnelle des résultats identiques, à la précision des calculs près en des temps comparables.

Toutefois, chacune de ces méthodes à son domaine d'application. La méthode directe est adaptée au calcul d'un petit nombre de points (par exemple pour caractériser une petite zone, ou l'intensité sur l'axe optique), tout particulièrement loin de la structure.

La méthode par transformée de Fourier est beaucoup plus rapide à 2D. Elle s'impose lorsque l'on souhaite obtenir une résolution importante dans un plan parallèle à la structure diffractante. Nous avons également vu qu'à deux dimensions, cette méthode nous permet de calculer une cartographie complète en environ 40 minutes. En ce temps, la simulation directe ne permet que le calcul de l'intensité sur l'axe optique.

Dans tous les cas nous obtenons en des temps raisonnables, avec des outils que nous avons développés et maîtrisons donc bien, des cartographies réalistes, sinon précises. Elles nous permettront d'orienter le dessin des futures structures. Avant de piéger les atomes, il convient toutefois de vérifier par la mesure directe le champ optique réellement obtenu.

Chapitre 5

Caractérisation optique des structures utilisées

Le chapitre précédent a décrit les deux méthodes de simulations numériques nous permettant d'anticiper les figures de diffraction des structures que nous utilisons. Nous avons par ailleurs mis en place un banc optique permettant de mesurer l'intensité diffractée, qui sera détaillé dans ce chapitre.

Nous allons tout d'abord présenter rapidement la réalisation pratique des structures utilisées. Nous détaillerons ensuite le dispositif expérimental utilisé pour mesurer l'intensité diffractée par une structure, puis donnerons les résultats pour une lentille typique. Ceux-ci seront alors comparés aux résultats des simulations.

5.1 Réalisation des structures

Suite à une collaboration de plusieurs années, les structures que nous utilisons ont été réalisées par Henri Lezec. Une couche métallique (Ag ou Au) de 400 nm est déposée par évaporation sur un substrat en verre $25 \times 25 \text{ mm}^2$ de 1 mm d'épaisseur. Dans le cas des miroir en or, une couche intermédiaire de chrome est ajoutée pour une meilleure fixation. Une structure est ensuite gravée sur la surface du miroir à l'aide d'un FIB (Focused Ion Beam), qui supprime la couche métallique sur les zones désirées. Les mesures que nous verrons par la suite ne semblent pas montrer de dégradation significative de l'état de surface du substrat décapé¹².

En pratique, quatre à six structures sont gravées sur un substrat. Elles sont toutes disposées en ligne, selon l'axe vertical, de façon à pouvoir passer facilement de l'une à l'autre par translation du support (cf. Figure 2.2).

Dans la suite de ce chapitre, nous ne nous intéresserons qu'à une seule de ces structures pour présenter le dispositif de caractérisation optique de la figure d'interférence. Il s'agit d'une lentille de Fresnel cylindrique de longueur focale 500 μm , de 200 μm de hauteur (cf. Figure 5.1), similaire à la lentille de référence présentée dans le chapitre précédent.

Nous allons maintenant détailler le banc optique permettant la caractérisation du champ

¹²Si l'on devait s'intéresser au champ très proche de la surface, il faudrait probablement étudier cet aspect plus en détail.

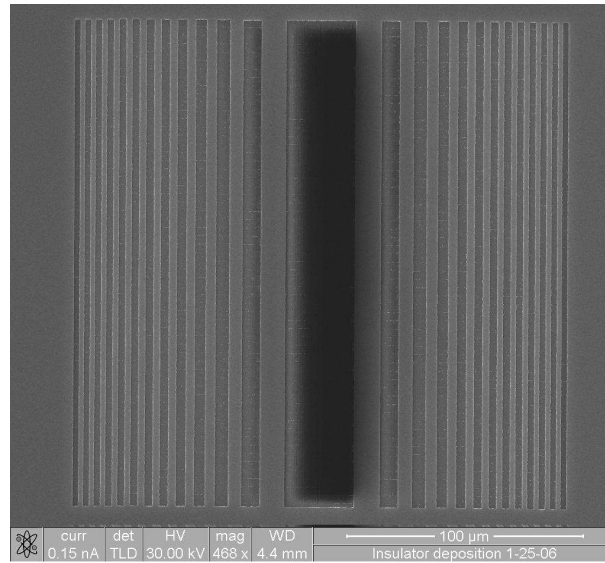


FIG. 5.1: Image par microscopie électronique (SEM) de la lentille de longueur focale 500 μm et de 200 μm de hauteur caractérisée dans ce chapitre.

diffraqué par une structure.

5.2 Dispositif expérimental

5.2.1 Schéma

Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 5.2. La structure étudiée, au centre de la figure, diffracte le faisceau laser incident. Une lame de verre dépolie est placée dans le champ issu de la structure, parallèlement à celle-ci. Chaque point du dépoli va alors diffuser une intensité lumineuse proportionnelle à l'intensité qui l'éclaire. Un ensemble optique constitué d'un objectif de microscope et d'une lentille f_3 fait l'image du dépoli sur une caméra CCD. Celle-ci enregistre donc l'intensité lumineuse dans le plan du dépoli, soit un plan $(u, v, w = w_0)$ parallèle à la structure. Une translation manuelle micrométrique de 25 mm de course permet de déplacer finement le dépoli orthogonalement à la surface (selon l'axe Ow). On obtient alors successivement une cartographie tri-dimensionnelle de l'intensité diffractée par la structure.

La diode laser utilisée pour cette expérience est asservie dans un pic d'absorption saturée, comme présenté dans la section 2.2.1. Le but n'est pas ici de s'affranchir des fluctuations de fréquences, sans conséquences ici. Il est d'éviter les sauts de modes de la diode, et les variations brutales d'intensité résultantes.

De plus, l'onde issue de cette diode est spatialement filtrée par une fibre monomode. Sa polarisation est contrôlée grâce à un cube polariseur suivi d'une lame $\lambda/2$. Un télescope, non représenté sur la Figure 5.2, permet enfin d'obtenir le diamètre de faisceau désiré sur la structure.

Il reste alors à choisir les différents paramètres du dispositif optique.

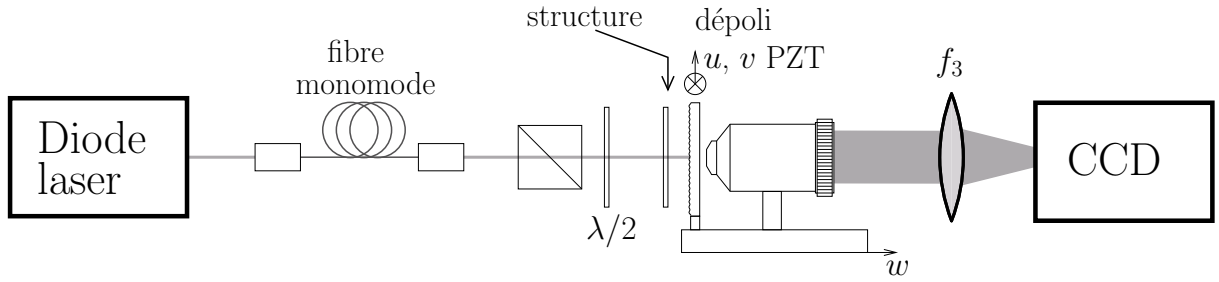


FIG. 5.2: Schéma du dispositif de caractérisation optique des figures d'interférences. Le plan (u, v) est orthogonal à l'axe optique, et l'axe w lui est parallèle.

5.2.2 Paramètres

Lentilles d'imagerie

Le schéma optique du système d'imagerie est précisé sur la Figure 5.3. L'objet est le dépoli, et la caméra CCD est placée dans le plan image.

Comme nous l'avons vu dans la section 2.4 sur l'imagerie du PMOM, la taille de la tâche de diffraction est un paramètre important à prendre en compte pour une imagerie résolue. L'ouverture numérique des lentilles de Fresnel que nous utilisons est typiquement de 0,2. Pour ne pas être limité par l'ouverture numérique de notre système optique, nous utilisons un objectif de microscope M Plan Apo 10× Mitutoyo, d'ouverture numérique 0,28. Sa focale f_{obj} est de 20 mm, et il est corrigé à l'infini. Si le système optique est limité par diffraction, le plus petit détail observable est estimé de l'ordre de $1,5 \mu\text{m}$.

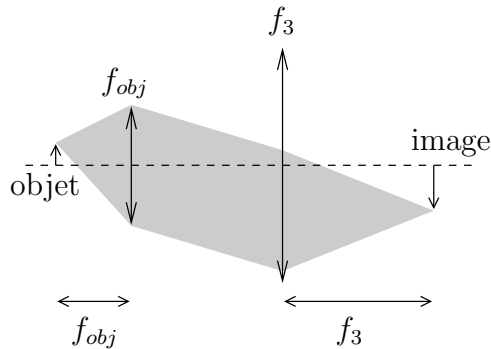


FIG. 5.3: Schéma optique du système d'imagerie.

La caméra que nous utilisons ici est une caméra Princeton LN/CCD-512SB/1, dont les pixels font $24 \times 24 \mu\text{m}^2$. Nous choisissons alors une lentille f_3 de longueur focale de 200 mm, afin d'obtenir un grandissement total d'environ 10. La taille de la tâche de diffraction sur la caméra est ainsi légèrement inférieure à la taille d'un pixel. Le diamètre de la lentille est de 50 mm, supérieur au diamètre de sortie du microscope (34 mm) pour ne pas limiter l'ouverture numérique de celui-ci.

L'objectif de microscope est fixé sur la même translation que le dépoli. L'objet reste alors dans son plan focal lors de son déplacement. L'image qu'il produit étant à l'infini, la lentille f_3

et la caméra sont fixes.

Modulation du dépoli

La source lumineuse utilisée étant cohérente, des tavelures sont observées dans les images prises. De plus, la rugosité du dépoli induit, même en éclairage incohérent, une émission non isotrope de chaque point du dépoli. La Figure 5.4 (a) montre par exemple l'image d'un faisceau laser d'environ 1 mm de diamètre en l'absence de structure. On y observe une modulation haute fréquence due à ces deux phénomènes.

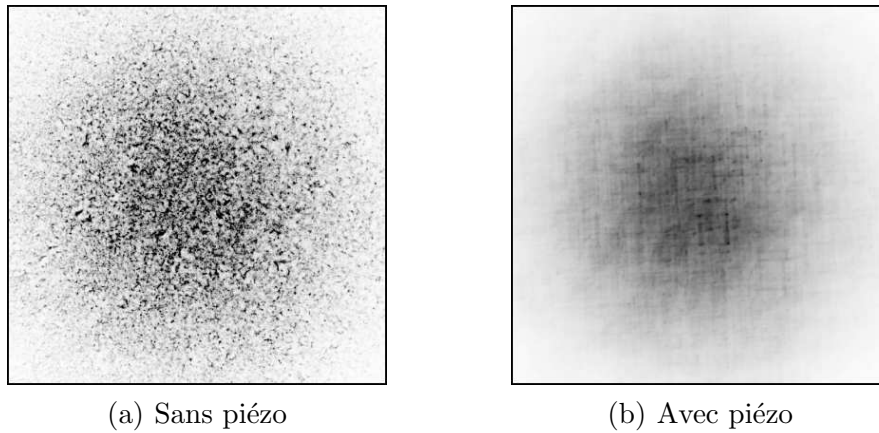


FIG. 5.4: Faisceau laser incident (sans structure), d'environ 1 mm de diamètre. A droite, le dépoli est déplacé pendant l'acquisition pour éliminer les modulations haute fréquence de l'intensité.

Pour les éliminer, nous avons monté le dépoli sur une translation piézo-électrique deux-axes PI 731.20 (cf. Figure 5.2). Celle-ci permet de déplacer le diffuseur dans le plan ($u, v, w = w_0$) pendant l'acquisition de la CCD, et d'obtenir ainsi une image lissée (cf. Figure 5.4 (b)).

L'amplitude des mouvements du dépoli est typiquement de 100 μm . La fréquence de modulation est choisie de l'ordre de 10 à 20 Hz afin de limiter les vibrations du système d'imagerie induites par ce mouvement.

Cette fréquence est en fait légèrement différente selon les deux axes de translation ($f_u \simeq 13$ Hz, $f_v \simeq 15$ Hz). Le rapport des fréquences est fixé à une valeur non proche d'un rationnel à petits numérateur et dénominateur. Ainsi, la quasi-période est longue et chaque point du diffuseur se déplace de façon homogène dans son aire d'excursion.

La durée d'exposition est prise grande devant ces fréquences de modulation, pour obtenir une moyenne. Elle est typiquement de 10 s.

Intensité laser

La durée d'exposition étant fixée, nous choisissons l'intensité laser de façon à utiliser au mieux le convertisseur 16 bits de la caméra, sans le saturer.

Afin de limiter les lumières parasites, la partie du banc optique qui va du microscope jusqu'à la caméra est recouverte d'un film opaque. Après soustraction du fond, la reproductibilité des images en l'absence de laser est de ± 10 coups, pour une moyenne de $4 \cdot 10^4$ coups.

L'obtention des cartographies d'intensité diffractée nécessite que le substrat et le dépoli soient parallèles entre eux, et orthogonaux à l'axe du banc optique.

5.2.3 Procédure de réglage

Pour aligner le système optique, nous prenons comme référence l'axe du laser incident collimaté, qui matérialise l'axe optique. Nous effectuons ensuite la procédure suivante :

1. l'objectif de microscope, puis la lentille f_3 , sont positionnés de façon à minimiser la déviation du laser incident ;
2. l'objectif de microscope est alors dévissé. La caméra est placée dans le plan image de la lentille f_3 , et l'objectif remplacé ;
3. le dépoli est placé devant l'objectif du microscope ;
4. la mise au point de l'objectif sur le dépoli est finement réglée par une translation supplémentaire, de façon à minimiser la taille des plus petits détails sur la caméra. Leur dimension est alors de l'ordre de 2 pixels à mi-hauteur ;
5. le miroir sur lequel sont gravées les structures est mis en place, orthogonalement au laser incident grâce à sa réflexion sur la partie métallique ;
6. le parallélisme du dépoli avec miroir est alors réglé "à l'oeil" en les rapprochant progressivement grâce à la translation micrométrique de la Figure 5.2 et en les regardant de profil ;
7. on optimise finalement l'angle dépoli/miroir en rapprochant délicatement le dépoli en suivant l'image d'une structure sur la caméra. Lorsque l'on est au contact, l'image se déplace de quelques microns (le mouvement latéral du dépoli doit être éteint !).
8. on retouche légèrement le parallélisme, et on réitère au point 7.

L'angle entre le dépoli et le miroir sur lequel est gravé la structure est le paramètre critique de ce réglage. En effet, tous deux ont une taille de 25 mm, et un angle de 10 mrad empêche donc de rapprocher le dépoli à moins de 250 μm du miroir. Nous verrons dans la partie suivante une lentille de longueur focale 100 μm , dont le plan focal ne pourrait alors pas être imagé. Pour cette même raison, il est nécessaire que la partie métallique du miroir soit du côté du diffuseur, et que la surface dépolie de la lame de verre soit du côté du miroir.

Ce point de la procédure devra être amélioré si l'on souhaite imager les premières dizaines de microns. On pourra par exemple utiliser un substrat de diamètre plus petit, dépoli en son centre et métallisé en périphérie. Cette partie métallisée permettrait de rétro-réfléchir le faisceau incident et d'améliorer ainsi la précision de l'alignement.

D'autre part, la translation de l'ensemble dépoli-objectif (Figure 5.2) n'est pas parfaitement alignée avec l'axe optique. En conséquence, le centre des images de diffraction se déplace d'une dizaine de microns lorsque l'on déplace le dépoli sur quelques millimètres. Cet effet est corrigé lors du traitement des images par un recentrage pour chaque plan.

Pour faire des mesures quantitatives, il faut ensuite étalonner ce banc de caractérisation.

5.2.4 Étalonnage du système d'imagerie

Nous avons étalonné le grandissement du système d'imagerie en utilisant un réseau de pas connu ($267 \mu\text{m}$). Nous trouvons alors un facteur d'échelle de $2,43 \pm 0,02 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

Le système d'imagerie réglé, les valeurs des paramètres fixés et l'étalonnage réalisé, nous pouvons alors mesurer le champ diffracté par une structure.

5.3 Lentille cylindrique de focale $500 \mu\text{m}$

Trois images typiques du champ diffracté par la lentille de longueur focale $500 \mu\text{m}$ dans différents plans parallèles à la structure sont données sur la Figure 5.5. Pour comparaison, ces plans sont les mêmes que ceux calculés dans les simulations de la Figure 4.11.

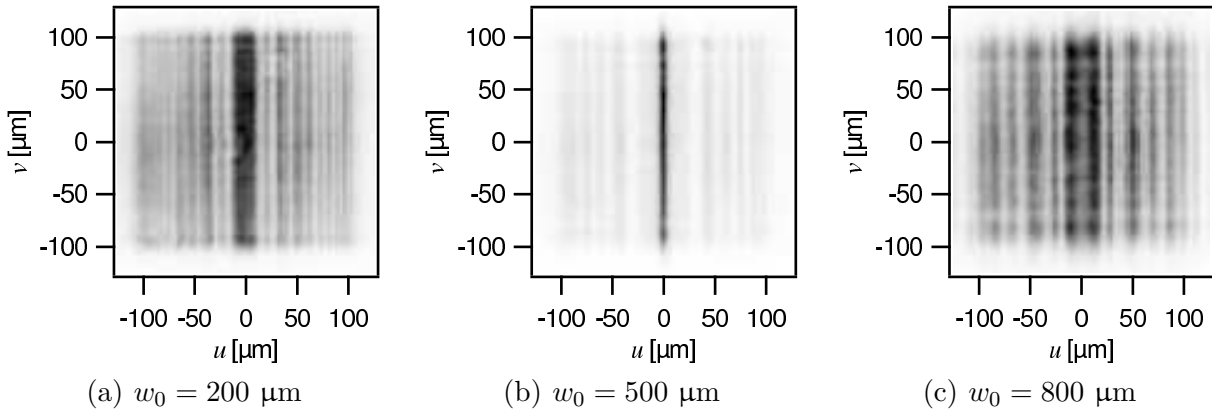


FIG. 5.5: Intensité dans des plans parallèles à la surface de la lentille de focale $500 \mu\text{m}$.

La lentille étudiée est une lentille cylindrique. Nous avons vu lors du chapitre précédent qu'une telle structure était correctement décrite par une simulation 1D. Pour comparer les résultats expérimentaux aux simulations numériques, nous intégrons alors naturellement chacune des images selon la direction des fentes notée v . Les différents profils obtenus en déplaçant le dépoli nous permettent ensuite de construire une carte de l'intensité diffractée (Figure 5.6).

Ces cartographies établies, nous pouvons comparer les résultats à ceux des simulations numériques.

5.3.1 Comparaison aux simulations

Le nombre important de points des cartographies que représente une acquisition ou une simulation en trois dimensions rend difficile ne serait-ce que leur visualisation. Nous commençons comme on l'a vu par extraire deux plans : le plan focal (Figure 5.5 (b)) et une projection (Figure 5.6). Les comparaisons réellement quantitatives ne peuvent toutefois se faire que sur des graphiques 1D. Nous allons par conséquent confronter expérience et simulation sur les deux axes importants : les coupes de la projection selon l'axe optique ($u = 0$) et dans le plan

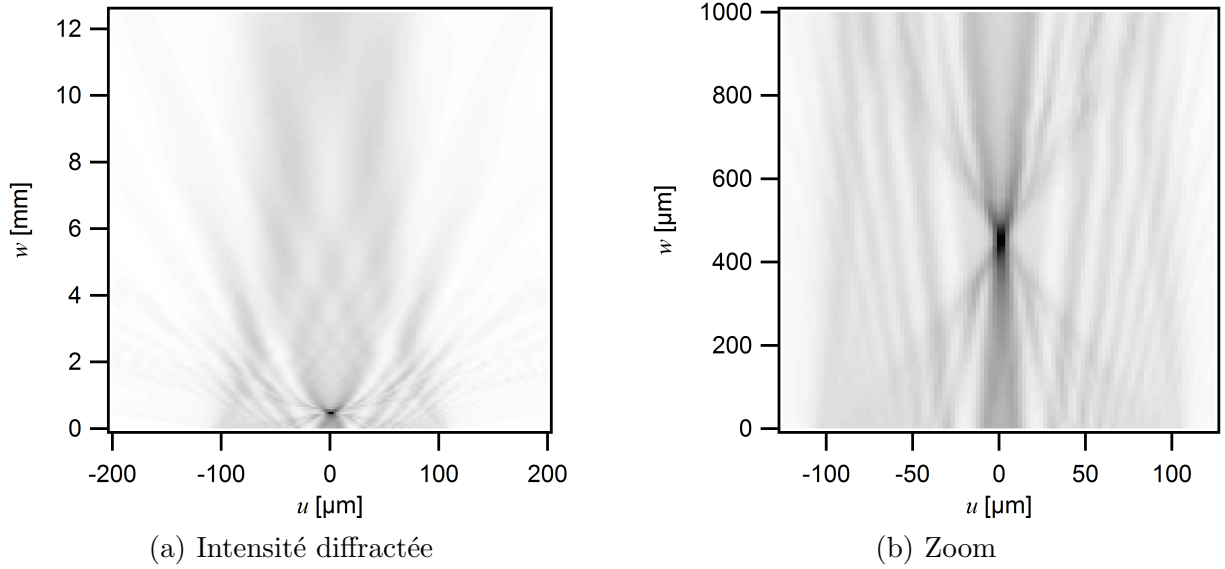


FIG. 5.6: Intensité diffractée par une lentille cylindrique de longueur focale 500 μm .

focal ($w = f$). Elles seront appelées respectivement coupe longitudinale (Figure 5.8) et coupe transverse (Figure 5.7) dans la suite.

La Figure 5.7 (a) présente les coupes transverses mesurée et simulée. L'intensité mesurée est normalisée par rapport à son maximum. L'intensité simulée est normalisée pour avoir la même intégrale (puissance) que l'intensité mesurée. Nous constatons alors que la simulation indique une intensité maximum trois fois supérieures à celle de l'expérience. Le pic mesuré est également légèrement plus large que celui simulé. Ces différences peuvent s'expliquer par la résolution du système optique. En lissant la simulation par une fonction d'appareil de 6 μm , puis en intégrant le résultat sur des "pixels objets" de 2,43 μm , nous obtenons la courbe de la Figure 5.7 (b). Cette simulation dont la résolution a été dégradée est en très bon accord avec les résultats expérimentaux. La fonction d'appareil introduite reproduit les aberrations du système optique expérimental que nous utilisons. En pratique, le léger angle résiduel entre les axes de symétries de la structure (u, v) et ceux du capteur CCD se traduit par un élargissement supplémentaire de l'ordre du micron lors de l'intégration, négligeable devant la fonction d'appareil.

Nous pouvons également confronter les coupes longitudinales simulée et mesurée. Les résultats sont présentés sur la Figure 5.8. Notons que le lissage de la simulation est fait comme précédemment dans le plan parallèle à la structure (axe u). En toute rigueur, il faudrait également la lisser selon l'axe optique à cause de la rugosité du diffuseur (4 μm). Toutefois, les échelles caractéristiques de variation d'amplitude selon l'axe optique sont, pour les structures étudiées, de l'ordre de la dizaine de microns. Cette procédure de filtrage n'est donc pas nécessaire. La simulation présente évidemment toujours un maximum d'intensité trois fois supérieur à celui de l'expérience.

L'expérience ne permet pas de rapprocher le dépoli jusqu'au contact avec le miroir, et il est donc difficile de connaître expérimentalement la distance absolue au miroir. Nous l'évaluons par comparaison de la position du point focal de l'expérience et de la simulation. La distance

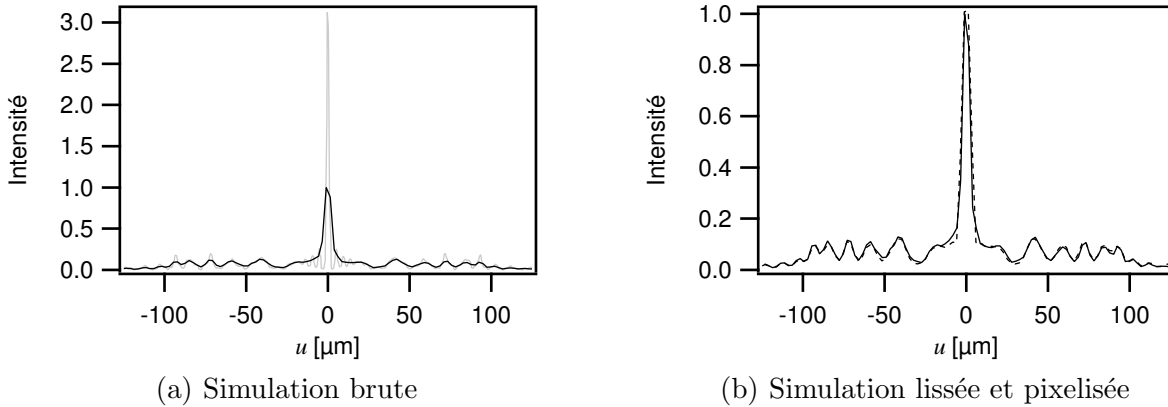


FIG. 5.7: Comparaison de l'intensité mesurée à la simulation pour la coupe transverse. L'intensité mesurée correspond à la courbe continue noire. (a) La courbe grise est le résultat direct de la simulation. (b) La courbe en tirets noirs est le résultat de la simulation après lissage et pixelisation.

minimale au miroir déduite est couramment de 50 microns.

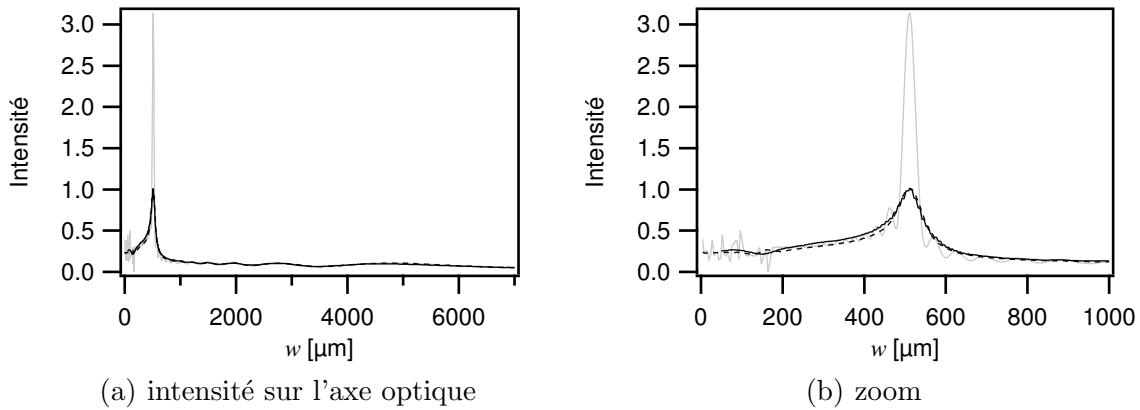


FIG. 5.8: Comparaison de l'intensité mesurée à la simulation pour la coupe longitudinale. Les intensités mesurées et simulées correspondent respectivement aux courbes noires et grises. La simulation lissée puis pixelisée est tracée en tirets noirs.

Expérimentalement, nous avons aussi étudié l'influence des paramètres d'éclairage de la structure.

5.3.2 Rôle de la polarisation incidente

Pour les simulations du chapitre 4, nous avons adopté un modèle scalaire du champ.

Pour tester expérimentalement cette hypothèse, nous avons éclairé une lentille avec une onde polarisée rectilignement dans la direction des fentes, puis avec une onde polarisée orthogonale-

ment à la première. Le passage de l'une à l'autre s'effectue en tournant la lame $\lambda/2$ de la Figure 5.2.

La Figure 5.9 montre la différence relative des deux images observées pour une lentille de focale 200 μm ¹³. Le maximum est de l'ordre d'une dizaine de pourcent.

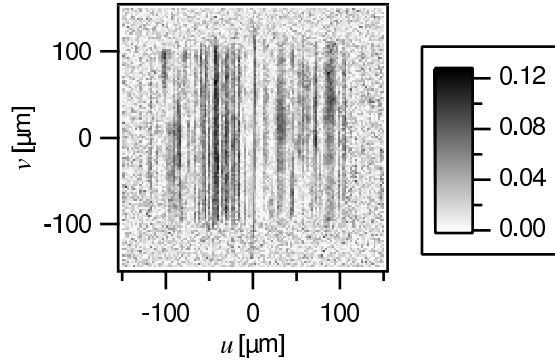


FIG. 5.9: Différence relative d'intensité en éclairant une lentille avec des polarisations orthogonales.

Remarquons de plus que cette différence n'est pas tout à fait symétrique par rapport à $u = 0$. La différence mesurée n'est donc probablement pas uniquement due à la différence de la polarisation, mais également à une non-reproductibilité de l'éclairage de la structure lors de la rotation de la lame $\lambda/2$. Cette valeur de 10 % mesurée est donc un majorant de la différence entre les deux polarisations. La figure de diffraction est ainsi peu dépendante de la polarisation, ce qui justifie le modèle scalaire utilisé pour les simulations. Ce ne sera pas toujours le cas comme nous le verrons pour les lentilles circulaires (cf. § 6.3.1).

5.3.3 Puissance transmise

Nous avons de plus vérifié que la transmission de la structure est globalement égale à leur fraction ouverte pour un éclairage uniforme.

Cela justifie le choix du centrage des zones de Fresnel ($\varepsilon = 0$) du § 4.1, et la possibilité de moduler la puissance transmise (Éq. (4.4)). Ceci sera mis à profit dans une structure que nous détaillerons par la suite (§ 7.7).

5.3.4 Condition d'éclairage

Nous avons également éclairé les structures avec des tailles différentes de faisceaux incidents, ainsi que des faisceaux convergents ou divergents, pour lesquels la structure est en dehors de la zone de Rayleigh. Nous avons réalisé ainsi des observations qualitatives plus que des quantitatives. Nous avons vérifié que la taille caractéristique de la zone focale augmente lorsque le diamètre de faisceau incident diminue, c'est à dire que le nombre de fentes éclairées diminue. On retrouve le résultat classique d'optique des faisceaux gaussiens. Nous détaillerons d'avantage le rôle du nombre de fentes latérales au paragraphe 6.1.4.

¹³Celle-ci ayant des fentes plus fines que les lentilles de focales 500 μm , le champ diffracté est à priori plus susceptible à la polarisation.

Le principe des simulations permet très facilement de prendre ces différents paramètres en compte, comme le montre la Figure 5.10. La lentille de Fresnel cylindrique de focale $500\ \mu\text{m}$ est éclairée par un faisceau convergent de diamètre en $1/e^2$ dans le plan de la structure d'environ $70\ \mu\text{m}$. Le demi-angle de convergence de $3 \cdot 10^{-2}$ rad. Nous attribuons la légère différence entre simulation et expérience à une mauvaise détermination des paramètres du faisceau incident. En effet, dans la configuration actuelle, il n'est pas possible de les mesurer au niveau même de la structure sans tout démonter, et la procédure de réaligement est assez lourde comme nous l'avons vu précédemment.

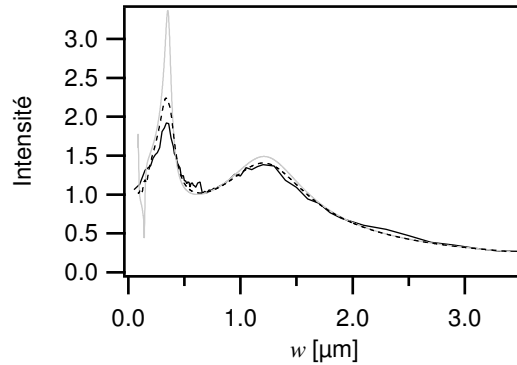


FIG. 5.10: Coupe longitudinale pour un éclairage convergent de la lentille de focale $500\ \mu\text{m}$. Le diamètre en $1/e^2$ du faisceau sur la structure est d'environ $70\ \mu\text{m}$, et le demi-angle de divergence de $3 \cdot 10^{-2}$ rad. Les intensités mesurées et simulées correspondent respectivement aux courbes noires et grises. La simulation lissée puis pixelisée est tracée en tirets noirs.

5.3.5 Diffraction selon l'axe des fentes

Nous n'avons jusqu'alors pas discuté de la diffraction selon l'axe des fentes (notée v). La Figure 5.11 (a) présente l'intensité intégrée selon l'axe u pour la lentille de focale $500\ \mu\text{m}$. La Figure 5.11 (b) montre l'intensité diffractée par une fente unique dont la taille est de $200\ \mu\text{m}$, soit la longueur des fentes de la focale $500\ \mu\text{m}$. Nous constatons sur cet exemple que la diffraction selon cette direction non-focalisante ces lentilles cylindriques est comparable à celle d'une fente. L'intérêt de la diffraction selon cette dimension étant limité, les résultats présentés dans la suite ne concerneront que la dimension focalisante (axe u).

5.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre la réalisation pratique des structures, ainsi que le dispositif permettant leur caractérisation optique. Les simulations que nous avons effectuées sont en bon accord avec les mesures.

Armés des deux outils que sont cette expérience de caractérisation et les simulations numériques, nous allons voir dans la partie suivante un bref descriptif des différentes lentilles que nous avons dessinées et étudiées pour le piégeage dipolaire des atomes.

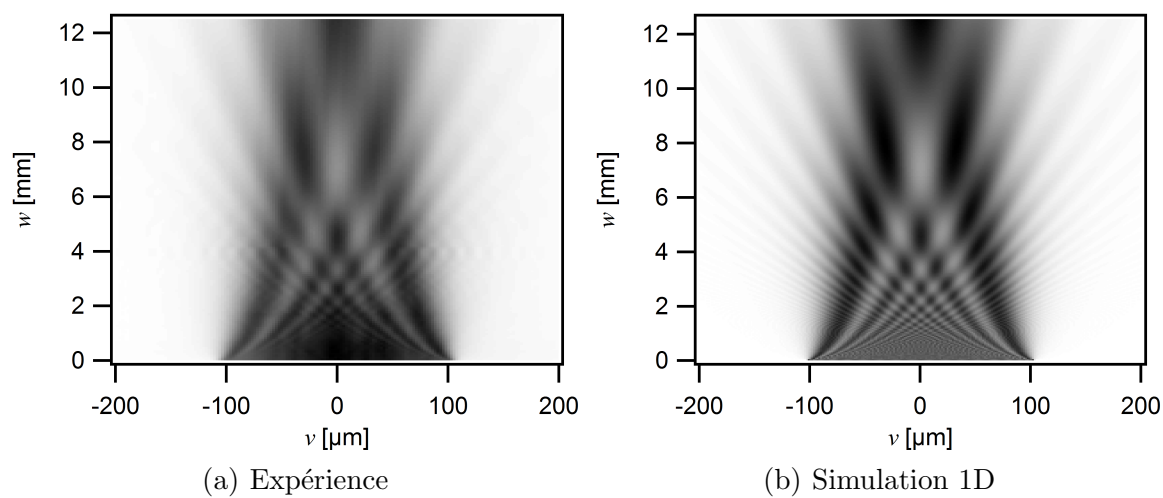


FIG. 5.11: Intensité diffractée selon l'axe non-focalisant.

Chapitre 6

Les différentes structures utilisées

Nous avons décrit les moyens expérimentaux et numériques dont nous nous sommes dotés pour caractériser le champ diffracté par une structure. Dans ce chapitre, nous présenterons systématiquement chacune des structures qui ont été réalisées et étudiées dans le cadre de ce travail. Les résultats des expériences et des simulations seront confrontés. Nous aurons également une discussion sur l'influence du nombre de fentes latérales sur la focalisation de la lentille. Une estimation des profondeurs de puits et fréquences d'oscillations sera enfin calculée par les simulations pour des paramètres typiques d'éclairage. Nous avons en effet vu dans le chapitre précédent que la résolution de notre système d'imagerie ne permet pas de mesurer ces quantités expérimentalement.

Ce chapitre est par essence un catalogue dont la lecture peut s'avérer fastidieuse. On pourra le consulter rapidement, et éventuellement s'y reporter lors de la lecture du chapitre sur le piégeage des atomes pour de plus amples détails sur les structures concernées.

Chaque substrat utilisé contient de quatre à six structures, réparties sur une droite et espacées d'environ 1 mm pour pouvoir facilement éclairer une structure individuelle. Nous avons fait réaliser successivement trois miroirs, pour 14 structures en tout. Deux des premiers essais ne seront pas présentés ici car ils n'ont donné aucun résultat. L'ensemble des structures réalisées a été gravé sur trois miroirs différents.

Par ailleurs, nous avons constaté grâce aux images de microscopie électronique une différence systématique entre la taille des zones de Fresnel réellement gravées et celles données par l'expression théorique du chapitre 4. Pour les trois miroirs utilisés dans ce travail, les erreurs étaient de +2 %, -7 %, et inférieures à 1 % (précision de la mesure). Cette différence systématique est due à la calibration du FIB. Les simulations présentées dans ce chapitre sont celles des structures *réelles* pour pouvoir comparer les résultats numériques aux expériences.

Pour la caractérisation optique de la dernière série de structures, un défaut d'alignement de la procédure du paragraphe 5.2.3 et la volonté de ne pas endommager la surface nous ont empêché d'approcher le dépoli à moins de 250 μm du substrat. Pressés par le temps, et confiants dans les résultats des simulations, nous n'avons pas repris cette caractérisation. Ceci explique l'absence de points expérimentaux près de la surface pour certaines structures.

Nous verrons tout d'abord les lentilles simples cylindriques que nous avons utilisées, puis les réseaux de lentilles cylindriques. Nous aborderons ensuite les lentilles circulaires, et une lentille à focale variable. Nous terminerons ce chapitre avec un tableau de synthèse donnant différentes caractéristiques des pièges.

6.1 Lentilles cylindriques de focales fixes

Les premières structures que nous avons choisies d'étudier sont des structures de type cylindrique. Par rapport à des lentilles circulaires peut-être plus naturelles, celles-ci permettent d'obtenir un meilleur signal d'absorption lors du piégeage des atomes. L'idée suivie est la même que celle du passage des trous d'Young aux fentes d'Young : l'utilisation d'une structure invariante par translation selon un axe permet d'obtenir une figure de diffraction allongée sans modifier fortement la figure de diffraction selon l'axe transverse. Il est alors possible d'obtenir un piège dont la dimension caractéristique selon l'axe des fentes est de l'ordre de la centaine de microns (limité par la hauteur des zones de Fresnel). Nous avons vu au paragraphe 2.4 que l'imagerie par absorption intégrait la densité atomique selon l'axe du laser d'imagerie. En positionnant la structure de façon à ce que l'axe des fentes soit dans le plan du laser d'imagerie et de sa réflexion sur la miroir, nous obtiendrons donc un signal d'absorption plus important que pour une lentille circulaire.

Ce choix des lentilles cylindriques établi, nous disposons de trois paramètres libres :

- la longueur focale f ;
- le nombre de fentes latérales ;
- la hauteur des fentes.

Dans ce travail, nous chargeons directement les structures à partir du PMOM. Or le nombre d'atomes dans le PMOM décroît à mesure que le piège est proche de la surface (cf. § 3.3.6). En dessous d'une distance de 100 μm , le nombre d'atomes est à peine mesurable. Cela fixe une limite inférieure aux longueurs focales utilisées à 100 μm . Nous avons choisi arbitrairement une limite maximale aux focales utilisées de 500 μm , pour travailler à "proximité" de la surface du miroir.

Par ailleurs, nous avons choisi dans un premier temps d'utiliser des lentilles de Fresnel avec un nombre important de fentes latérales, afin d'avoir une focalisation efficace. Par suite, nous avons essayé d'utiliser un nombre plus faible de fentes latérales. Nous préciserons le rôle de ce nombre au paragraphe 6.1.4.

Enfin, la hauteur a été initialement choisie de façon à obtenir une lentille carrée. Ces choix sur les trois paramètres ont abouti à la première lentille (cf. § 6.1.1). Dans les autres structures, la hauteur des fentes a été réduite pour des considérations d'imagerie (cf. Figure 2.15). D'avantage de détails seront donnés au chapitre suivant.

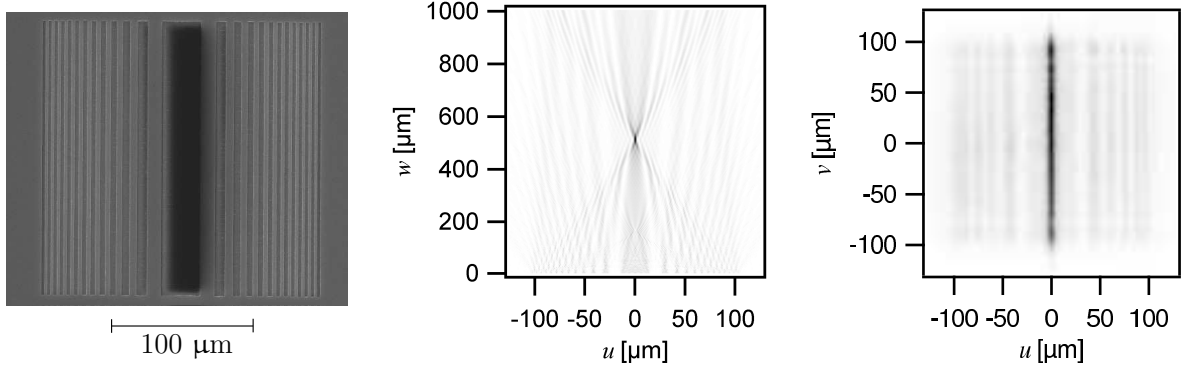
6.1.1 Focale 500 μm – 2×12 fentes latérales

FIG. 6.1: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation par méthode directe de l'intensité dans le plan (u, w) (cf. § 4.2.1). [droite] : cartographie de l'intensité mesurée dans le plan focal $(u, v, w = f)$, parallèle au substrat.

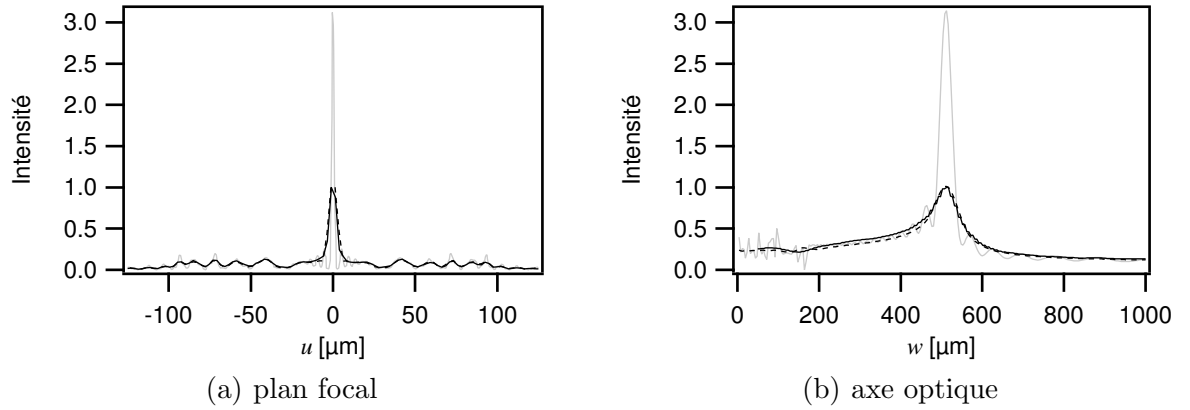


FIG. 6.2: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires, grises, et en tirets noirs correspondent respectivement à l'intensité mesurée, simulée, et à la simulation lissée puis pixelisée.

Cette lentille est la première que nous avons étudiée. C'est celle qui a servi de référence pour les chapitres précédents, et avec laquelle nous avons obtenu la majorité des résultats qui seront présentés dans le chapitre suivant.

6.1.2 Focale 500 μm – 2×3 fentes latérales

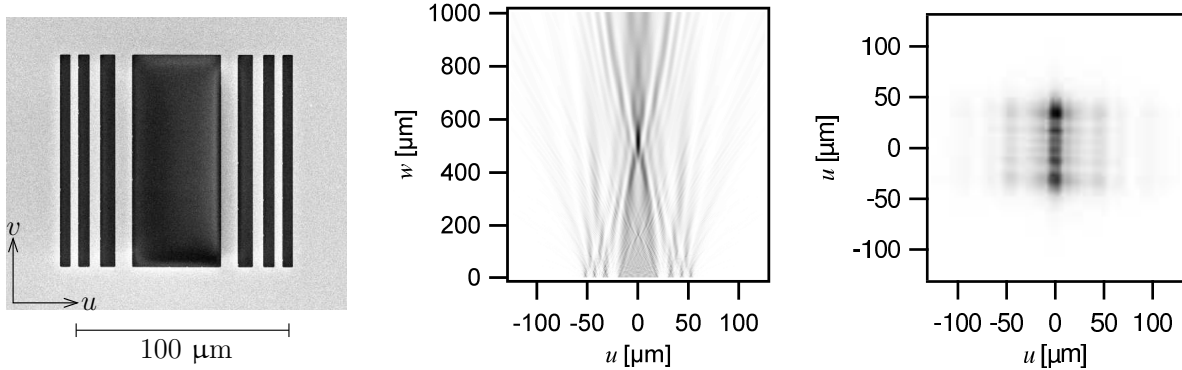


FIG. 6.3: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation par méthode directe de l'intensité dans le plan (u, w) . [droite] : cartographie de l'intensité mesurée dans le plan focal $(u, v, w = f)$.

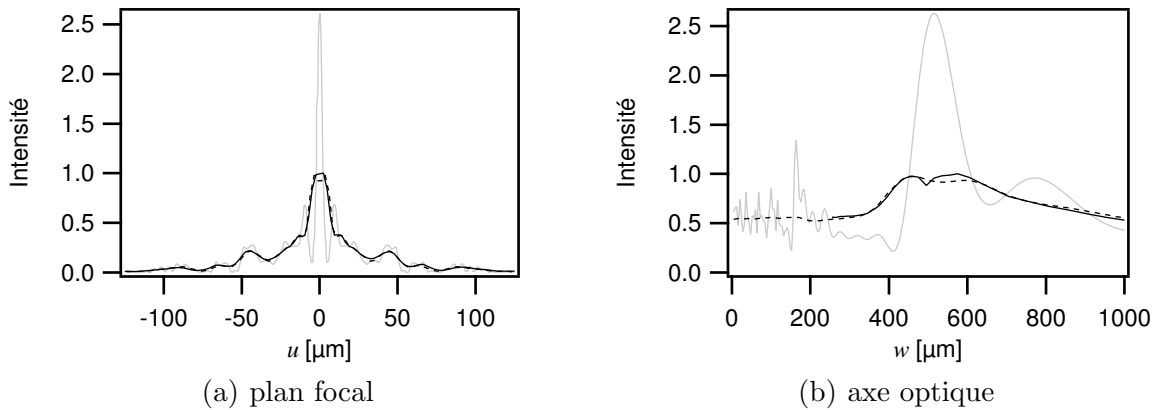


FIG. 6.4: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires, grises, et en tirets noirs correspondent respectivement à l'intensité mesurée, simulée, et à la simulation lissée puis pixelisée.

Le lissage de cette simulation a nécessité une fonction d'appareil de 13 μm . La valeur habituelle pour les autres structures étant typiquement entre 5 et 6 μm , un dérèglement du dispositif optique spécifique à l'étude de cette structure est probable. Celui-ci serait dû au contact entre le dépoli et le miroir de la structure, qui aurait déplacé le dépoli en dehors de la profondeur de champ du système d'imagerie. Ceci explique la faible focalisation observée expérimentalement sur la Figure 6.3 [droite]. Le lissage dans la dimension transverse (Figure 6.4 (a)) réduit fortement le contraste de la zone focale (Figure 6.4 (b)).

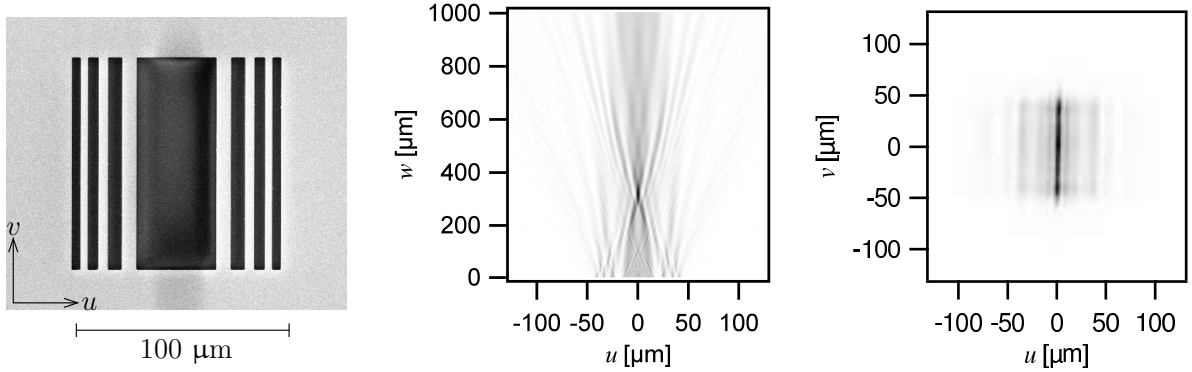
6.1.3 Focale 300 μm – 2×3 fentes latérales

FIG. 6.5: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation par méthode directe de l'intensité dans le plan (u, w) . [droite] : cartographie de l'intensité mesurée dans le plan focal $(u, v, w = f)$.

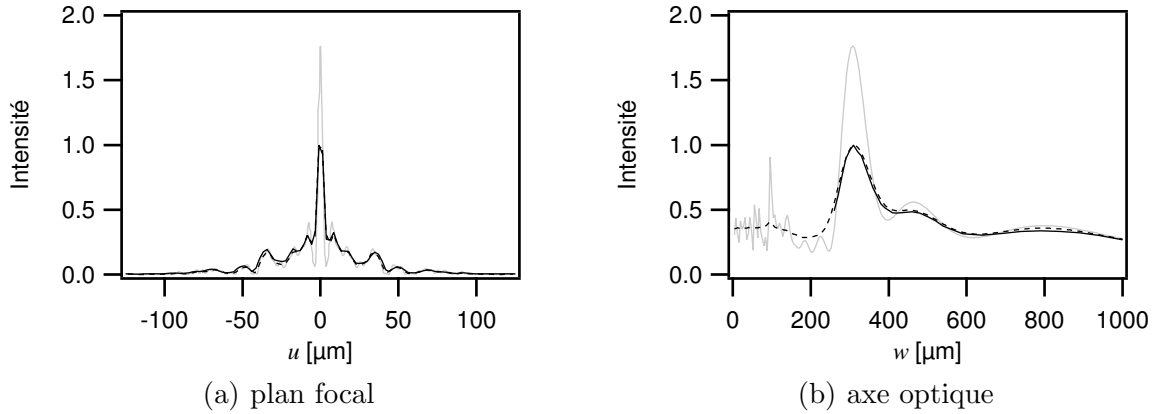


FIG. 6.6: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires, grises, et en tirets noirs correspondent respectivement à l'intensité mesurée, simulée, et à la simulation lissée puis pixelisée.

Notons la faible différence des images SEM avec la lentille précédente. La focale est pourtant réduite de 40 % !

Hormis les trois lentilles simples cylindriques déjà présentées, nous en avons également réalisé deux autres de focale 100 et 200 μm . Cependant, la hauteur de leurs fentes était de 200 μm , ce qui nous a empêché d'imager les atomes piégés dans ces structures. De plus, nous n'avons pas leurs images SEM et les mesures du champ optique concordent mal avec les simulations. Nous n'avons ainsi pas présenté ces deux lentilles ici, et avons choisi des hauteurs de fentes plus petites pour les lentilles qui ont suivi.

6.1.4 Rôle des fentes latérales

La comparaison des deux lentilles cylindriques simples de focale $500\ \mu\text{m}$ montre que la diminution du nombre de fentes latérales se traduit par une augmentation du volume focal. Cependant, la Figure 6.4 montre que même avec seulement trois fentes, le piège reste très bien défini. Nous avons alors simulé différentes lentilles cylindriques de focale $500\ \mu\text{m}$, en faisant varier le nombre de fentes latérales N pour étudier leur impact sur la focalisation de la lentille. La simulation 1D directe a été utilisée. Les résultats sont présentés sur la Figure 6.7. Nous observons que l'intensité maximale (normalisée par l'intensité linéaire incidente sur la structure) varie linéairement avec le nombre de fentes. Cet effet est essentiellement dû au fait que nous nous plaçons ici à intensité incidente constante : l'intensité diffractée croît parce que la taille de la structure augmente. À puissance constante, ce qui correspond à des conditions expérimentales plus réalistes, l'intensité maximale croît moins rapidement (cf. Figure 6.7 [gauche]). Par ailleurs, nous constatons empiriquement que la largeur à mi-hauteur du piège varie en $1/N$ selon l'axe optique, et en $1/\sqrt{N}$ selon le plan focal. Ces lois ne seront bien sûr plus valables si on augmente encore le nombre de fentes latérales, puisque la taille de la tâche focale est ultimement limitée par $\lambda/2$ (limite de diffraction)¹⁴.

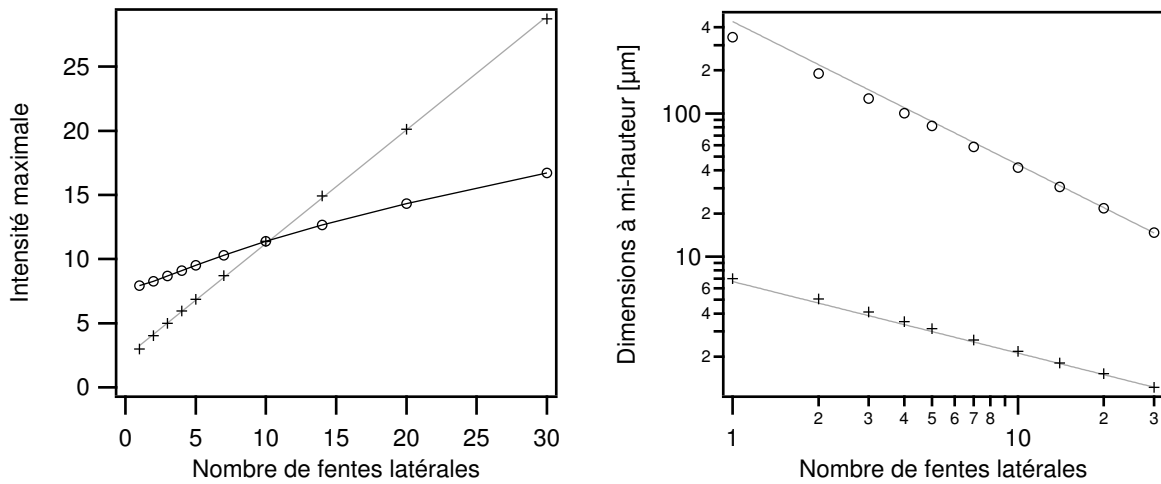


FIG. 6.7: Caractéristiques simulées d'une lentille cylindrique de longueur focale $500\ \mu\text{m}$ en fonction du nombre de fentes latérales N de chaque côté de la fente centrale. Le nombre total de fentes de la lentille est donc $2N + 1$. [gauche] : les croix et ronds donnent l'intensité maximale respectivement à intensité et puissance incidente constante. [droite] : les croix et les ronds correspondent respectivement aux largeurs et longueurs du piège à mi-hauteur. Les régressions linéaires sont tracées en gris.

Nous avons alors essayé de tirer parti de l'effet de focalisation dès un faible nombre de fentes en réalisant des réseaux de lentilles.

¹⁴Nous compléterons cette étude au chapitre 8.1 avec l'influence de la longueur focale des lentilles.

6.2 Réseaux

Nous venons de voir qu'un faible nombre de fentes latérales n'est pas critique sur les capacités de focalisation de la structure. Il est alors possible d'obtenir des lentilles de petites tailles. Nous avons réalisé une série de réseaux de lentilles cylindriques à faible nombre de fentes latérales, pour obtenir une forte densité de pièges et démontrer ainsi le parallélisme procuré par les puces atomiques. Ces structures vont être décrites dans cette section. Pour tous les réseaux présentés, chaque lentille partage une zone de Fresnel avec sa voisine. De plus, leur largeur est d'environ $200\ \mu\text{m}$. Pour des raisons d'imagerie (cf. Figure 2.15), la hauteur des fentes de tous les réseaux est de $75\ \mu\text{m}$.

6.2.1 Réseau de trois lentilles $f = 500\ \mu\text{m}$

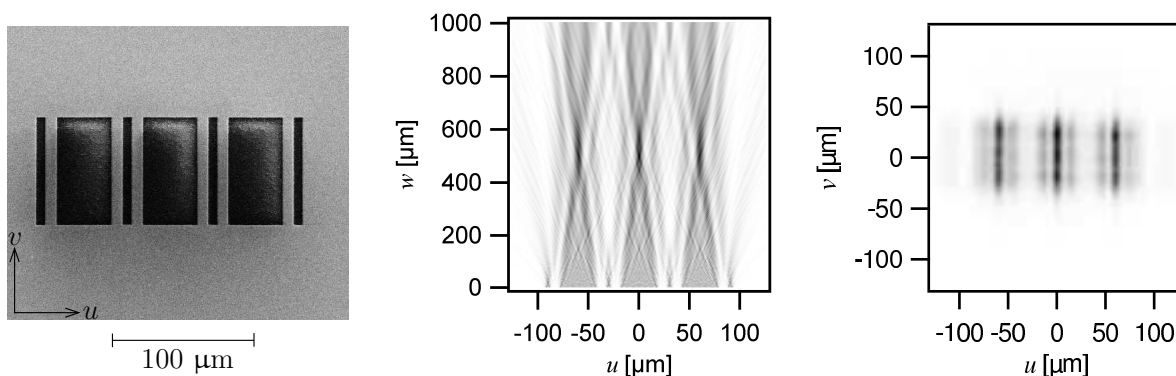


FIG. 6.8: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation par méthode directe de l'intensité dans le plan (u, w) . [droite] : cartographie de l'intensité mesurée dans le plan focal $(u, v, w = f)$.

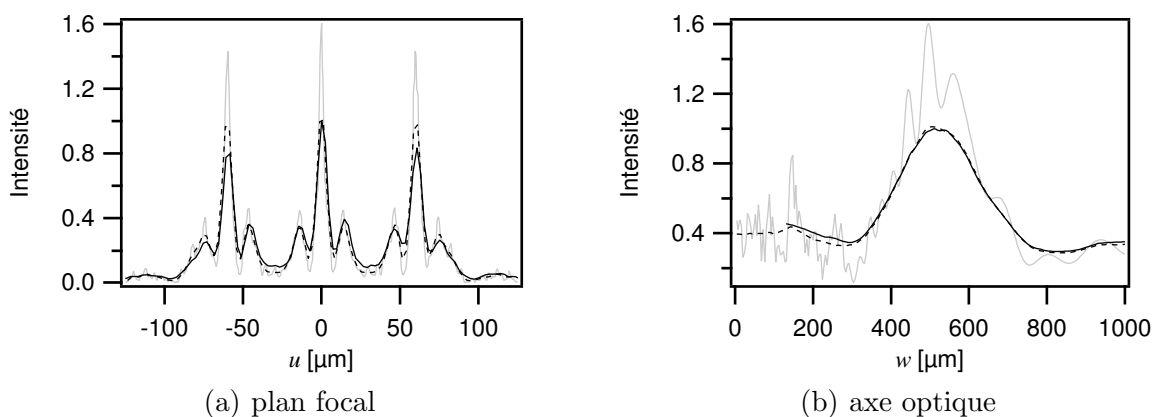


FIG. 6.9: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires, grises, et en tirets noirs correspondent respectivement à l'intensité mesurée, simulée, et à la simulation lissée puis pixelisée.

Notons sur la courbe simulée de la Figure 6.9 (b) les modulations d'intensités selon la coupe longitudinale par rapport aux lentilles simples de la section précédente. Le champ diffracté par une lentille est bien sûr altéré par les contributions de ses voisines.

Remarquons également que les intensités focales expérimentales des deux pièges du bord de la lentille sont moins importantes que celles prévues par la simulation sur la Figure 6.9 (a). Ceci est dû au profil gaussien de l'onde incidente dans l'expérience, dont nous n'avons pas tenu compte pour ces simulations.

6.2.2 Réseaux de lentilles $f = 200 \mu\text{m}$

Trois lentilles

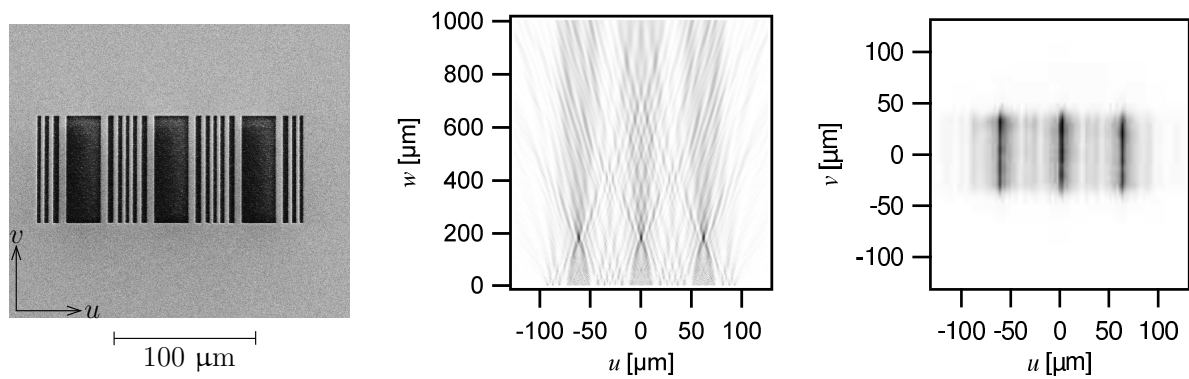


FIG. 6.10: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation par méthode directe de l'intensité dans le plan (u, w) . [droite] : cartographie de l'intensité mesurée dans le plan focal $(u, v, w = f)$.

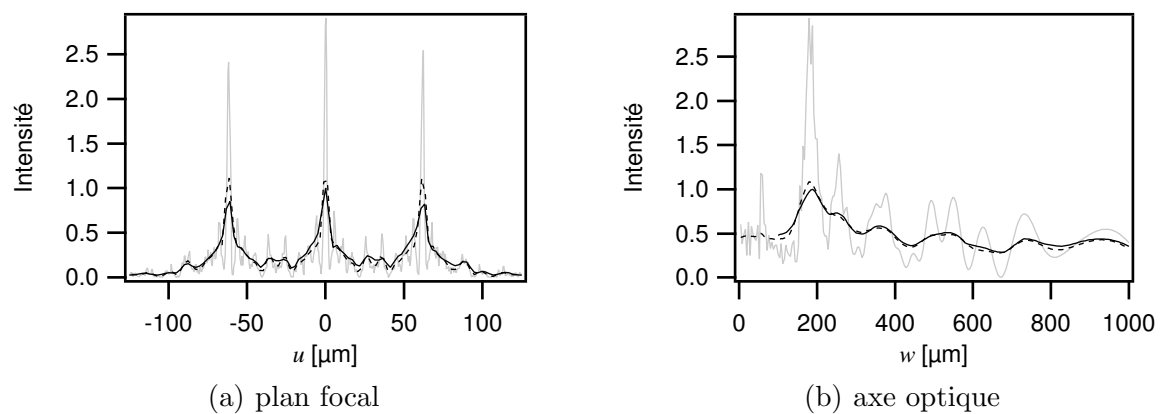


FIG. 6.11: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires, grises, et en tirets noirs correspondent respectivement à l'intensité mesurée, simulée, et à la simulation lissée puis pixelisée.

Quatre lentilles

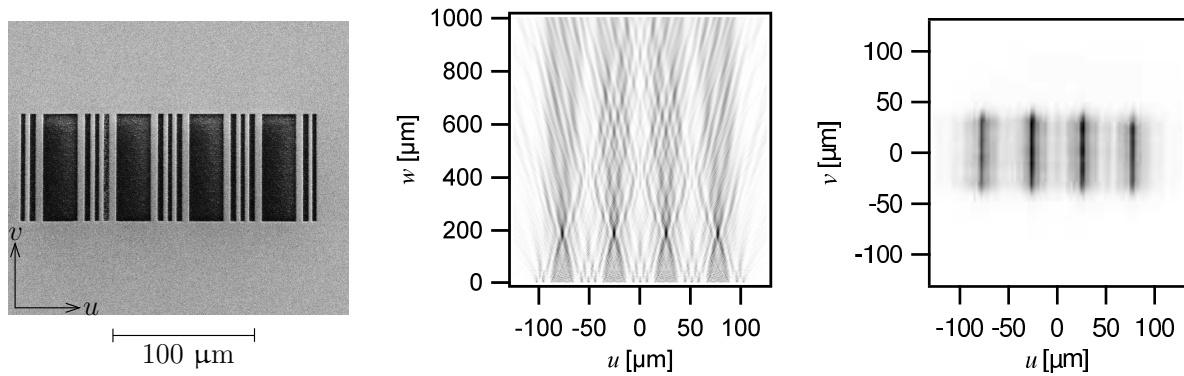


FIG. 6.12: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation par méthode directe de l'intensité dans le plan (u, w) . [droite] : cartographie de l'intensité mesurée dans le plan focal $(u, v, w = f)$.

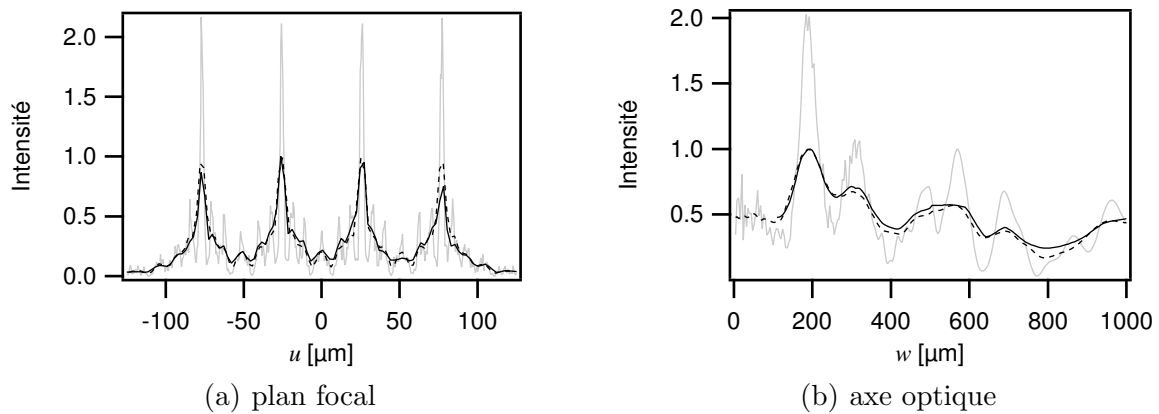


FIG. 6.13: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires, grises, et en tirets noirs correspondent respectivement à l'intensité mesurée, simulée, et à la simulation lissée puis pixelisée.

La coupe longitudinale de la Figure 6.13 (b) n'est pas en $u = 0$ comme pour les autres structures, mais en $u \simeq -25 \mu\text{m}$, c'est à dire le long de l'axe optique d'une lentille. Il n'y a en effet pas de lentille centrée en $u = 0$ dans cette géométrie.

Cinq lentilles

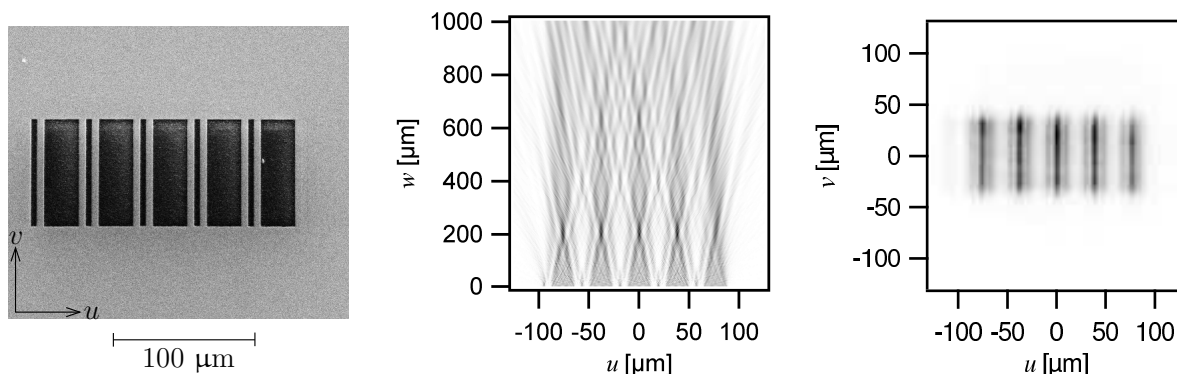


FIG. 6.14: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation par méthode directe de l'intensité dans le plan (u, w) . [droite] : cartographie de l'intensité mesurée dans le plan focal $(u, v, w = f)$.

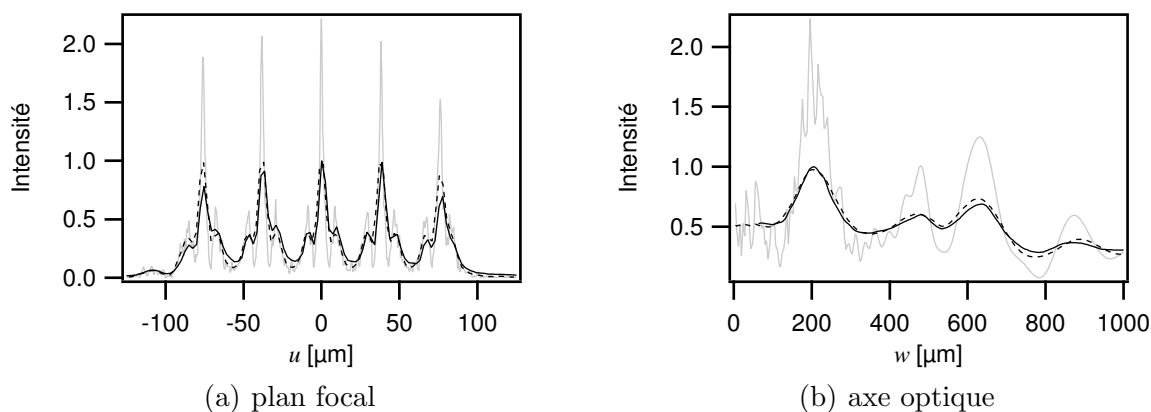


FIG. 6.15: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires, grises, et en tirets noirs correspondent respectivement à l'intensité mesurée, simulée, et à la simulation lissée puis pixelisée.

Suite à une erreur lors de la fabrication de la structure, une zone de Fresnel est manquante. Les courbes simulées en tiennent compte. L'effet sur le champ diffracté est cependant mineur.

Nous observons sur cette série de réseaux de lentilles $f = 200 \mu\text{m}$ que l'augmentation de densité de pièges (trois à cinq pièges répartis sur $200 \mu\text{m}$)¹⁵ implique :

- une légère modification de la largeur de chaque piège ;
- une apparition de plus en plus marquée des pieds de part et d'autre des tâches focales ;
- un confinement longitudinal moins marqué.

Ces évolutions sont en accord avec l'étude du rôle des fentes d'une lentille simple du paragraphe 6.1.4.

La même étude a été entreprise pour une focale plus courte.

¹⁵Nous avons choisi ici de conserver toujours au moins une fente latérale pour ces réseaux. Le cas limite sans fente latérale donne lieu à des réseaux de Talbot et a été étudié théoriquement par [52].

6.2.3 Réseau de lentilles $f = 100 \mu\text{m}$

Cinq lentilles

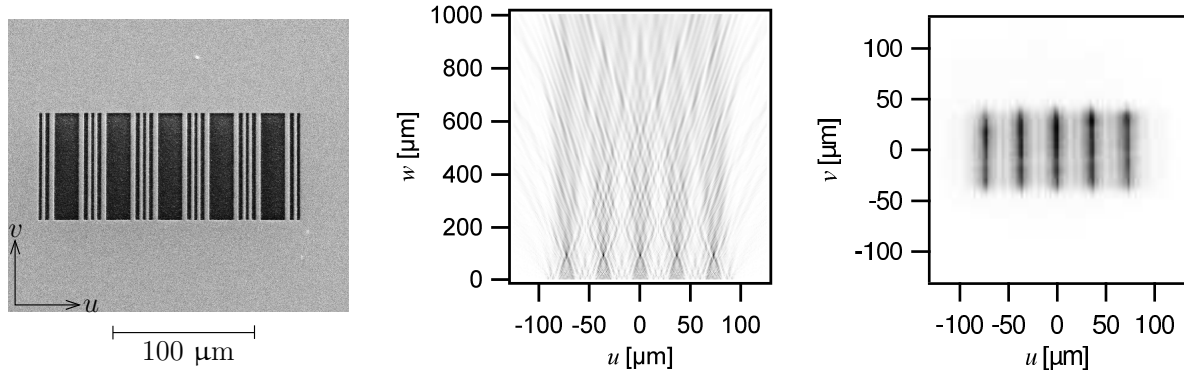


FIG. 6.16: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation par méthode directe de l'intensité dans le plan (u, w) . [droite] : cartographie de l'intensité mesurée dans le plan focal $(u, v, w = f)$.

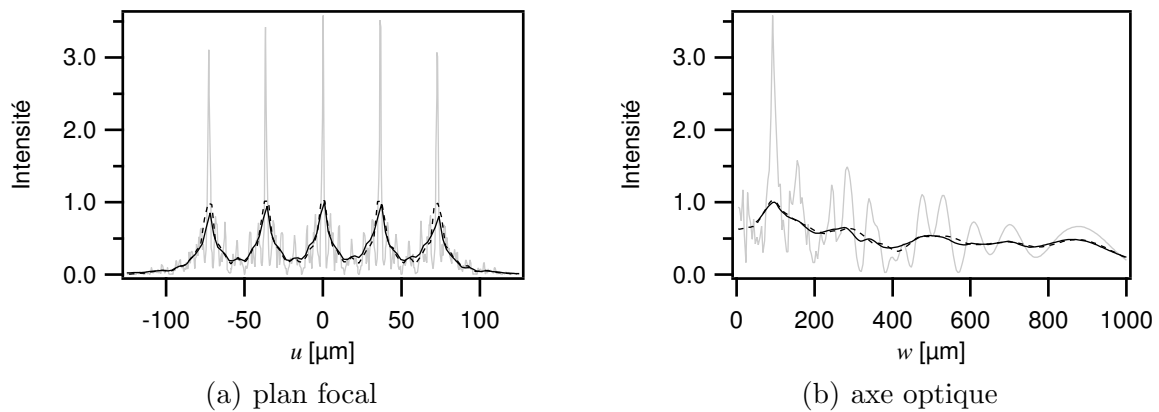


FIG. 6.17: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires, grises, et en tirets noirs correspondent respectivement à l'intensité mesurée, simulée, et à la simulation lissée puis pixelisée.

Soulignons que la finesse des pics théoriques disparaît totalement dans l'expérience à cause de la résolution optique du système d'imagerie.

Sept lentilles

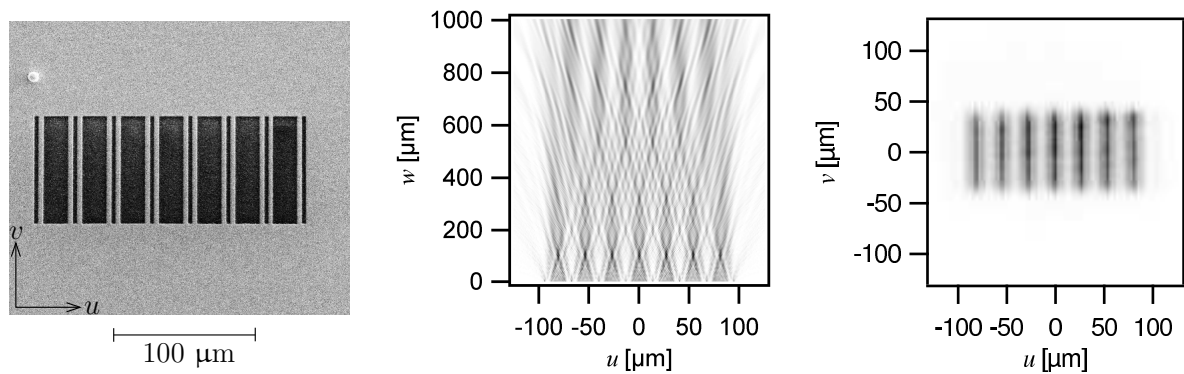


FIG. 6.18: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation par méthode directe de l'intensité dans le plan (u, w) . [droite] : cartographie de l'intensité mesurée dans le plan focal $(u, v, w = f)$.

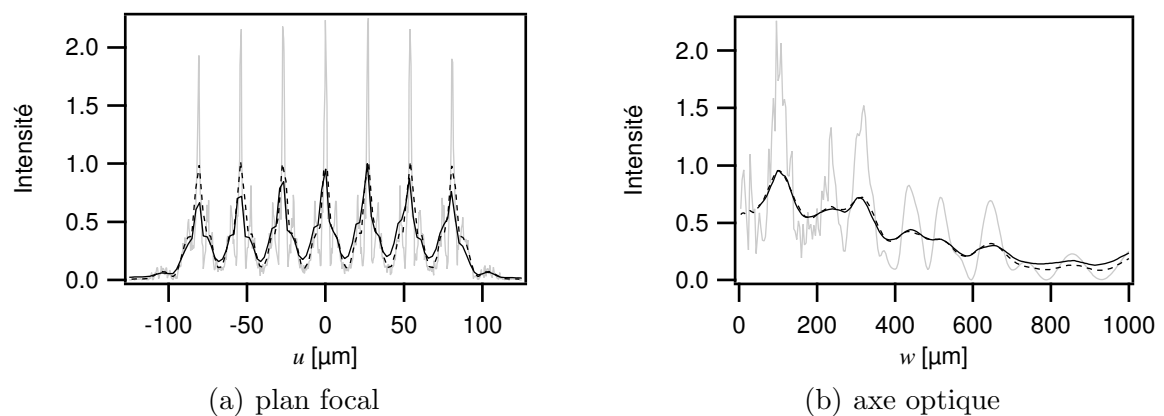


FIG. 6.19: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires, grises, et en tirets noirs correspondent respectivement à l'intensité mesurée, simulée, et à la simulation lissée puis pixelisée.

L'augmentation de la densité de piège pour les longueurs focales de 100 μm présente les mêmes tendances que pour les réseaux de focale de 200 μm.

6.3 Autres structures

En plus des lentilles cylindriques présentées, qui forment le cœur du travail de ce mémoire, nous avons étudié trois autres géométries.

6.3.1 Lentille circulaire $f = 500 \mu\text{m}$

Nous avons également essayé d'utiliser une lentille à symétrie de révolution. Nous préférons l'appeler lentille circulaire plutôt que sphérique, ce terme nous semblant peu intuitif étant donnée sa géométrie plane.

Celle-ci présente en effet l'avantage d'être confinante selon les deux axes transverses. Par exemple, pour une lentille $f = 500 \mu\text{m}$ de 4 fentes latérales, le volume de piège passe alors typiquement de $4 \times 100 \times 100 \mu\text{m}^3$ (pour les lentilles cylindriques) à $4 \times 4 \times 100 \mu\text{m}^3$, soit un accroissement d'un facteur 25 du confinement. Nous verrons dans le chapitre suivant que cela n'est pas sans conséquence sur l'imagerie des atomes piégés.

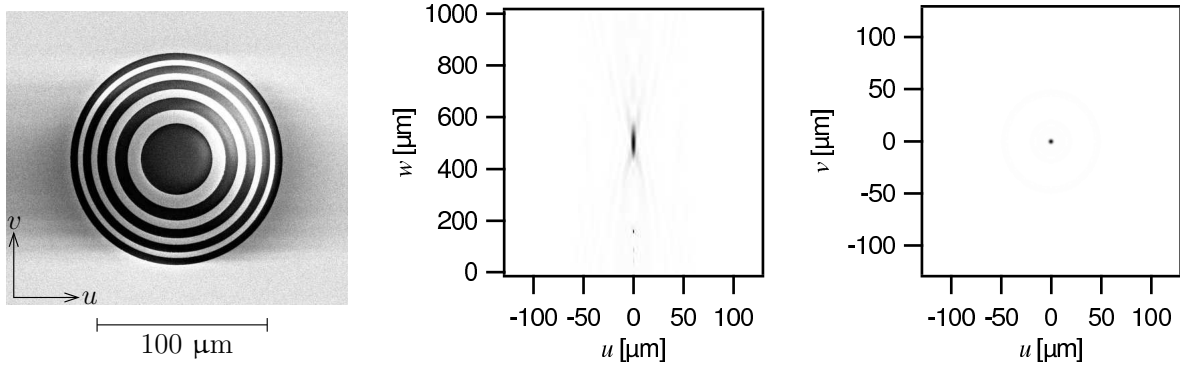


FIG. 6.20: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation 2D par transformée de Fourier de l'intensité dans le plan $(u, v = 0, w)$ (cf. § 4.2.2). [droite] : simulation 2D par transformée de Fourier de l'intensité dans le plan focal $(u, v, w = f)$.

Les simulations reposent sur l'algorithme par transformée de Fourier 2D présenté au chapitre 4. Elles sont moins précises que celles obtenues par la méthode directe pour les lentilles cylindriques. Toutefois, on note sur la Figure 6.21 l'asymétrie des images expérimentales. Les mesures directes sur l'image de la structure au microscope électronique 6.20 (a) montrent que la structure est bien circulaire (à la précision de la mesure $\simeq 2 \%$ près), et n'explique donc pas cette asymétrie. La symétrie de la structure est en réalité brisée par la polarisation rectiligne de l'onde qui l'éclaire. En conséquence, le modèle scalaire utilisé pour les simulations n'est plus suffisant pour un calcul quantitatif, comme on peut le constater sur la Figure 6.22 (b).

Par ailleurs, les courbes de la Figure 6.22 ne sont plus des intensités intégrées selon v , mais les intensités dans un plan. De ce fait, la simulation lissée n'a pas été obtenue de la même façon que précédemment. En effet, il est ici nécessaire de lisser non seulement selon u , mais également selon v . L'accord entre la simulation lissée et l'expérience reste cependant assez bon.

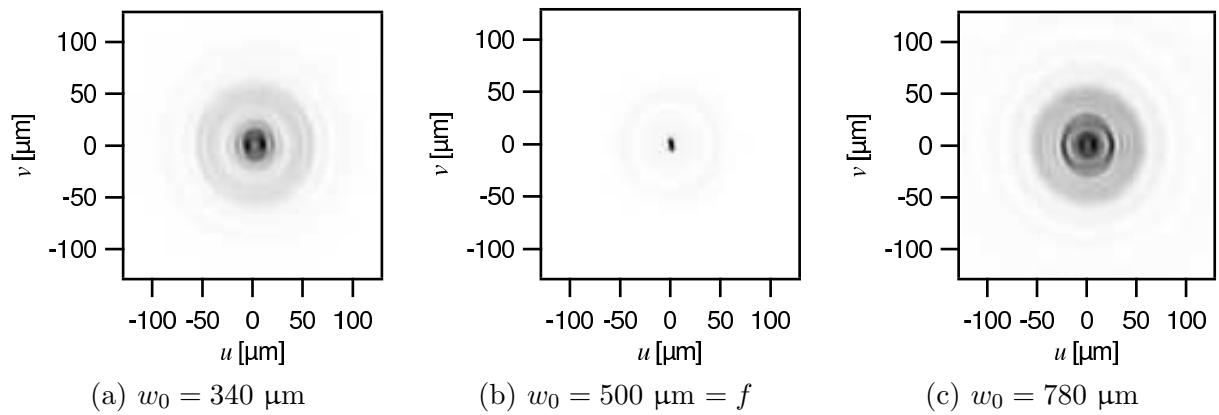


FIG. 6.21: Cartographies de l'intensité mesurée dans différents plans parallèles à la structure.

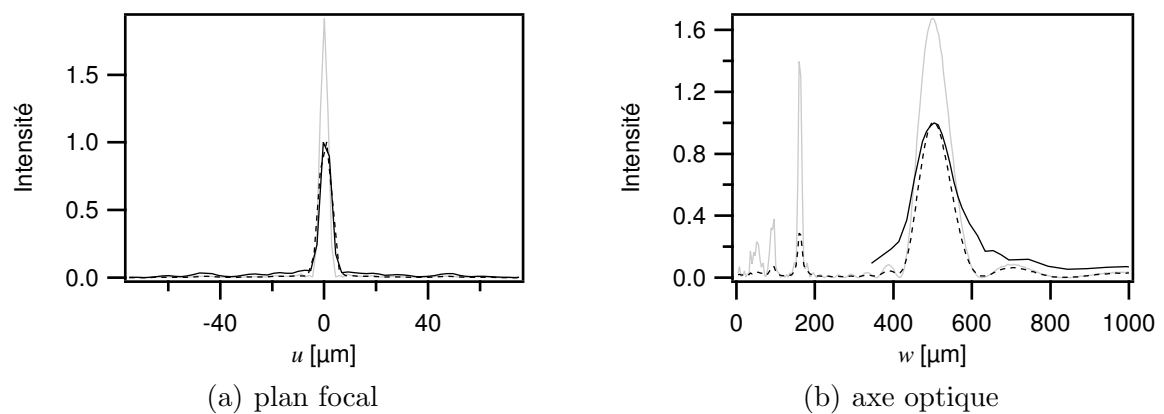


FIG. 6.22: Intensités selon les axes ($u, v = 0, w = f$) et ($u = 0, v = 0, w$). Les courbes pleines noires, grises, et en tirets noirs correspondent respectivement à l'intensité mesurée, simulée, et à la simulation lissée puis pixelisée.

6.3.2 Réseau de quatre lentilles circulaires de 300 μm

Comme pour les lentilles cylindriques, nous avons voulu étudier un réseau de lentilles circulaires pour augmenter la densité de piège et illustrer le parallélisme.

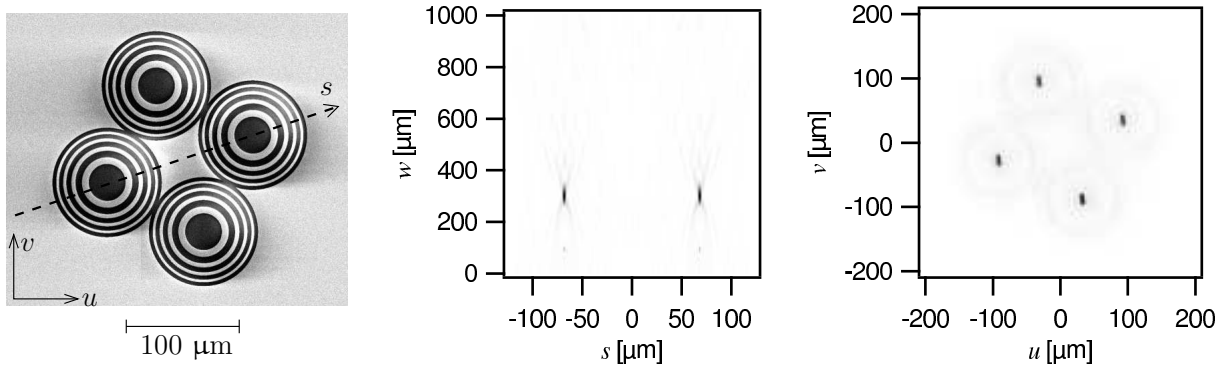


FIG. 6.23: [gauche] : image SEM de la structure. [centre] : simulation 2D par transformée de Fourier de l'intensité dans le plan (s, w) . [droite] : cartographie de l'intensité mesurée dans le plan focal $(u, v, w = f)$.

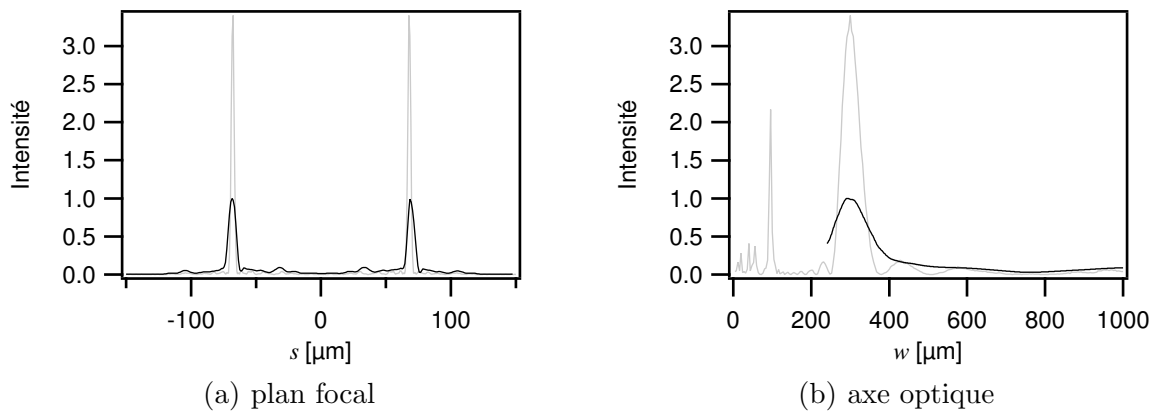


FIG. 6.24: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires et grises correspondent respectivement à l'intensité mesurée et simulée.

Pour cette structure, les Figures 6.23 [milieu] et 6.24 (a) ont été tracées le long de la diagonale s du carré formé par les lentilles. Cet axe est représenté en tirets sur la Figure 6.23 [gauche]. Il a été choisi avec une inclinaison de 18° de sorte que la projection réalisée par l'imagerie des atomes (dans le plan horizontal (u, w)) fasse quand même apparaître quatre pièges distincts.

6.3.3 Lentille à focale variable

Nous avons détaillé au début de ce chapitre plusieurs lentilles cylindriques. Dans celles-ci, l'axe v des fentes est une coordonnée qui ne sert qu'à augmenter le volume du piège pour un signal d'imagerie plus important. Par ailleurs, nous avons vu lors de la caractérisation du PMOM que le nombre d'atomes dans ce piège décroît fortement lorsque la distance à la surface diminue. Cela impose une longueur focale minimale des lentilles à utiliser pour piéger directement les atomes du PMOM dans les pièges dipolaires d'environ $100 \mu\text{m}$. L'idée de la structure décrite ici est d'utiliser la coordonnée v pour contourner cette limitation de chargement du piège dipolaire.

Une première zone de la structure ($v \simeq [60, 100] \mu\text{m}$) est destinée à capturer les atomes dans le PMOM, situé à une distance du miroir suffisante pour que les atomes soient nombreux. La longueur focale de la lentille est dans cette zone égale à la distance atome/miroir. Nous avons choisi ici une focale maximale $f_{max} = 500 \mu\text{m}$.

Puis, afin de rapprocher les atomes de la surface, la focale diminue linéairement avec v jusqu'à une valeur minimale $f_{min} = 100 \mu\text{m}$. Elle conserve alors cette valeur minimale sur $50 \mu\text{m}$ selon v pour former un réservoir dans lequel les atomes peuvent être stockés. Nous avons choisi cette valeur relativement élevée de la focale minimale car il s'agit d'un premier essai, et que nous espérons ainsi pouvoir faire l'image des atomes piégés dans cette zone de stockage.

La variation de cette longueur focale est représentée sur la Figure 6.25. En plus de cette variation de focale, nous avons également ajouté une variation de la fraction ouverte η (cf. Éq. (4.4)) de la lentille en fonction de v . En effet, pour que les atomes se déplacent en direction de la structure, il est nécessaire que l'intensité lumineuse augmente lorsque les atomes se rapprochent de la surface, afin que le piège soit plus profond. Des simulations numériques nous ont montré que la profondeur du piège variait linéairement avec ce paramètre η , et était quasiment indépendant de la longueur focale à intensité d'éclairement constante (nous reviendrons sur ce point au § 8.1). Nous avons donc choisi de faire croître linéairement le paramètre η pour f allant de f_{max} à f_{min} . La fraction ouverte η est également représentée sur la Figure 6.25, en tirets.

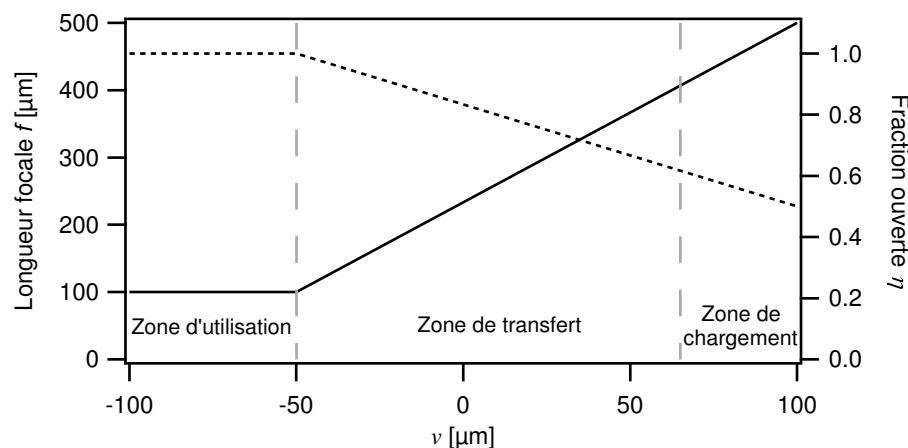


FIG. 6.25: Longueur focale (courbe continue) et fraction ouverte (courbe en tirets) de la lentille à focale variable.

L'objectif de cette structure est donc d'implémenter une fonction qui est le transfert d'atome d'une zone de chargement vers une zone d'utilisation. Dans le cadre de l'intégration de fonctions

sur une puce atomique, elle est destinée à être suivie d'une autre fonction, par exemple ici une lentille cylindrique de longueur focale $100\ \mu\text{m}$ pour stocker les atomes.

La mise en oeuvre de ces exigences sur la longueur focale et la fraction ouverte dans l'équation (4.4) a abouti à la structure dont l'image au microscope électronique est donnée sur la Figure 6.26 [gauche].

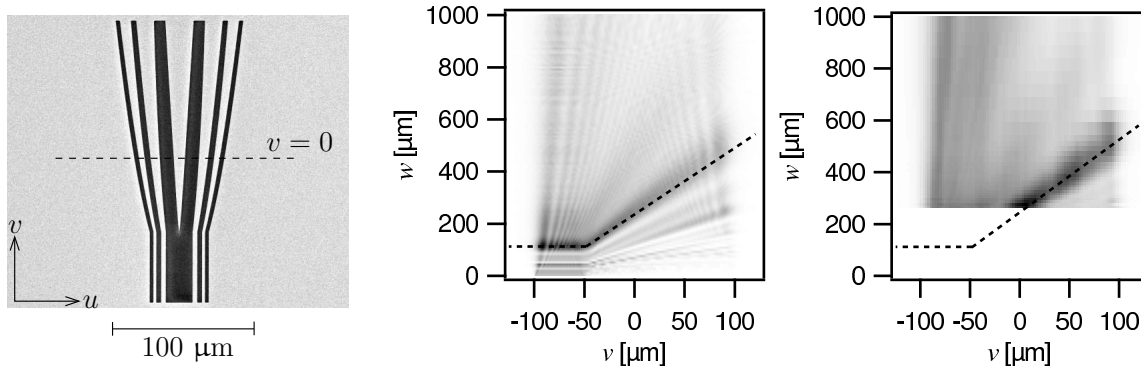


FIG. 6.26: [gauche] : image SEM de la structure. Le segment en tirets correspond à $(u, v = 0, w = 0)$. [centre] : simulation 2D par transformée de Fourier de l'intensité dans le plan $(u = 0, v, w)$. [droite] : intensité mesurée dans le plan $(u = 0, v, w)$. La courbe en tirets au centre et à droite correspond à la ligne focale. Le dépoli n'a pas été approché à moins de $250\ \mu\text{m}$ du miroir, ce qui explique l'absence de points expérimentaux à proximité du substrat.

Lorsque nous avons dessiné cette structure, nous n'avions pas encore mis au point la simulation 2D par transformée de Fourier. Nous avons alors restreint l'étude du champ diffracté au plan $(u = 0, v, w)$ (Figure 6.26 [centre]), en raison du temps de calcul de l'ordre de quelques jours uniquement pour ce plan. Les résultats très encourageants nous ont alors poussé à passer à la réalisation pratique de la structure. Cependant, la caractérisation optique (Figure 6.27 (a à c)) nous a montré que le champ était plus complexe que celui que nous avons anticipé : si les maxima sont présents là où nous l'espérons, des pics secondaires presque aussi intenses sont également présents. Nous avons alors développé la simulation 2D par transformée de Fourier, et obtenu les Figures 6.27 (d à i). Il sera nécessaire de repenser cette structure pour une utilisation plus efficace, où les maxima secondaires seront limités (cf. § 8.2).

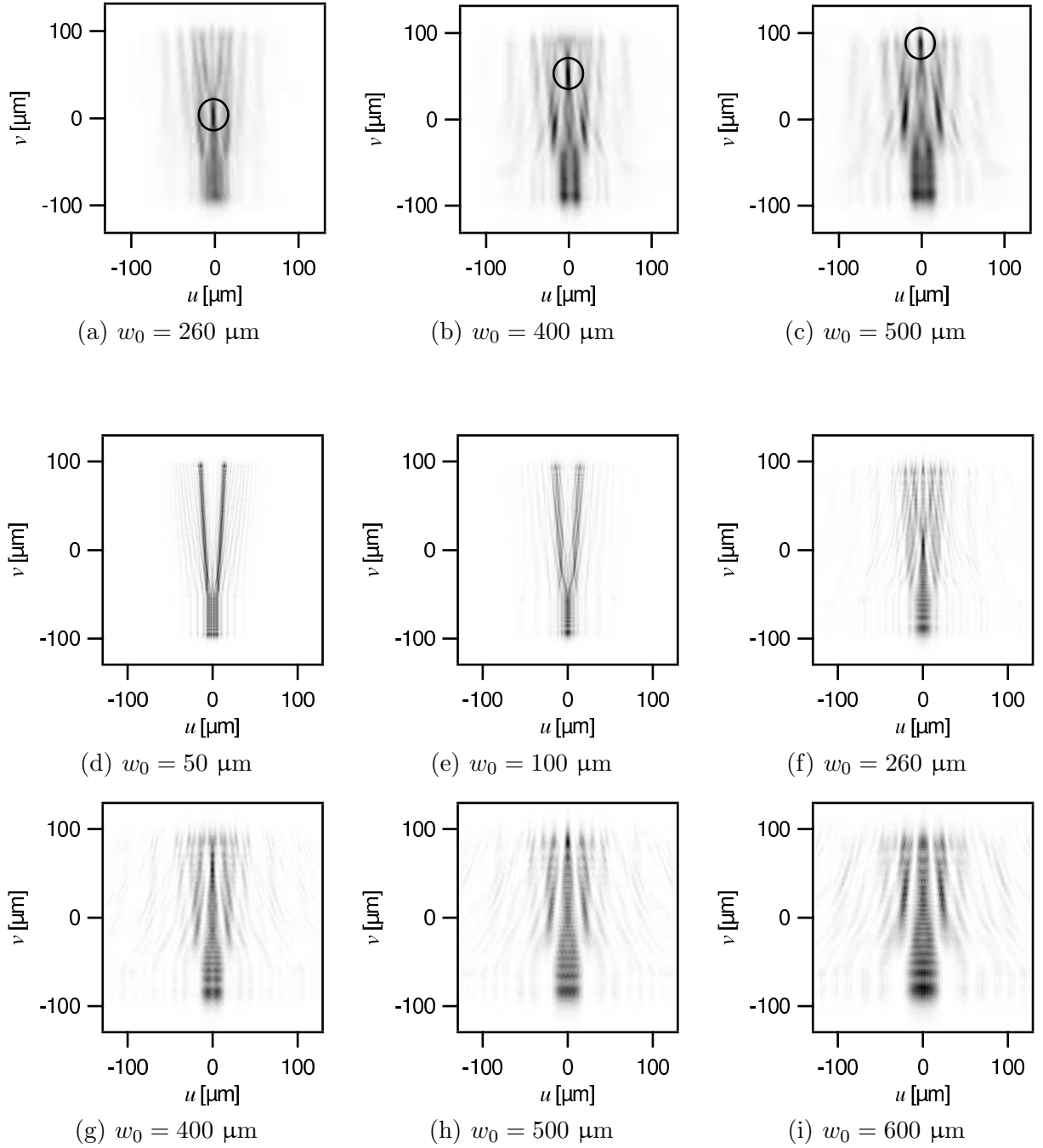


FIG. 6.27: Intensité dans différents plans parallèles à la structure (a à c) : mesures. (d à i) : simulations 2D par transformée de Fourier. Le cercle noir entoure la zone focale désirée. Les données expérimentales (a à c) se comparent directement aux simulations (f à h), c'est à dire la dernière image de la deuxième ligne et les deux images suivantes.

Cette lentille ayant un degré de symétrie moindre par rapport aux autres, la représentation des données tri-dimensionnelles n'est pas simple. Nous avons tracé sur les Figures 6.28 (a) et (b) l'intensité simulée et mesurée respectivement sur les axes ($u = 0, v = 0, w$) et ($u = 0, v, w = f(v = 0)$). Notons que le contraste du piège est typiquement de 50 à 60 %. La Figure 6.28 (c) donne l'intensité le long de la courbe curviligne ($u = 0, v, w = f(v)$) : il s'agit de la courbe qui "suit" le point focal, que nous appelons *ligne focale* (en tirets sur la Figure 6.26). La droite verticale en tirets de la Figure 6.28 correspond au passage en $v = -50 \mu\text{m}$ de la zone de transfert à la zone d'utilisation.

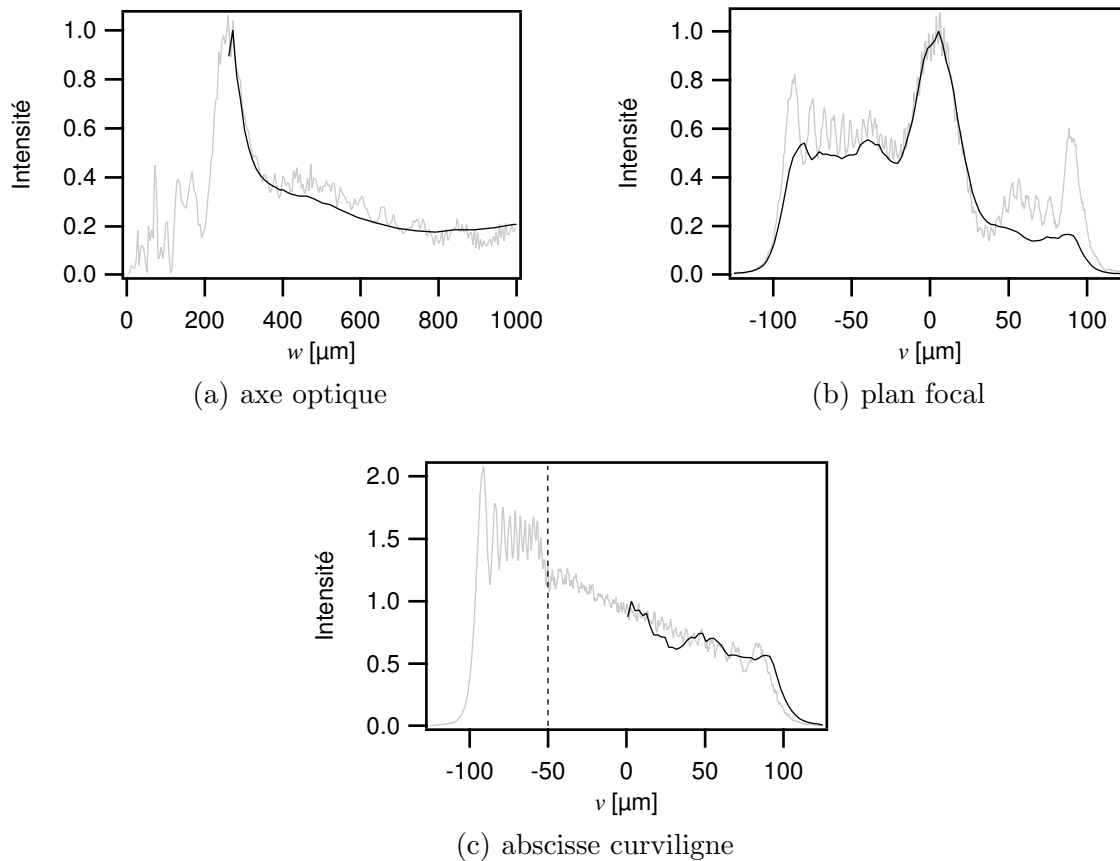


FIG. 6.28: Coupes transverse et longitudinale de l'intensité. Les courbes pleines noires et grises correspondent respectivement à l'intensité mesurée et simulée. Le trait vertical en tiret indique le passage de la zone de transfert à la zone d'utilisation.

6.4 Profondeur et fréquences d'oscillations

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la résolution de notre dispositif optique n'est pas suffisante pour estimer correctement les caractéristiques des pièges utilisés. Nous utilisons donc ici les simulations pour donner les ordres de grandeurs des profondeurs, largeurs et longueurs à mi-hauteur des puits vus dans ce chapitre. Il est d'usage, notamment dans la communauté des condensats, de caractériser les pièges conservatifs par les fréquences d'oscillations des atomes, que nous donnons donc pour mémoire (cf. § 1.3.2). Ces grandeurs sont calculées à partir des expressions de l'Annexe B.2 et de celles que nous avons vu au chapitre 1.

Les structures sont éclairées pour comparaison par un même faisceau dipolaire, dont les caractéristiques sont typiques : 200 mW pour un diamètre en $1/e^2$ de 400 μm , et un désaccord à la résonance atomique de 2 nm vers le rouge. L'intensité incidente est donc la même pour toutes les structures.

Les réseaux de lentilles cylindriques sont présentés dans un deuxième tableau 6.2, dans lequel les dimensions et fréquences d'oscillations selon l'axe optique ne sont pas indiquées. En effet, les interférences entre lentilles voisines donnent une forme irrégulière au piège selon cette dimension (cf. par exemple le réseau de trois lentilles de focale 500 μm § 6.2.1).

§	6.1.1	6.1.2	6.1.3	6.3.1	6.3.2
Focale	500 μm	500 μm	300 μm	500 μm	300 μm
Type	cylindrique	cylindrique	cylindrique	circulaire	circulaire
Nb. de fentes latérales	2×12	2×3	2×3	4	4
Profondeur [mK]	0,5	0,2	0,2	4	4
Longueur [μm]	36	130	77	89	54
Largeur [μm]	2,0	4,2	3,2	3,5	2,7
Fréquence transverse [kHz]	40	10	20	60	90
Fréquence longitudinale [kHz]	2	0,4	0,7	3	5

TAB. 6.1: Profondeurs, dimensions (à mi-hauteur) et fréquences d'oscillations des pièges simples utilisés.

§	6.2.1	6.2.2	6.2.2	6.2.2	6.2.3	6.2.3
Focale	500 μm	200 μm	200 μm	200 μm	100 μm	100 μm
Nb. de lentilles	3	3	4	5	5	7
Nb. de fentes latérales	2×1	2×3	2×2	2×1	2×2	2×1
Profondeur [mK]	0,2	0,3	0,2	0,2	0,2	0,2
Largeur [μm]	4	2	2	2	1	2
Fréquence transverse [kHz]	10	40	30	30	50	30

TAB. 6.2: Profondeurs, dimensions (à mi-hauteur) et fréquences d'oscillations des pièges formés par les réseaux de lentilles cylindriques.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les structures que nous avons utilisées dans ce travail. La majorité sont des lentilles cylindriques, simples ou en réseau. Nous avons également vu une lentille circulaire simple, et un réseau de lentilles circulaires. Une lentille plus complexe, à focale variable, a ensuite été détaillée. Les profondeurs, dimensions, et fréquences d'oscillations des puits formés par les lentilles ont été données pour des paramètres typiques d'éclairage.

Nous allons finalement aborder dans le chapitre suivant le piégeage des atomes dans les champs optiques diffractés par ces structures.

Chapitre 7

Piégeage des atomes dans les structures

Dans les parties précédentes, nous avons décrit et caractérisé les structures que nous utilisons. Nous allons maintenant présenter le travail réalisé pour piéger des atomes issus de notre piège magnéto-optique à miroir (PMOM, cf. chapitre 3), dans le champ diffracté par les microstructures. Celles-ci sont gravées sur le miroir, et éclairées par l'arrière du substrat par un laser appelé *laser dipolaire*. Les positions relatives des structures et du PMOM sont réglées de façon à ce que ce laser soit focalisé dans le nuage atomique (cf. Figure 7.1 [gauche]).

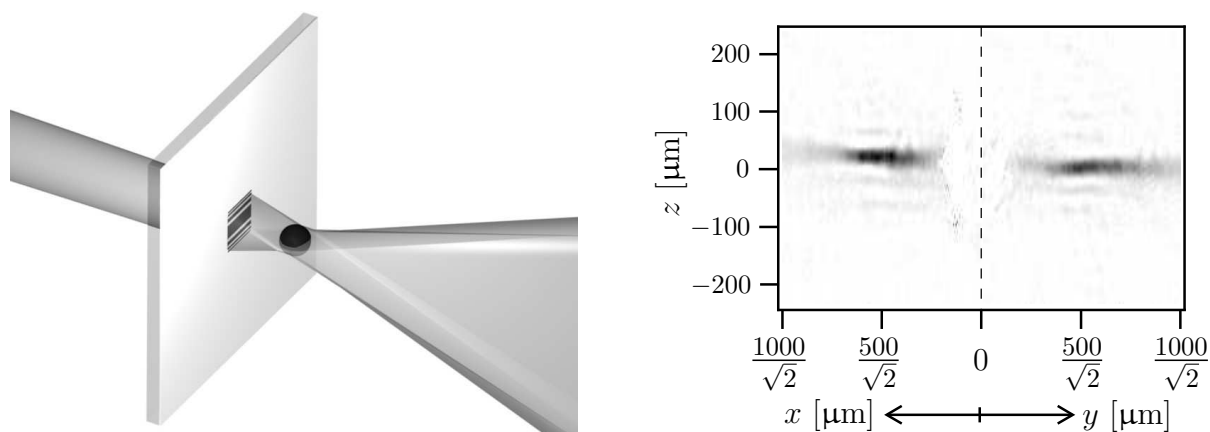


FIG. 7.1: [gauche] : schéma de la disposition du piège dipolaire. La sphère représente le PMOM. [droite] : image typique d'absorption pour une lentille de Fresnel cylindrique de focale $500 \mu\text{m}$ enregistrée par la caméra CCD.

Une image d'absorption (cf. § 2.4 pour le détail du système d'imagerie) est alors prise, qui donne les profils projetés des atomes piégés. Une image typique est donnée sur la Figure 7.1 [droite].

Nous avons effectué la plupart des études approfondies du piégeage des atomes dans ces micro-structures sur la première lentille que nous avons réalisée, de focale $f = 500 \mu\text{m}$ (cf. § 6.1.1). Dans la suite de ce chapitre, elle sera appelée *structure de référence*. Nous commencerons par présenter ces résultats généraux, puis détaillerons le piégeage pour chacune des structures du chapitre précédent : tout d'abord les lentilles cylindriques, puis les réseaux de lentilles cylindriques. Nous finirons avec les lentilles circulaires et la lentille à focale variable.

7.1 Piégeage des atomes

Cette section présente les différents paramètres à optimiser pour obtenir un nombre importants d'atomes dans les pièges dipolaires. Ils concernent la source d'atomes, le PMOM, et le laser dipolaire. La majorité des explications présentées ici sont basées sur des expériences faites avec la structure de référence, mais restent valables pour les autres structures.

7.1.1 Source d'atomes

Nous allons indiquer les paramètres de réglage du PMOM pour obtenir un nombre d'atomes piégés maximal.

Optimisation du PMOM

Dans le chapitre de caractérisation du PMOM, nous avons vu que l'utilisation d'un gradient de champ magnétique maximal (30 G/cm) permettait d'obtenir les densités atomiques les plus importantes (cf. Figure 3.5). Étant donné le faible volume de capture des pièges dipolaires utilisés, nous avons alors naturellement commencé par utiliser cette valeur du gradient magnétique pour optimiser le nombre d'atomes dans le piège dipolaire, et donc l'absorption mesurée.

Cependant, cette configuration conduit à obtenir une source d'atomes de faible volume, qui limite le chargement du piège. La Figure 7.2 donne le nombre d'atomes piégés dans le champ dipolaire en fonction du gradient magnétique du PMOM. On constate que l'optimum de piégeage est obtenu pour un gradient d'environ 15 G/cm, et non 30 G/cm. Cette valeur optimale correspond également au maximum du nombre d'atomes dans le PMOM (cf. Figure 3.5). Nous interprétons ce résultat comme étant un compromis entre une forte densité atomique dans la source d'atomes et un volume de la source suffisamment important. En effet, la hauteur des fentes de la lentille cylindrique utilisée ici (cf. § 6.1.1) est de 200 μm . À 15 G/cm, la largeur typique du PMOM selon cette axe est de 150 μm .

Notons que les lentilles que nous avons utilisées par la suite sont légèrement moins hautes (75 ou 100 μm). Il est possible que l'optimum de chargement soit dans ce cas légèrement décalé vers des valeurs plus importantes du gradient.

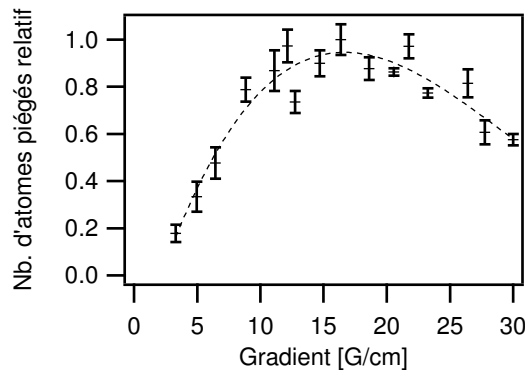


FIG. 7.2: Nombre d'atomes dans le piège dipolaire en fonction du gradient magnétique utilisé pour le PMOM.

De surcroît, plus le volume du PMOM est important, moins les fluctuations relatives de sa position tir à tir sont nuisibles. Ainsi, les images d'absorption obtenues pour des PMOM à 15 G/cm gagnent en reproductibilité par rapport à celles obtenues à 30 G/cm. Dans toute la suite, nous conserverons donc un gradient de 15 G/cm.

Pour ces mêmes raisons, nous utilisons un désaccord des laser PMOM de -2Γ qui correspond au maximum d'atomes (cf. Figure 3.2). La température du piège est alors, après la phase de coupure (cf. § 3.3.2), d'environ 35 μK . Nous avons vu au chapitre précédent que les profondeurs de puits utilisés ici étaient facilement de l'ordre de la centaine de microkelvin (cf. § 6.4), supérieures à la température des atomes. Celle-ci n'est donc pas limitative pour le piégeage.

Le nombre d'atomes de la source est alors typiquement de $3 \cdot 10^6$, à une température d'environ 35 μK .

Position du PMOM

La source d'atomes étant bien maîtrisée, il convient ensuite de s'assurer de l'alignement relatif de la structure et du PMOM. Pour un chargement efficace du piège, il est nécessaire que le laser dipolaire soit focalisé dans le nuage atomique. Les positions relatives sont alors réglées comme suit :

1. Régler tout d'abord la distance du PMOM au miroir, pour qu'elle corresponde à la longueur focale de la lentille utilisée. Pour cela, mesurer la distance entre les deux images du PMOM sur l'image d'absorption à la coupure du piège magnéto-optique (cf. Figure 7.3).
2. Déplacer au mieux la structure dans le plan du miroir grâce à la translation trois-axes sur lequel il est monté (cf. Figure 2.2). La placer au centre des deux images du PMOM.
3. Répéter les points 1. et 2. jusqu'à obtenir la structure au centre des images du PMOM *et* le nuage atomique à la distance désirée du miroir.
4. Allumer le laser dipolaire et éclairer convenablement la structure (cf. § 7.1.2).
5. En regardant l'image d'absorption des atomes à la coupure du PMOM, optimiser sa position par rapport au piège dipolaire par la "surbrillance" des atomes se trouvant dans le volume de capture (cf. Figure 7.3). On utilisera pour cela les lames $\lambda/2$ qui permettent d'équilibrer l'intensité des laser PMOM (cf. § 3.3.4).

Pour justifier ce réglage, le nombre d'atomes dans le piège dipolaire est tracé en fonction de la position initiale du PMOM selon l'axe y ¹⁶ sur la Figure 7.4. Le nuage atomique est déplacé dans le plan Oxy par la lame $\lambda/2$ qui permet d'équilibrer l'intensité des deux voies horizontales du PMOM. L'expérience a été réalisée pour un gradient de champ magnétique de 30 G/cm. Le piège étant plus petit qu'à 15 G/cm, les effets du déplacement sont plus importants que dans le cas habituel. L'optimum de chargement est obtenu pour la procédure de réglage décrite ci-dessus.

Contrairement aux autres figures de ce travail, la position $y = 0$ de la Figure 7.4 ne correspond pas à l'emplacement du miroir, mais à la position mesurée du centre du piège dipolaire. L'abscisse de cette figure donne donc la distance mesurée entre le centre de ce piège et celui du

¹⁶Rappelons que les axes x, y, z sont les axes de propagation des faisceaux PMOM (cf. Figure 2.11). L'axe z est l'axe vertical.

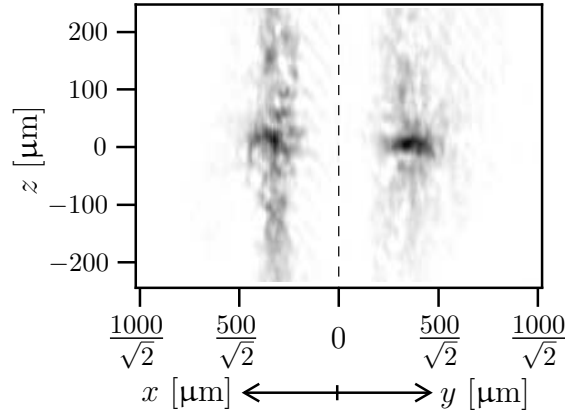


FIG. 7.3: Image du PMOM avec le laser dipolaire allumé. La zone de capture du piège est en surbrillance (en $z \simeq 0$). Nous reviendrons sur la cause de ce phénomène au paragraphe 7.1.2.

PMOM. Nous observons que le maximum d'atomes capturés dans le piège dipolaire ne correspond pas à un recouvrement exact des deux pièges (l'optimum serait alors en $y = 0$), mais à une distance entre eux de $-70 \mu\text{m}$. Ceci est dû au fait que les images des pièges dipolaires sont faites avec un laser d'imagerie résonnant, tandis que les images du PMOM ont un désaccord de $-3,8 \Gamma$ (cf. § 2.4). Ainsi, dans le premier cas, les atomes sont poussés par la pression de radiation de ce laser, et pas dans le second (le paramètre de saturation à $-3,8 \Gamma$ valant environ 10^{-2}). Cette valeur du déplacement est compatible avec les mesures présentées sur la Figure 2.19, même si des chargements optimaux avec un piège dipolaire excentré ont été rapportés [53].

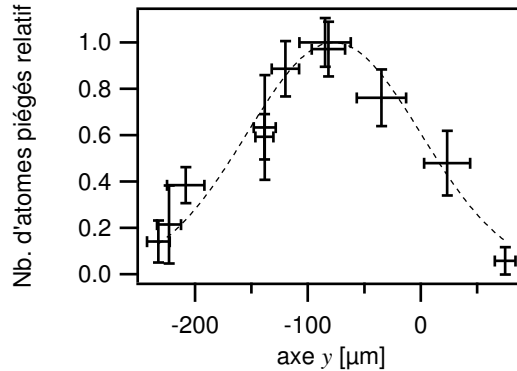


FIG. 7.4: Nombre d'atomes dans le piège dipolaire en fonction de la position relative du PMOM selon l'axe y . Celle-ci est modifiée en changeant l'angle de la lame $\lambda/2$ d'équilibrage des voies horizontales du PMOM. La position $y = 0$ correspond à la position *mesurée* du piège dipolaire.

Remarque : A priori, les faisceaux formant le PMOM sont également diffractés par la microstructure. Il en résulte une zone où son fonctionnement est potentiellement altéré (en blanc sur la Figure 7.5).

Pour les distances de piégeage utilisées dans ce mémoire, nous n’avons cependant pas remarqué de perturbation notable. Toutefois, pour des distances plus faibles ($\leq 100 \mu\text{m}$), ou plus précisément pour des ouvertures numériques plus importantes, quelques expériences préliminaires semblent indiquer que ce n’est plus le cas.

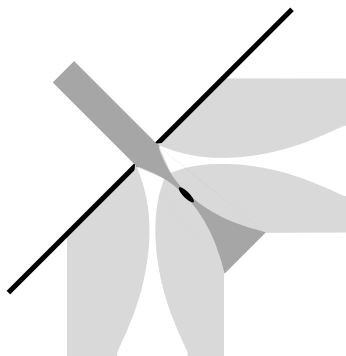


FIG. 7.5: Diffraction (en blanc) des faisceaux du PMOM (en gris clair) par la structure. Le laser dipolaire (en gris foncé) permet le piégeage des atomes de Césium (en noir). La zone de capture ne se trouve pas dans la région “perturbée” des faisceaux du PMOM pour les ouvertures numériques que nous utilisons.

L’optimisation des paramètres et de l’alignement du PMOM est maintenant terminée. Il reste encore à coupler efficacement le laser dipolaire avec la structure.

7.1.2 Laser dipolaire

Cette section présente les différents paramètres d’éclairement de la structure, ainsi que la polarisation utilisée et les profondeurs de puits attendues.

Paramètres géométriques

Les micro-structures ont été éclairées par une onde provenant soit d’un laser Ti:Sa, soit d’un laser MOPA (cf. 2.2.5). La transmission des structures correspondant à la fraction ouverte de la lentille, il est préférable d’utiliser un diamètre de faisceau du même ordre que la taille de la structure. Celui-ci est alors choisi légèrement supérieur à la plus grande dimension de la structure, soit entre 250 et $400 \mu\text{m}$ en $1/e^2$. La longueur de Rayleigh, dans ces conditions de quelques centimètres, est assez peu contraignante. Le laser dipolaire étant faiblement focalisé, nous pouvons utiliser une lentille de focalisation f_{dip} extérieure à la chambre à vide, à environ 25 cm des atomes. La structure est alors éclairée par un front d’onde quasi-plan. L’orientation du miroir du PMOM est à 45° du hublot par lequel le laser dipolaire pénètre dans la chambre à vide. Nous utilisons un miroir de renvoi diélectrique intégré au support pour éclairer la structure en incidence normale (cf. Figure 7.6). Celui-ci est sous vide, il est visible sur la Figure 3.1.

Le miroir M_1 de la Figure 7.6 permet ensuite de régler le point d’impact du laser sur le miroir. Les caméras de contrôle de la chambre à vide (cf. § 2.1.1) sont situées du côté du miroir où se trouve le PMOM. Elles captent une partie de la lumière transmise par les structures. Une fois la structure placée au bon endroit grâce à la procédure de la section précédente, la

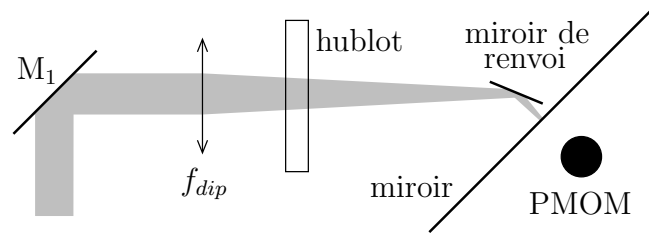


FIG. 7.6: Schéma de l'éclairage des structures par le laser dipolaire. Le laser dipolaire, collimaté, est focalisé sur la structure par une lentille f_{dip} , située à l'extérieure de la chambre à vide. Le miroir de renvoi permet d'éclairer la structure en incidence normale.

puissance laser transmise est optimisée en regardant ces caméras. À l'exception de la lentille à focale variable et du réseau de lentilles circulaires, toutes les structures sont symétriques selon les axes verticaux et horizontaux. En maximisant la puissance collectée par les caméras de contrôle, on s'assure donc que le laser dipolaire est centré sur la structure.

Polarisation

Pour limiter le fond des images d'absorption, nous avons ajouté un cube polariseur sur le trajet du faisceau d'imagerie (cf. § 2.4.4). La polarisation du laser dipolaire est rectiligne, et orthogonale à celle du faisceau d'imagerie. La perturbation des images par le laser dipolaire est ainsi limitée. Cette polarisation rectiligne présente de plus l'avantage de respecter la symétrie des lentilles cylindriques, qui constituent la majorité des géométries utilisées dans ce travail (cf. chapitre 6).

Profondeur de puits associées

Nous avons vu au paragraphe 1.3.2 l'expression de la profondeur de puits pour un atome à deux niveaux. L'atome de Césium n'en étant pas un, il est nécessaire de tenir au moins compte de sa structure fine. Nous adopterons ici l'expression du potentiel dipolaire donnée dans l'Annexe B.2 :

$$U_0 = \frac{1}{6} k_B T_D \frac{s_0}{\delta/\Gamma} \quad (7.1)$$

Les Tableaux 6.1 et 6.2 donnent les ordres de grandeurs des profondeurs des pièges utilisés pour des paramètres courants d'utilisation : 200 mW pour un diamètre en $1/e^2$ de 400 μm , et un désaccord de 2 nm vers le rouge. Elles sont typiquement de 200 μK pour les pièges les moins profonds, et la température des atomes est de l'ordre de 30 μK . Nous obtenons donc facilement des pièges suffisamment profonds pour piéger toutes les classes de vitesses des atomes issus du PMOM.

Les calculs de profondeurs de puits qui seront données dans cette partie utilisent les simulations décrites dans les parties précédentes. Nous avons vu que les résultats obtenus pour les lentilles non-cylindriques sont semi-quantitatifs. Pour les lentilles cylindriques, nous avons comme précédemment négligé la diffraction selon l'axe des fentes, qui se traduit par une variation de la profondeur de puits selon cette dimension. De plus, l'estimation des profondeurs de

puits dépend de l'intensité incidente sur la structure. Nous ne disposons pas de mesure in-situ de cette intensité, ni de la puissance transmise par la structure. En conséquence, l'intensité est estimée en utilisant la puissance laser et les tailles de faisceaux mesurés avant la chambre à vide. Les coefficients de pertes dues au miroir de renvoi, à la transmission des hublots ou à celle de la lentille sont estimés par des mesures annexes. Pour ces différentes raisons, les valeurs de profondeurs de puits que nous indiquerons dans la suite sont à considérer comme des ordres de grandeur.

Lors de la caractérisation de la première lentille ($f = 500 \mu\text{m}$, 2×12 fentes latérales, cf. 6.1.1), nous avons constaté que les puissances laser nécessaires au piégeage étaient supérieures de presque un ordre de grandeur à celles données par l'expression (7.1). Cette différence ne peut pas être expliquée par l'imprécision de la mesure de l'intensité incidente sur la structure. Nous n'avons trouvé la cause qu'après avoir terminé la caractérisation de cette lentille et ouvert la chambre à vide pour changer la structure : le miroir diélectrique de renvoi était conçu pour une incidence à 45° . Pour la polarisation du laser et l'angle de 67° auquel nous utilisons ce miroir, le coefficient de réflexion n'est plus que de 15 % ! Les tests que nous avons effectués avant de mettre le miroir sous vide étaient malheureusement avec une polarisation orthogonale, pour laquelle le coefficient de réflexion est de 85 %. Nous avons donc utilisé pour les autres lentilles la polarisation donnant le meilleur coefficient de réflexion. Le coefficient de réflexion du miroir selon sa "mauvaise" polarisation dépend très fortement de l'angle d'incidence du laser. Lorsque nous nous sommes aperçus de ce problème, il était trop tard pour mesurer précisément l'angle d'incidence utilisé pour la structure de référence. Les profondeurs de puits pour cette structure sont toutefois indiquées car elles permettent de fixer les idées sur les gammes de paramètres utilisées.

Le couplage entre le laser dipolaire et les atomes augmente l'écart d'énergie entre le niveau fondamental et le niveau excité (cf. § 1.3.2). La modification par rapport à l'absence de champ est de quelques MHz, donc négligeable devant le désaccord laser, de l'ordre de $10^5 \Gamma$. Cependant, elle ne l'est pas devant le désaccord du laser d'imagerie utilisé pour caractériser le PMOM ($\delta = +3,8 \Gamma$). Pour fixer les idées, les niveaux de cette transition sont écartés de $\hbar\Gamma$ pour une profondeur du piège dipolaire de $200 \mu\text{K}$. En conséquence, lors de l'impulsion d'imagerie du PMOM, la fréquence laser vue par les atomes dans le volume de capture du piège dipolaire est plus proche de résonance. Il en résulte la surbrillance de ces atomes de la Figure 7.3, que nous utilisons pour aligner le PMOM sur le piège dipolaire. Celle-ci peut aussi être due à une augmentation locale de la densité causée par le potentiel dipolaire [54].

Les résultats présentés jusque-là ont été obtenus en allumant le laser dipolaire pendant toute la durée de chargement du PMOM. L'influence de l'instant d'allumage du piège dipolaire a également été étudiée.

Temps de chargement

Nous avons installé un obturateur mécanique sur le trajet du laser dipolaire. Celui-ci permet d'allumer le piège au moment désiré par rapport à la coupure du PMOM. La Figure 7.7 indique le nombre d'atomes dans le piège dipolaire en fonction du délai d'allumage. Le délai nul correspond à une ouverture de l'obturateur simultanée avec la fin de la phase de coupure du PMOM. Les délais négatifs et positifs se réfèrent respectivement à des allumages antérieurs et postérieurs

à la coupure du PMOM. Le nombre d'atomes est normalisé par celui obtenu lorsque le laser dipolaire est allumé pendant toute la durée du PMOM.

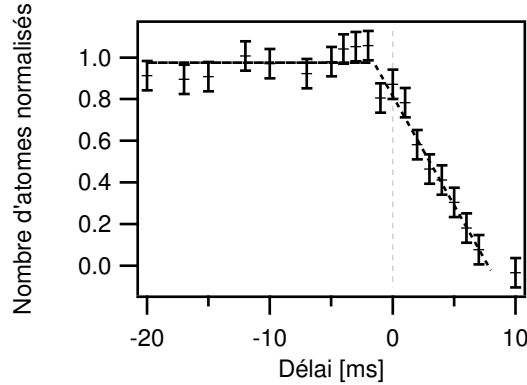


FIG. 7.7: Nombre d'atomes dans le piège en fonction du délai d'allumage du laser dipolaire. Le nombre d'atome dans le piège est normalisé à celui obtenu lorsque le laser dipolaire est toujours allumé.

L'instant auquel le laser dipolaire est allumé est donc pratiquement sans influence pour des délais inférieurs à -1 ms. Au delà, la densité atomique diminue du fait de la température non nulle des atomes. Le nombre d'atomes piégés est réduit en conséquence.

Par simplicité, nous avons toutefois choisi de travailler avec le laser dipolaire allumé en permanence pendant la phase de chargement du PMOM.

Dans l'avenir, des stratégies de chargement plus sophistiquées pourront être mises en place [53, 54]. Dans notre cas, nous sommes limités par la qualité de notre vide pour en bénéficier pleinement.

Les atomes étant transférés dans le piège dipolaire, nous allons voir que sa taille et sa forme ont des conséquences importantes sur l'aspect quantitatif des mesures.

7.2 Imagerie

Le développement de la source d'atomes ayant déjà pris un temps important de ce travail de thèse, nous avons conservé le même système d'imagerie pour la caractérisation des pièges dipolaires que pour celle du PMOM. Cependant, la petite taille et les fortes densités des pièges dipolaires impliquent qu'ils ne seront pas optiquement résolus. De plus, la non-linéarité de l'absorption et la pression de radiation qui pousse les atomes lors de l'impulsion du laser d'imagerie rendent difficiles l'extraction de valeurs quantitatives des nombres d'atomes ou des densités (cf. § 2.4.6).

En plus de ces considérations déjà détaillées, les pièges utilisés sont fortement asymétriques. Nous devons le prendre en compte pour choisir l'orientation des structures sur le miroir ainsi que pour l'inclinaison du faisceau d'imagerie.

Orientation des structures

Une fois sous vide, le miroir sur lequel sont gravées les structures peut être translaté, mais pas tourné. L'orientation de la lentille sur le miroir est donc importante pour les lentilles cylindriques et la lentille à focale variable. Elle doit être anticipée lors de sa gravure. À l'exception d'une, elles sont toutes orientées de façon à ce que l'axe des fentes (axe v) soit dans le plan horizontal de l'expérience (plan Oxy , comme sur la Figure 7.1 [gauche]). En effet, ce plan est celui formé par le laser d'imagerie et sa réflexion sur le miroir. Étant donné que le système d'imagerie intègre la densité atomique selon l'axe du laser, cela permet d'obtenir une absorption plus importante¹⁷. De plus, une orientation de la lentille orthogonale ne permettrait pas d'observer la petite dimension du piège dans sa direction focalisante. Une seule lentille a été placée dans cette direction, la lentille de focale $500\ \mu\text{m}$, 2×3 fentes. Nous reviendrons sur les implications de cette orientation lors de la présentation des résultats de cette structure.

Inclinaison du faisceau d'imagerie

Pour une imagerie satisfaisante, il faut que le laser d'imagerie soit contenu dans le plan (Oxy). En effet, la taille caractéristique du piège dans sa direction focalisée est de l'ordre de quelques microns, et l'intégration par l'imagerie se fait sur une longueur de l'ordre de la hauteur des fentes : entre 75 et $200\ \mu\text{m}$. L'angle α entre l'axe du piège (des fentes de la structure) et le laser d'imagerie se traduit par un élargissement dans la mesure des largeurs (cf. Figure 7.8).

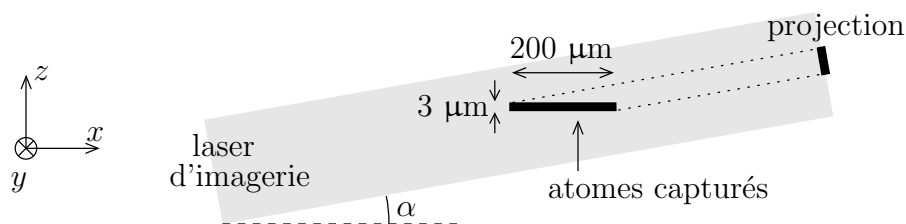


FIG. 7.8: Élargissement des largeurs mesurées à cause de l'angle d'imagerie. Si cet angle devient trop important, la dimension mesurée (projection) n'est plus donnée par la largeur du piège, mais par sa longueur multipliée par $\sin \alpha$.

Nous avons mesuré la largeur du piège en variant l'inclinaison du laser d'imagerie. Les résultats sont présentés sur la Figure 7.9. Nous réglons alors l'angle d'imagerie pour obtenir une largeur minimale, dont la valeur est limitée par la résolution du système d'imagerie (cf. § 2.4.6).

Une caractéristique générale que nous pouvons alors mesurer est la durée de piégeage des atomes dans les pièges dipolaires, avant de discuter des résultats obtenus pour les structures que nous avons utilisées.

¹⁷Notons que le dispositif d'imagerie intègre la densité optique selon les axes x et y . Or, les axes propres de la structure sont à 45° de ce repère (cf. Figure 2.11). Il en résulte un lissage des informations selon l'axe longitudinal de la structure. Cet effet vient s'ajouter à celui de la pression de radiation du laser d'imagerie, qui pousse les atomes selon ce même axe pendant l'impulsion d'absorption.

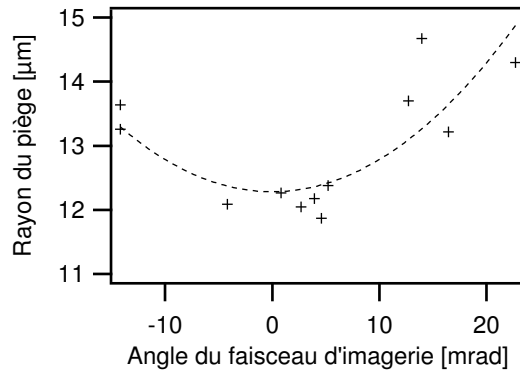


FIG. 7.9: Influence de l'angle d'imagerie sur le rayon en $1/e$ mesuré du piège.

7.3 Durées de vie

La durée de piégeage est simplement obtenue en mesurant le nombre d'atomes dans le piège dipolaire en fonction du délai entre la fin de la phase de coupure du PMOM et l'acquisition de l'image d'absorption. On obtient alors une courbe décroissante, comme celle de la Figure 7.10. Le nombre d'atomes est obtenu en faisant la somme de la densité atomique projetée sur le volume du piège. Cela revient à faire une boîte rectangulaire dans la Figure 7.1, dont la taille est celle du nuage des atomes piégés. Nous observons alors une décroissance exponentielle du nombre d'atomes dans le piège dipolaire, dont le temps caractéristique en $1/e$ est appelé *durée de vie*.

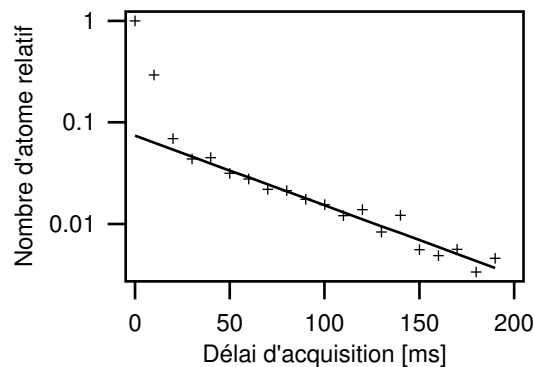


FIG. 7.10: Mesure de la durée de vie d'un piège. La courbe indique le nombre d'atomes dans le piège dipolaire en fonction du délai entre la fin de la phase de coupure du PMOM et l'acquisition de l'image d'absorption.

Notons que sur la Figure 7.10, le nombre d'atomes mesuré aux délais inférieurs à 30 ms est supérieur à celui de l'ajustement exponentiel. Ceci est dû à la superposition des atomes du PMOM non-piégés et de ceux capturés dans le piège dipolaire. Pour des délais supérieurs à 30 ms, les atomes non-piégés sont tombés sous l'effet de la gravité, et ne perturbent plus la mesure. Ainsi, pour les mesures usuelles de durée de vie, nous ne faisons pas d'acquisition pour les délais inférieurs à 30 ms.

Nous avons alors cherché le(s) paramètre(s) limitant la durée de vie. Pour cela, nous avons

effectué plusieurs mesures de la durée de vie avec la structure de référence en fonction de la longueur d'onde du laser dipolaire (ici le Ti:Sa) et de la puissance laser. Les résultats sont présentés sur la Figure 7.11. La durée de vie n'est pas limitée par les paramètres laser, sauf peut-être lorsque le laser dipolaire est proche de résonance (désaccords inférieurs à 0,1 nm). Nous pouvons donc exclure un chauffage des atomes par cycle d'absorption/émission spontanée qui viderait le piège de ses atomes. De plus, comme la durée de vie ne dépend pas de la longueur d'onde, on peut modifier la profondeur du piège en jouant aussi bien sur la puissance que sur le désaccord du laser dipolaire.

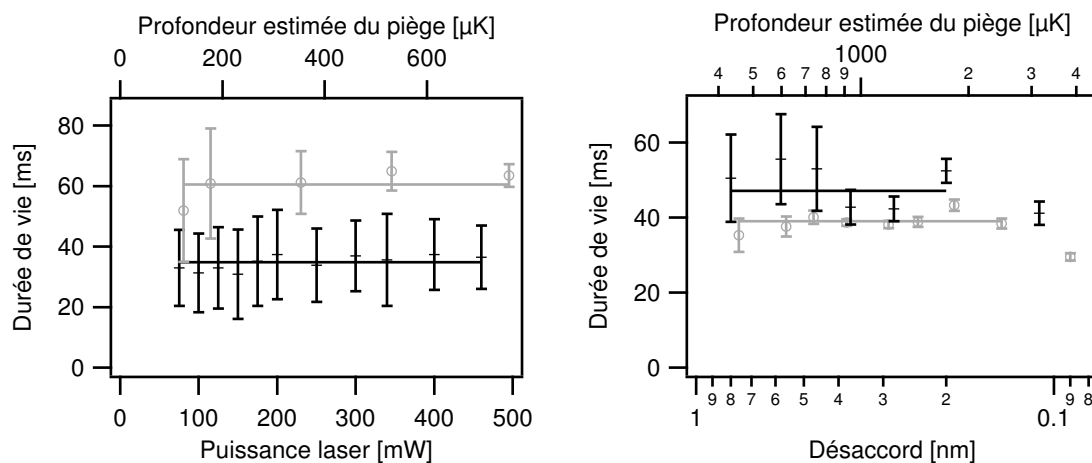


FIG. 7.11: Dépendance de la durée de vie dans le piège dipolaire formé par la structure de référence en fonction des paramètres laser. Le lecteur notera que l'augmentation de la profondeur de piège se lit de la gauche vers la droite, même pour la variation de désaccord. En conséquence, le désaccord laser *diminue* de la gauche vers la droite.

Nous avons également voulu savoir si cette durée de vie était limitée par collisions entre les atomes capturés dans le piège dipolaire. Si tel était le cas, nous devrions observer une durée de vie très différente en piégeant des atomes de Césium initialement dans l'état fondamental $F = 3$ ou $F = 4$ [54]. Les collisions entre atomes dans $F = 3$ ne changent pas l'énergie cinétique totale des atomes. Par contre, entre atomes dans $F = 4$, la différence d'énergie entre les niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ peut être convertie en énergie cinétique. Il en résulte une durée de vie beaucoup plus faible dans le dernier cas.

À l'extinction du PMOM, les atomes sont dans $F = 4$. Pour faire les mesures avec des atomes dans $F = 3$, nous avons alors ajouté une impulsion laser supplémentaire 200 μ s après la coupure des laser PMOM. Ce laser est asservi sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$, et pompe donc tous les atomes capturés dans le piège dipolaire vers l'état $F = 3$. Une impulsion de 200 μ s de repompeur est appliquée avant l'acquisition de l'image d'absorption pour mesurer le nombre total d'atomes dans le piège. La Figure 7.12 présente les résultats obtenus. Nous trouvons une durée de vie similaire pour les deux expériences (50 ± 5 ms ($F = 4$, croix) et 42 ± 5 ms ($F = 3$, ronds)).

Nous avons ensuite remis en cause l'extinction des différents laser utilisés (PMOM, imagerie, repompeur), dont une "fuite" résonnante aurait pu expliquer le chauffage. Cette étude n'a pas

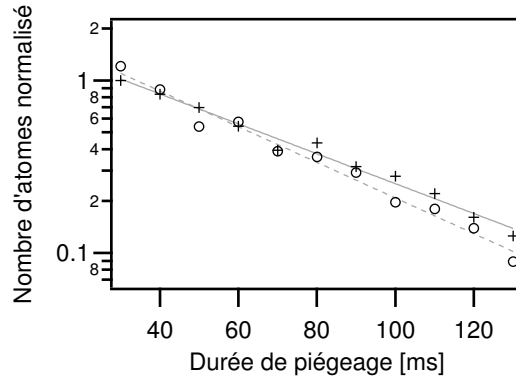


FIG. 7.12: Nombre d'atomes dans le piège dipolaire en fonction de la durée de piégeage pour des atomes initialement dans $F = 4$ (croix) et dans $F = 3$ (ronds).

été fructueuse. Par élimination, nous avons donc conclu que la durée de vie dans le piège était limitée par les collisions avec le gaz résiduel. La pression affichée par le pompe ionique pour cette expérience est d'environ 10^{-8} mbar. D'après [54], la règle du pouce donne une durée de vie d'environ 300 ms pour cette pression. Cela indiquerait que la pression à l'endroit où se trouve le PMOM est environ 6 fois plus importante que celle dans la pompe ionique, ce qui n'est pas déraisonnable.

En changeant de structure, nous avons alors essayé d'améliorer la qualité du vide pour vérifier cette hypothèse. Nous avons ainsi remplacé les joints viton vieillissants des vannes de la Figure 2.2 pour des nouveaux, et amélioré le pompage du support de miroir de la Figure 3.1 en augmentant le nombre d'ouvertures. Après étuvage, la pression était d'environ 10^{-9} mbar. Malgré cette diminution d'un facteur 10, nous avons mesuré une durée de vie de 45 ms. Cependant, lors de cet étuvage, nous avons également remplacé le Ti:Sa par le MOPA pour éclairer la structure. Nous nous sommes finalement aperçus que ce deuxième laser présentait un fond de fluorescence d'environ -40 dB. La faible partie résonnante de cette fluorescence suffisait à chauffer les atomes du piège, et la durée de vie diminuait. Nous avons alors ajouté une cellule de Césium avant l'entrée du laser dipolaire dans la chambre à vide, pour limiter ce fond résonnant (c'est à dire entre le miroir M_1 et la lentille f_{dip} sur la Figure 7.6). La Figure 7.13 présente les durées de vie mesurées en fonction de la température de cette cellule de Césium. Celle-ci est modifiée à l'aide d'un fil de cuivre enroulé autour de la cellule, qui sert de résistance de chauffage. La durée de vie mesurée le même jour sans cuve est donnée par le trait noir horizontal. Dans cette dernière configuration, nous arrivons donc à atteindre un plateau de durée de vie de l'ordre de 150 ms. Il est difficile de conclure car nous avons changé simultanément deux paramètres : le vide et le laser dipolaire. Toutefois, après quelques mois de fonctionnement avec le MOPA, la pression dans la pompe ionique est remontée à $5 \cdot 10^{-9}$ mbar et la durée de vie est redescendue à 100 ms. C'est donc probablement la pression résiduelle qui limite la durée de vie, à des valeurs qui sont toutefois largement suffisantes ici.

Ayant décrit les différents paramètres à utiliser pour capturer convenablement les atomes dans les pièges dipolaires, nous pouvons maintenant aborder les résultats propres à chaque structure.

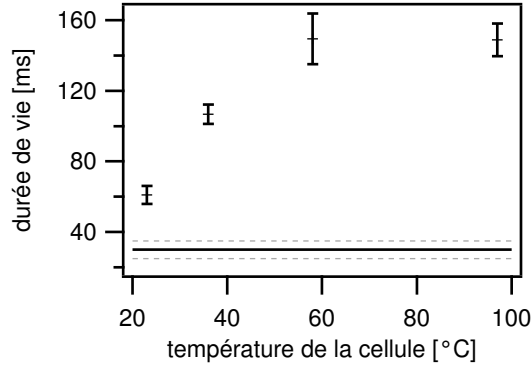


FIG. 7.13: Durée de vie des atomes dans le piège dipolaire avec le MOPA, en fonction de la température de la cellule de Césium. La droite horizontale noire indique la durée de vie mesurée en l’absence de cellule, et les deux droites en tirets gris l’incertitude sur cette mesure.

7.4 Lentilles cylindriques simples

Cette section présente la capture des atomes avec les trois lentilles cylindriques dont nous disposons.

7.4.1 Lentille de focale 500 μm horizontale

Les détails de cette structure ont été donnés au paragraphe 6.1.1. Il s’agit de la structure de référence, avec laquelle la quasi-totalité des résultats déjà présentés dans ce chapitre ont été obtenus. Elle a permis d’obtenir les premiers résultats que nous avons publiés [55], et que nous allons détailler plus précisément ici.

Variation de la profondeur du piège

Pour étudier cette structure, nous avons commencé par modifier la profondeur du piège dipolaire créé. Pour cela, nous pouvons soit modifier la puissance (Figure 7.14 [gauche]), soit la longueur d’onde du laser dipolaire (Figure 7.14 [droite]). Nous avons tracé dans le deux cas le nombre total relatif d’atomes dans le piège.

Le nombre total d’atomes capturés augmente avec la puissance laser, passé un certain seuil correspondant à une profondeur de quelques dizaines de microkelvin. Cette augmentation résulte principalement de l’augmentation de volume de capture du piège dipolaire. En effet, les atomes du PMOM vont être piégés dans les régions pour lesquelles le potentiel de piégeage est au moins de l’ordre de l’énergie cinétique moyenne des atomes ($U \ll k_B T$). Plus la puissance laser augmente (ou le désaccord diminue), plus le volume de cette région augmente. Ce gain de volume se fera tout d’abord dans le pic central, puis dans les ailes latérales. Il est illustré sur la Figure 7.15.

La Figure 7.14 [droite] montre l’existence d’un optimum du désaccord pour charger le piège. En effet, à grand désaccord, le volume et la profondeur du piège sont faibles. À faible désaccord, l’absorption du laser dipolaire n’est plus négligeable, et les atomes sont chassés du piège par la pression de radiation.

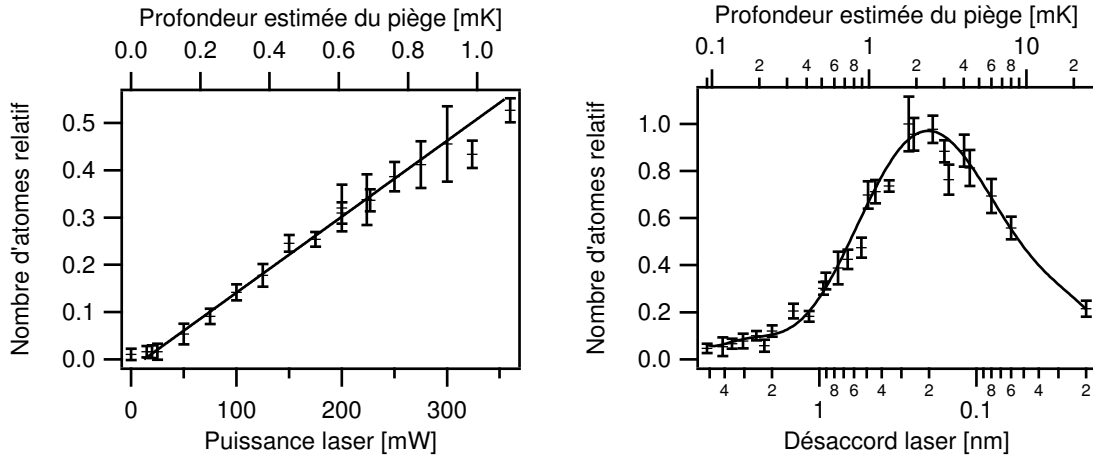


FIG. 7.14: Nombre d'atome piégés en fonction de la puissance (à $\delta = 0,5$ nm) et de la longueur d'onde (à $P = 300$ mW) du laser dipolaire. Les nombres d'atomes sont normalisés par rapport au maximum mesuré dans cette expérience (pour $P = 300$ mW, $\delta = 0,2$ nm). Les profondeurs de pièges sont uniquement données comme ordre de grandeur, leurs valeurs dépendant de la puissance transmise qui est ici mal connue (miroir de renvoi).

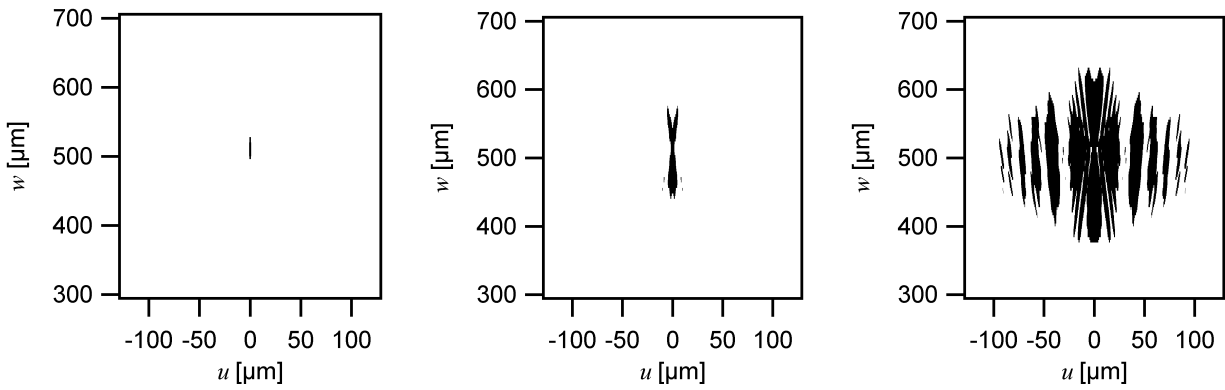


FIG. 7.15: Illustration de l'augmentation du volume de piégeage. Les images donnent en noir les régions du PMOM pour lesquelles le potentiel dipolaire est inférieur à $-k_B \times 35$ μ K. De gauche à droite, la profondeur du pic central est respectivement 70, 350, et 3500 μ K. Ces images sont obtenues à partir de la simulation de la Figure 6.4 (a).

Température

Nous avons par ailleurs mesuré la température des atomes dans le piège dipolaire. Pour cela, nous avons utilisé un obturateur mécanique sur le trajet du laser dipolaire. Seule la température selon z est mesurée, car il s'agit de la direction confinante du piège. La taille initiale du piège étant faible, le régime asymptotique pour lequel le rayon du nuage atomique augmente linéairement avec le temps est atteint en quelques centaines de microsecondes. L'absorption des atomes est alors encore suffisamment importante pour pouvoir mesurer la taille du piège pendant quelques millisecondes. Selon x et y , la taille initiale du piège est trop importante et la mesure de température est plus difficile. Les résultats de la Figure 7.16 sont obtenus après 30 ms de capture dans le piège dipolaire, ce qui permet aux atomes du PMOM non capturés de sortir du champ de la caméra CCD. Pour cette expérience, la température des atomes issus du PMOM était d'environ 20 μK .

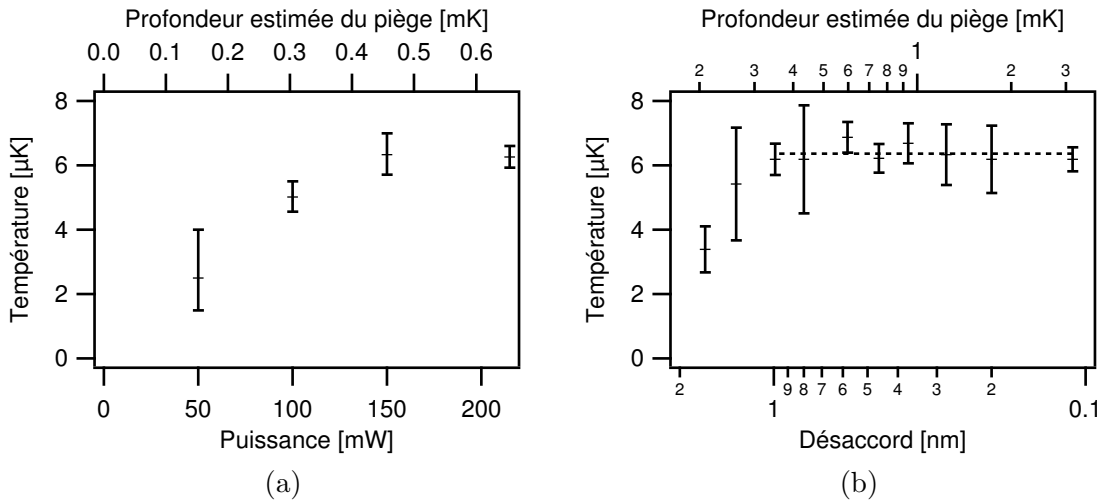
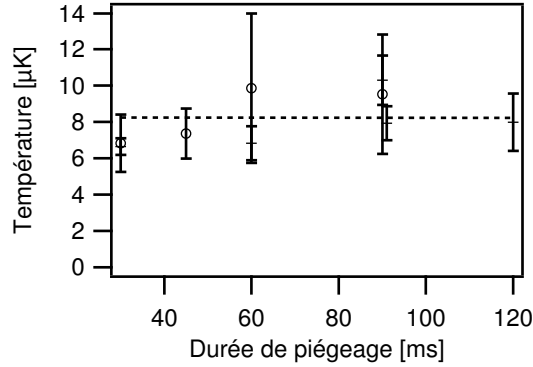


FIG. 7.16: Température selon z des atomes après 30 ms de capture.

La température des atomes mesurée à la coupure du piège est significativement plus faible que celle des atomes du PMOM. Pour savoir s'il y a avait un phénomène d'évaporation, nous avons alors mesuré la température des atomes dans le PMOM en fonction du délai entre la fin du PMOM et la mesure de température (Figure 7.17). Il n'y a pas de variation significative de la température, ce qui exclut un refroidissement par la perte des atomes les plus chauds. Il reste la possibilité d'un chargement des atomes les plus froids dans le PMOM, le laser dipolaire étant allumé pendant sa phase de chargement. La possibilité d'un refroidissement adiabatique du fait de la coupure lente ($\simeq 1$ ms) devant les périodes d'oscillation dans le piège sera exclue au chapitre 7.4.2.

Estimation de l'efficacité de piégeage

Nous n'avons indiqué jusqu'alors que des nombres relatifs d'atomes dans le piège dipolaire, en raison des incertitudes sur le nombre absolu (cf. § 2.4.6). Pour des pièges d'environ 1 mK, nous évaluons le nombre d'atomes de l'ordre de 10^5 . L'efficacité de transfert *globale* du PMOM,


 FIG. 7.17: Température selon z des atomes après un délai variable.

contenant initialement $3 \cdot 10^6$ atomes, vers le piège dipolaire n'est alors que de quelques pourcents.

Dans sa direction focalisante, la largeur du piège créé par la structure de référence est de $2 \mu\text{m}$. La taille caractéristique du PMOM dans cette direction étant de l'ordre de $100 \mu\text{m}$, le chargement du piège doit donc être limité par le taux de recouvrement des deux pièges. Pour le vérifier, nous avons réalisé une expérience complémentaire. Celle-ci se réalise en deux temps.

D'une part, nous formons un PMOM de la façon habituelle, dont l'image par absorption est donnée sur la Figure 7.18 en haut à gauche. Celui-ci est ensuite utilisé pour charger le piège dipolaire formé par la structure de référence, pour une profondeur d'environ $700 \mu\text{K}$ (Figure 7.18 en haut à droite). Le nombre d'atomes dans ce piège est mesuré comme précédemment après 30 ms.

D'autre part, nous réalisons une autre expérience, de pompage optique, pour imager les atomes du PMOM se trouvant initialement dans la figure de diffraction de la structure de référence. Cette expérience n'utilise pas de laser dipolaire, et les séquences décrites ci-dessous sont schématisées sur la Figure 7.19. Pour cela, nous partons du même piège magnéto-optique. Grâce à une impulsion laser de $200 \mu\text{s}$ résonnante sur la transition $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$, nous pompions tous les atomes à la coupure du PMOM dans l'état $F = 3$. Puis, nous éclairons la structure par l'arrière avec une impulsion laser de $200 \mu\text{s}$ résonnante sur la transition $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Ce laser remplace le laser dipolaire, et arrive donc sur la structure comme indiqué sur le schéma 7.6. Il repompe certains atomes dans l'état $F = 4$, mais uniquement ceux se trouvant dans la figure de diffraction de la structure. Il suffit alors de faire une image par absorption (qui n'est exceptionnellement pas précédée d'une impulsion de repompeur!), pour observer les atomes dans l'état $F = 4$, et seulement ceux-ci. Nous visualisons ainsi les atomes du PMOM se trouvant dans le volume de capture du piège dipolaire (Figure 7.18 en bas à gauche). En effet, le délai de $400 \mu\text{s}$ entre la fin de la phase de coupure du PMOM et l'acquisition est suffisamment court pour que le déplacement des atomes soit négligeable.

La quantité d'atomes repompés par la dernière impulsion dépend fortement de l'intensité laser de cette impulsion. Nous observons toujours la présence d'ailes latérales sur l'image de pompage optique. En effet, l'intensité laser des pics latéraux de la figure de diffraction (cf. Figure 6.4) permet à une fraction des atomes d'être pompés dans l'état $F = 4$. En comparaison, une intensité équivalente pour le laser dipolaire ne serait pas forcément suffisante pour piéger

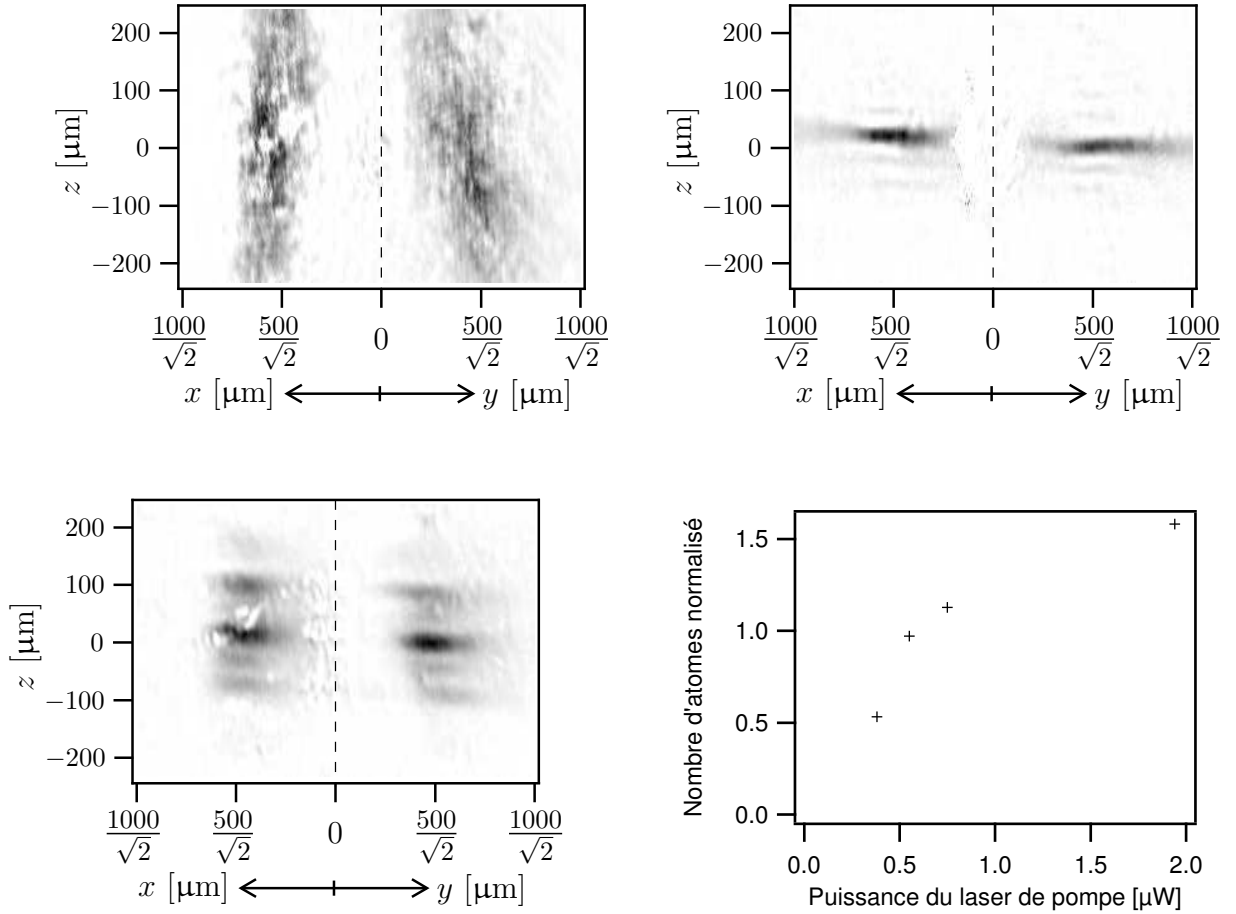


FIG. 7.18: Résultats de l'expérience de pompage optique. [en haut à gauche] : image du PMOM utilisé pour l'expérience. [en haut à droite] : image des atomes capturés dans le piège dipolaire de façon conventionnelle. [en bas à gauche] : image des atomes du PMOM se trouvant dans le volume de capture du piège dipolaire, obtenue par pompage optique. [en bas à droite] : nombre d'atomes dans le pic central de l'image de pompage optique, normalisé au nombre d'atomes dans le piège dipolaire pour une expérience classique de piégeage.

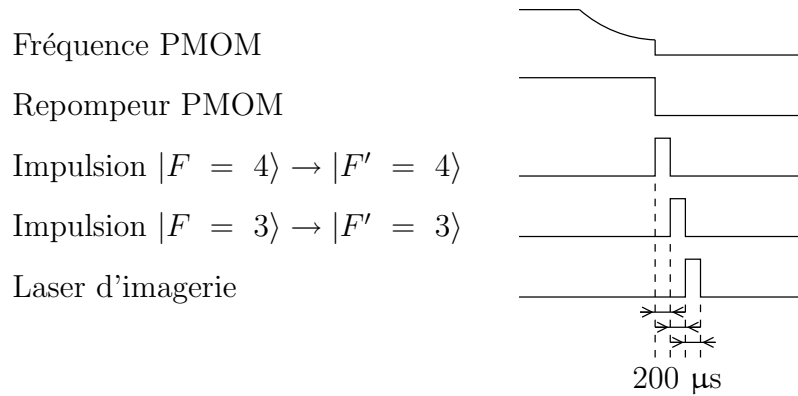


FIG. 7.19: Schéma de la séquence de pompage optique.

les atomes, car dans ce cas la fraction d'atomes capturés dépend également de la température des atomes.

Pour comparer les nombres d'atomes dans le piège dipolaire et ceux du PMOM initialement dans le volume de capture de la structure, nous avons alors compté uniquement le nombre d'atomes dans le pic central de l'image de pompage optique. La Figure 7.18 en bas à droite indique le nombre d'atomes dans ce pic en fonction de la puissance du laser de pompe. Ce nombre a été normalisé au nombre d'atomes dans le pic central du piège dipolaire après 30 ms (de la Figure 7.18 en haut à droite). Nous trouvons des nombres d'atomes normalisés supérieurs à 1 lorsque l'intensité du laser de pompe est trop importante. En effet, des atomes qui ne seraient pas capturés du fait d'une énergie potentielle dipolaire trop faible sont toutefois repompés. Le volume de capture, et donc le nombre d'atomes mesuré, sont alors surévalués.

Les incertitudes de cette mesure sont importantes essentiellement à cause de notre connaissance limitée de la puissance du laser repompeur à considérer. Cependant, nous trouvons une fraction de l'ordre de 1, ce qui signifie que les atomes du PMOM présents initialement dans le volume du piège dipolaire sont presque tous capturés.

Nous avons présenté ici les résultats obtenus avec la structure de référence. Il s'agit de la structure que nous avons étudiée le plus en détail. Nous allons maintenant aborder les autres structures, pour lesquelles nous avons tout d'abord montré la possibilité de leur chargement. Par quelques expériences complémentaires, nous avons également vérifié que leur comportement était similaire aux résultats présentés pour la structure de référence.

7.4.2 Lentille de focale 300 μm horizontale

Cette lentille est décrite au paragraphe 6.1.3. La hauteur des fentes de cette structure est de 100 μm , soit la moitié de celle de la structure précédente. L'axe des fentes étant orienté dans le plan horizontal pour pouvoir obtenir une absorption mesurée plus importante, c'est en effet cette dimension qui limite la distance minimale à laquelle les atomes peuvent être imagés (cf. Figure 2.15).

Pour caractériser cette lentille, nous avons utilisé une polarisation du laser dipolaire orthogonale à celle utilisée pour la structure de référence. Cela nous a permis de contourner la faible réflexion du miroir de renvoi, et d'obtenir des pièges dipolaires plus profonds. Nous avons ainsi observé des formes curieuses du nuage d'atomes capturés en faisant varier le désaccord du laser dipolaire. La Figure 7.20 en montre quelques exemples. Elle indique également le résultat de la simulation, déjà présenté sur la Figure 6.5. La comparaison entre simulation et expérience n'est ici pas immédiate, puisque la simulation donne une intégrale selon un axe parallèle à la structure. L'expérience donne quant à elle une intégrale selon x ou y , à 45° de l'axe d'intégration des simulations. De plus, la résolution du système d'imagerie ($\simeq 15 \mu\text{m}$) fait que les dimensions caractéristiques mesurées sont plus importantes que celles de l'intensité simulée. Nous avons toutefois mis ici la simulation, car on peut reconnaître quelques formes communes avec l'expérience (notamment pour le désaccord de 0,25 nm). On constate de plus que, pour un désaccord de 0,15 nm, le pic central est totalement vidé de ses atomes par la pression de radiation.

Nous avons alors étudié plus précisément la fraction d'atomes capturés dans ce pic central comparativement à ceux piégés dans les ailes de la figure de diffraction. En faisant varier la puissance du laser dipolaire, nous avons mesuré le nombre d'atomes dans la totalité du piège

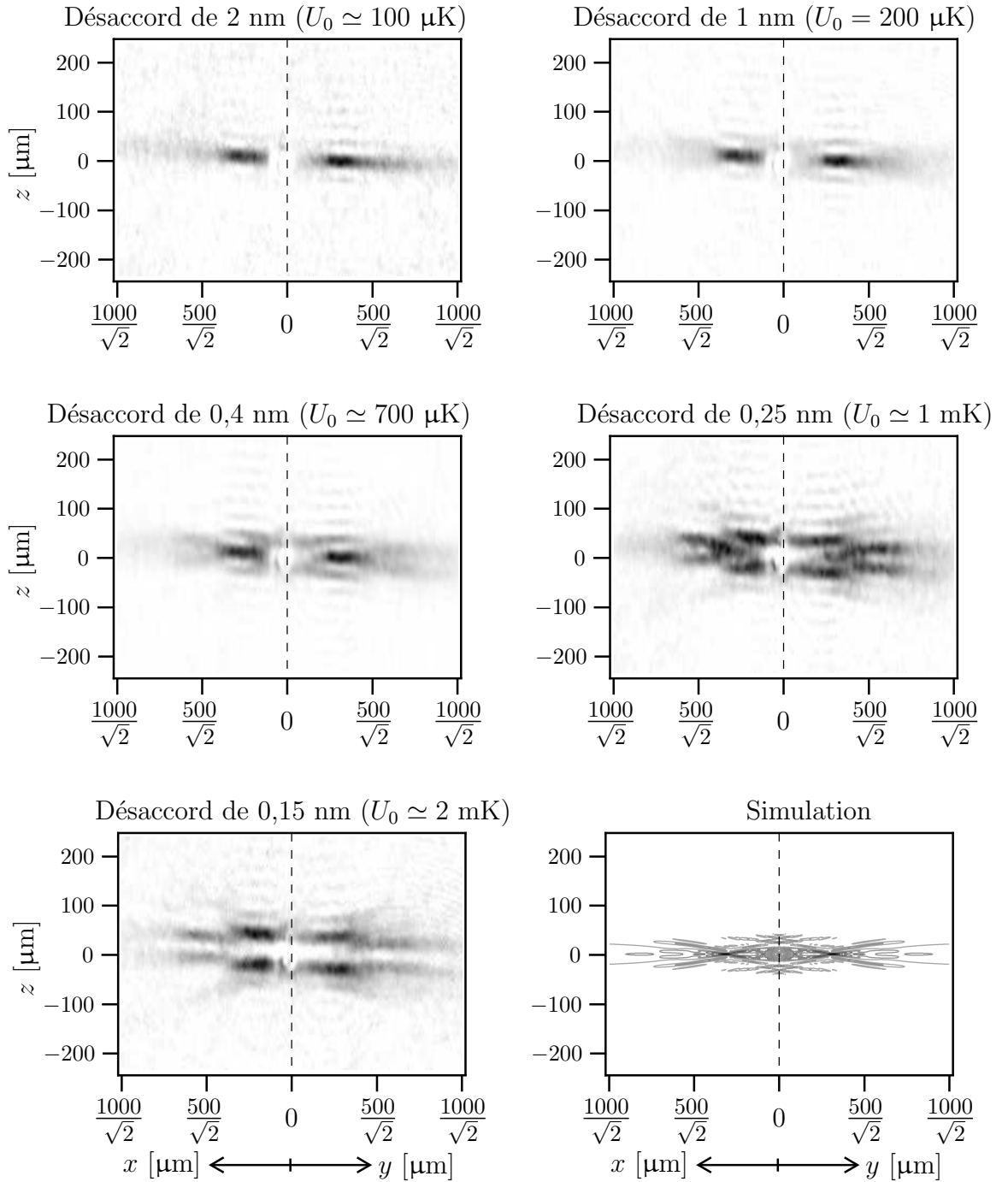


FIG. 7.20: Variation du désaccord pour la lentille de Fresnel $f = 300 \mu\text{m}$. Les désaccords ainsi que la profondeur du puits principal sont indiqués au dessus de chaque image. [en bas à droite] : Courbes de niveaux simulées des iso-intensités (cf. texte).

et dans le pic central (Figure 7.21 (a)). Les nombres d'atomes sont normalisés à la valeur asymptotique du nombre d'atomes dans le pic central. La Figure 7.21 (b) présente le rapport de ces deux nombres, soit la fraction d'atomes piégés dans le pic central. Celui-ci diminue lorsque l'on augmente la profondeur du piège : on remplit alors d'avantage les ailes de la figure de diffraction que le pic central. Le nombre total d'atomes capturés est typiquement de $5 \cdot 10^4$ pour des profondeurs de pièges de 200 à 300 μK .

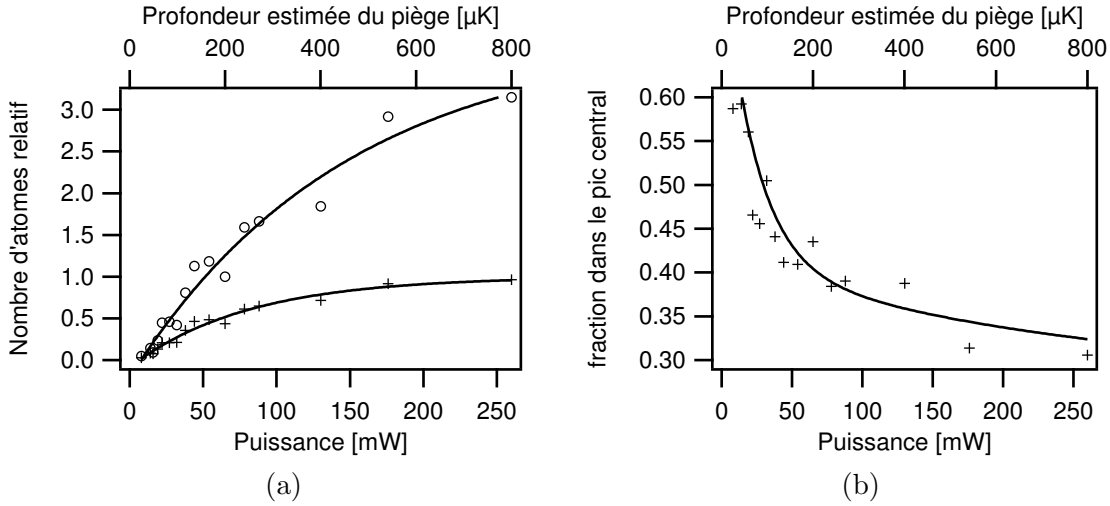


FIG. 7.21: (a) Nombre d'atomes total dans le piège dipolaire (ronds) et dans le pic central (croix). Ces valeurs sont normalisées sur la valeur asymptotique du nombre d'atomes dans le pic central. (b) Fraction d'atomes piégés dans le pic central. Ces mesures ont été effectuées pour la lentille $f = 300 \mu\text{m}$, avec un désaccord du laser dipolaire de 0,4 nm.

Température

Pour vérifier les mesures de températures effectuées sur la lentille de longueur focale 500 μm , nous avons renouvelé l'expérience. Le piège dipolaire est chargé à partir d'un PMOM à 30 μK . Le faisceau laser est fourni par le MOPA (contrairement à la Figure 7.16 qui a été obtenue avec le Ti:Sa). Pour cette mesure, nous avons modifié le montage optique en focalisant le laser dipolaire dans le plan de l'obturateur mécanique. Le temps caractéristique de coupure est ainsi diminué d'un facteur 50, pour atteindre 20 μs . Les résultats sont présentés sur la Figure 7.22.

Nous observons toujours que les atomes sont plus froids à la coupure du piège dipolaire que dans le PMOM. Le temps de coupure est désormais du même ordre que la période des oscillations dans le piège (la fréquence d'oscillation transverse est de l'ordre de 10 kHz), ce qui exclut à priori une phase de refroidissement adiabatique. Les diverses améliorations apportées au système d'imagerie pendant les neuf mois qui ont séparés ces deux expériences nous ont permis de mesurer des températures pour des profondeurs plus faibles ($U_{0\min} \simeq 200 \mu\text{K}$ sur la Figure 7.16 et $U_{0\min} \simeq 40 \mu\text{K}$ ici). Nous observons alors une température d'autant plus basse que le désaccord est grand, avec un palier vers 10 μK pour les désaccords inférieurs à 1 nm.

Nous avons caractérisé deux lentilles cylindriques en les imageant selon l'axe de leur fentes

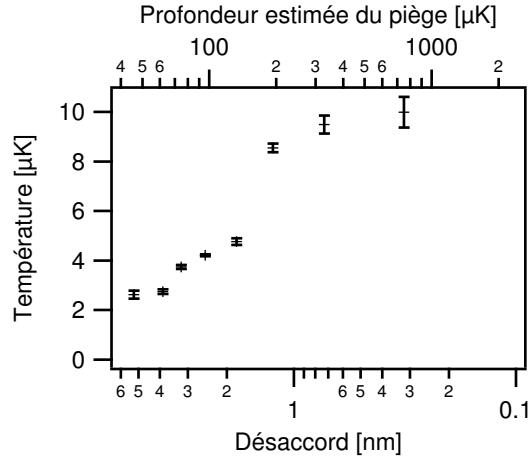


FIG. 7.22: Mesure de la température des atomes à la coupure du piège dipolaire pour la lentille cylindrique $f = 300 \mu\text{m}$.

(orientation horizontale de la lentille). La dernière lentille cylindrique simple a été orientée à 90° des autres.

7.4.3 Lentille de focale $500 \mu\text{m}$ verticale

Cette lentille est décrite au paragraphe 6.1.2. Elle a été gravée dans une orientation verticale. Une image typique des atomes capturés dans le piège est présentée sur la Figure 7.23 [gauche], pour une profondeur de piège d'environ 1 mK . Nous n'avons pas donné ici d'images pour des profondeurs de piège moins importantes. En effet, celles-ci ont toutes la même allure, et ne diffèrent que par le nombre d'atomes piégés. Le nombre d'atomes total capturé dans la structure, ainsi que le maximum d'absorption mesuré, sont indiqués sur la Figure 7.23 [droite].

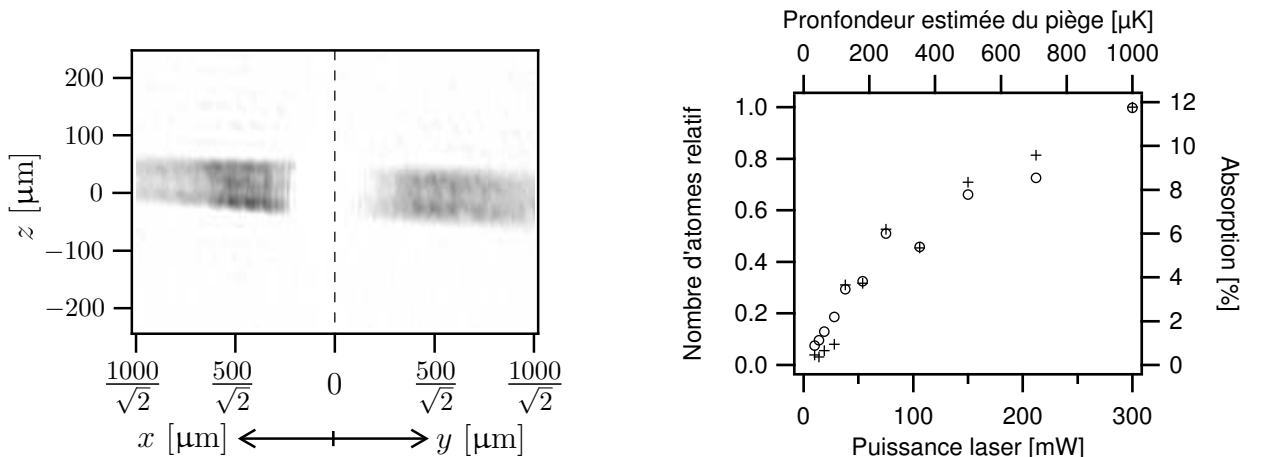


FIG. 7.23: Résultats obtenus pour la lentille de focale $500 \mu\text{m}$, 2×3 fentes latérales. [gauche] : image des atomes capturés dans le piège dipolaire d'une profondeur d'environ 1 mK ($\delta = 0,4 \text{ nm}$). [droite] Nombre d'atomes normalisé au maximum (croix), et maximum d'absorption mesurée dans le piège (ronds) en fonction de la puissance laser.

Pour cette structure, les détails sur le remplissage du pic central et des ailes sont perdus par la projection du dispositif d'imagerie selon l'axe du laser. Pour cette raison, cette lentille est la seule que nous ayons orientée verticalement. Cependant, nous avons ici accès à la distribution des atomes selon la grande dimension du piège. Nous avons observé sur cette structure qu'en déplaçant le laser dipolaire selon l'axe des fentes de la structure (ici l'axe z), nous pouvons déplacer le barycentre des atomes piégés. Nous avons constaté par exemple une légère augmentation ($\simeq 30\%$) de la densité d'atomes à l'altitude $z \simeq -50\ \mu\text{m}$, le nombre total d'atomes dans le piège étant conservé.

Nous pouvons de plus anticiper l'absorption typique que nous devrions obtenir pour les lentilles circulaires. En effet, ces dernières ne présentent pas de grand axe selon lequel nous pouvons imager les atomes, et augmenter ainsi l'absorption mesurée. L'absorption maximale mesurée sera alors de l'ordre de celle obtenue pour une lentille en orientation verticale, dont les ailes latérales ne sont pas remplies. Cette condition est réalisée pour un piège de l'ordre de la centaine de microkelvin (cf. Figure 7.20), soit une absorption mesurée de l'ordre du pourcent. Cette absorption, bien que faible, reste mesurable en moyennant quelques images. Nous verrons cependant au paragraphe 7.6.1 qu'il faut également tenir compte du confinement plus important des lentilles circulaires.

Nous avons détaillé le piégeage des atomes dans les champs diffractés par les lentilles cylindriques simples. La section suivante aborde la capture dans les réseaux de lentilles cylindriques.

7.5 Réseau de lentilles cylindriques

Les réseaux de lentilles cylindriques ont pour objectif de démontrer le parallélisme de la gravure sur un substrat. Ayant réalisé le piégeage par une lentille simple, il est possible de réaliser cette fonction plusieurs fois sur le même substrat pour obtenir un réseau de lentilles.

7.5.1 Piégeage des atomes dans les structures

Nous avons commencé par prendre des images des atomes piégés, pour une profondeur de piège de l'ordre de la centaine de microkelvin. Elles sont présentées sur la Figure 7.24. La capture des atomes dans les lentilles de longueur focales $100\ \mu\text{m}$ est difficile, car le PMOM est fortement perturbé par la présence du miroir. Non seulement le nombre d'atomes dans la source est faible (cf. Figure 3.3.6), mais la position du nuage varie typiquement de son diamètre tir à tir. Pour obtenir les images de la Figure 7.24, nous avons donc dû prendre de nombreuses images, et écarter celles pour lesquelles la position du PMOM ne permettait pas un chargement du piège dipolaire mesurable. Notons également que le système d'imagerie ne permet pas de résoudre le réseau de sept lentilles de longueur focale $f = 100\ \mu\text{m}$.

Après cette série de premières images, le réservoir de Césium nous a posé problème. Pour une raison inconnue, alors que la vanne était grande ouverte, le réservoir a projeté une grande quantité de Césium dans la chambre. Le miroir se trouvant en face du réservoir, il a été recouvert d'un important dépôt, visible à l'oeil. Une mesure approximative du coefficient de réflexion du miroir nous alors donné 0,6. Nous avons tenté de chauffer le support de miroir pour enlever la couche déposée. Cela a eu pour principal effet de la faire passer de la couleur marron à la

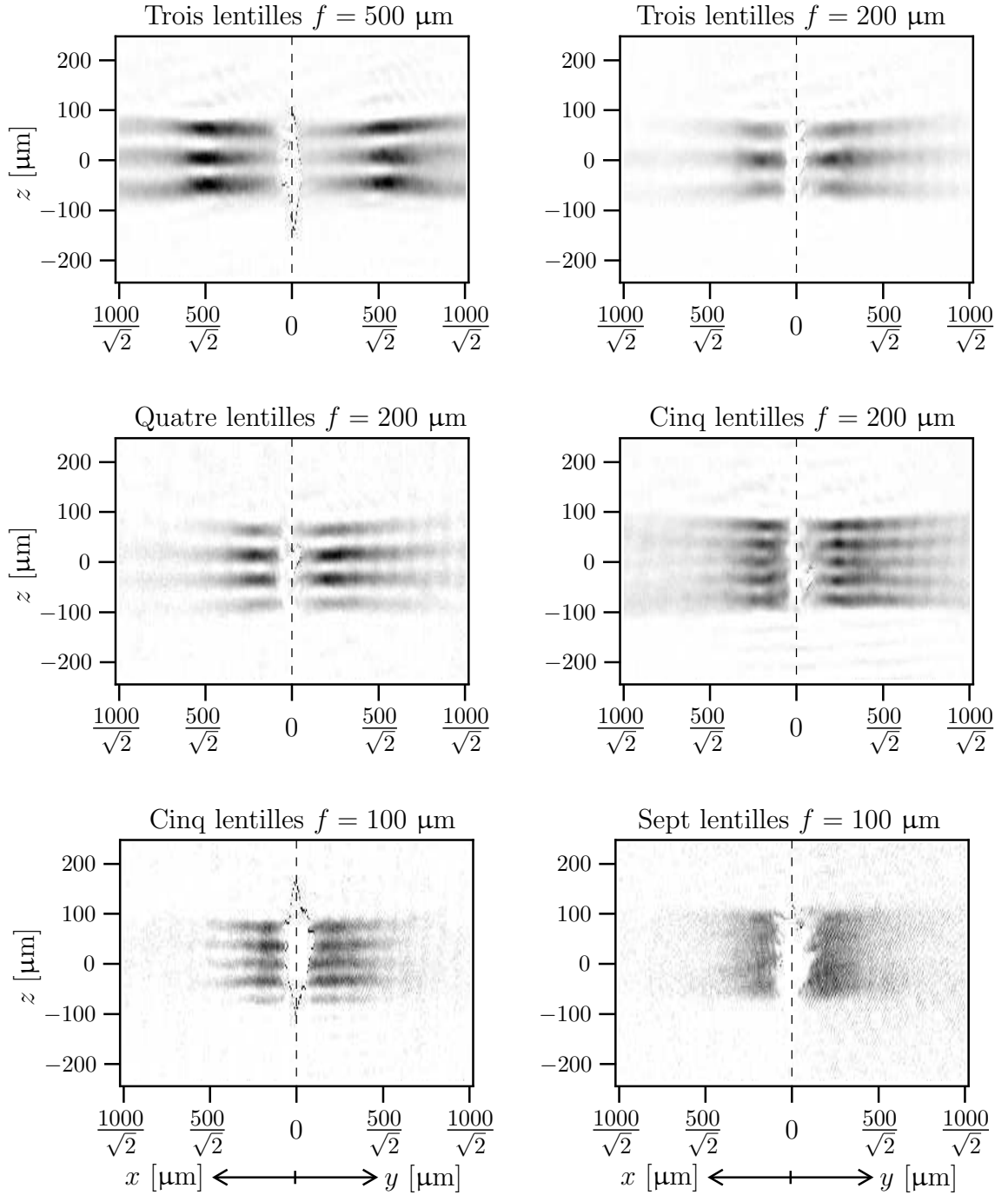


FIG. 7.24: Images des atomes piégés dans les différents réseaux de lentilles cylindriques, pour un désaccord de 0,3 nm vers le rouge.

couleur blanche. Le coefficient de réflexion du miroir est monté à environ 0,7. Cet incident ne s'est produit qu'une seule fois sur toute la durée de ce travail de thèse.

Après cet incident, le PMOM se formait toujours. Cependant, il était de mauvaise qualité, moins stable et contenant moins d'atomes. De plus, la qualité des images d'acquisition en a beaucoup souffert, la laser d'imagerie se réfléchissant sur le miroir.

Ceci nous a empêché de caractériser les pièges formés par les réseaux de lentilles. Nous avons cependant voulu entreprendre une dernière expérience de principe pour cette série de structure, en essayant d'adresser les pièges du réseaux de lentilles $f = 500 \mu\text{m}$.

7.5.2 Adressage des pièges

L'expérience consiste ici à éclairer une seule lentille du réseau de trois lentilles de longueur focale $f = 500 \mu\text{m}$ (cf. § 6.2.1). Pour cela, le laser dipolaire est focalisé à un plus petit diamètre sur la structure : il est de $87 \mu\text{m}$ en $1/e^2$. Cette taille, légèrement plus importante que la distance inter-pièges du réseau ($60 \mu\text{m}$), permet d'éclairer les trois fentes dont est constituée une lentille.

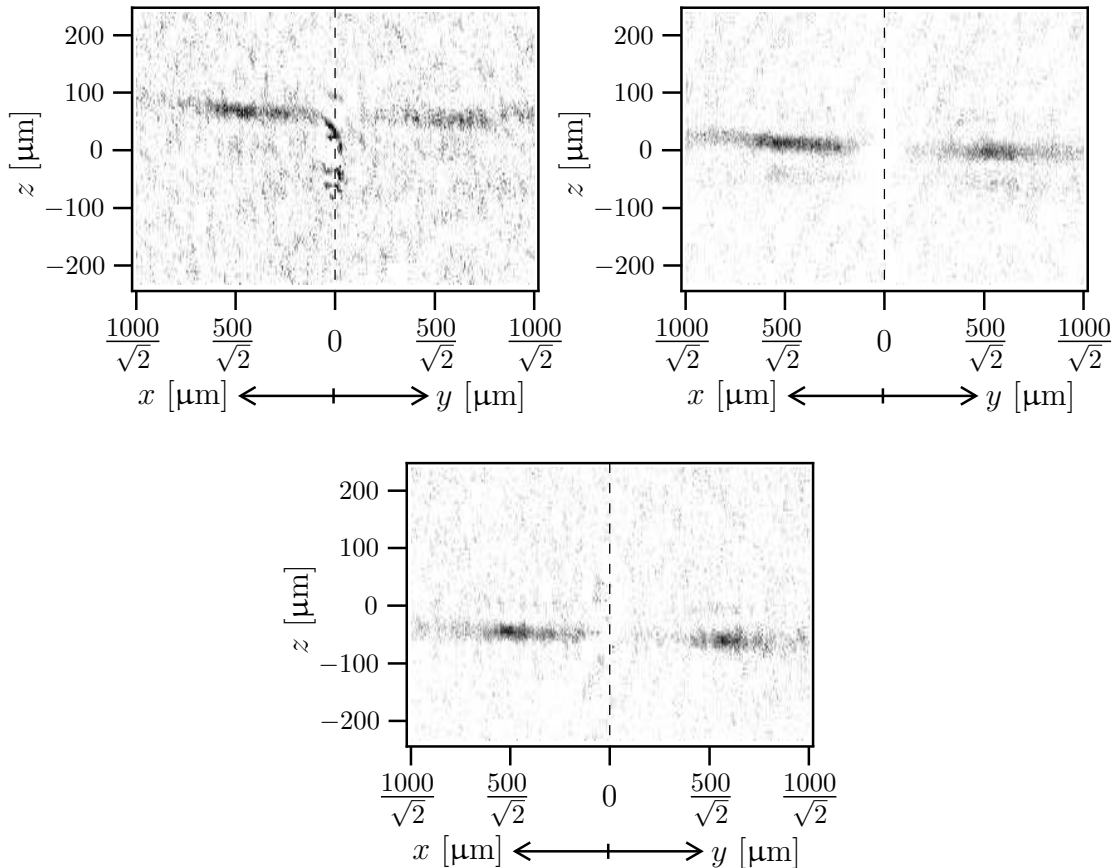


FIG. 7.25: Adressage des pièges du réseau de lentilles $500 \mu\text{m}$. Les atomes sont chargés successivement dans le piège du haut, puis du milieu, et enfin du bas ($\delta = 0,2 \text{ nm}$).

De plus, nous avons ajouté une céramique piézo-électrique sur le miroir M_1 de la Figure 7.6. Nous pouvons ainsi changer l'angle d'incidence du laser sur la lentille de focalisation f_{dip} . Dans

son plan focal, le point d'impact du laser est alors translaté. Selon la tension du piézo-électrique, le laser dipolaire éclaire successivement les trois lentilles du réseau (Figure 7.25). Les images sont bruitées à cause du dépôt accidentel sur le miroir. Nous constatons cependant que nous parvenons à adresser chacun des pièges. Chacune des images correspond à une séquence différente de Labview : une tension du piézo-électrique correspond à un chargement du PMOM.

Nous pouvons extraire de ces images le nombre d'atomes dans chaque piège en fonction de la tension appliquée sur la céramique piézo-électrique. Les résultats sont présentés sur la Figure 7.26. La variation de la tension du piézo-électrique permet d'allumer successivement les trois pièges. Le diamètre du faisceau d'éclairage étant légèrement supérieur à la distance inter-pièges, nous passons continûment d'un piège à un autre : à 40 et 50 V, deux pièges sont allumés en même temps. Malgré les difficultés d'imagerie, ces résultats sont encourageants, et nous reviendrons sur les possibilités d'adressage dans les perspectives.

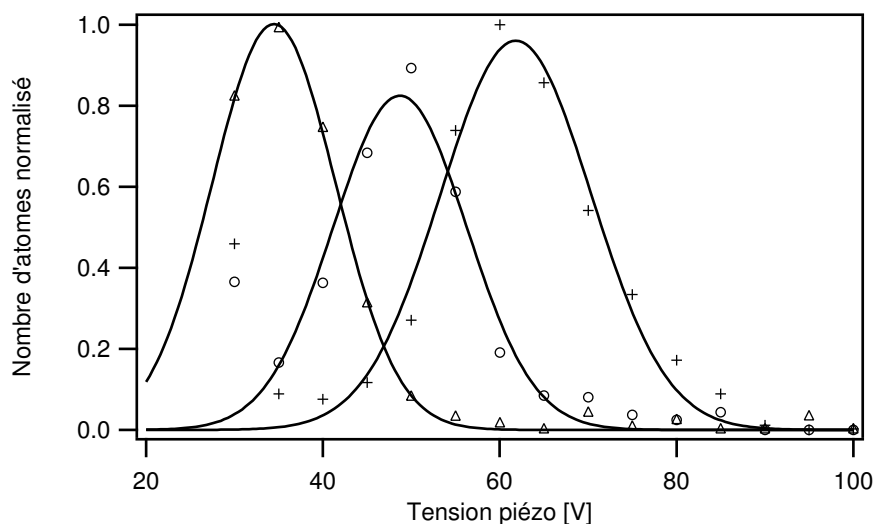


FIG. 7.26: Nombre d'atomes dans les trois pièges du haut (croix), milieu (ronds) et du bas (triangles).

7.6 Lentilles circulaires

Forts des résultats obtenus pour la lentille verticale, nous avons entrepris de piéger des atomes dans les lentilles circulaires : la lentille de focale $f = 500 \mu\text{m}$ et le réseau de lentilles $f = 300 \mu\text{m}$.

7.6.1 Lentille circulaire simple de $500 \mu\text{m}$

Cette structure est décrite au paragraphe 6.3.1. Comme pour les structures précédentes, nous avons fait varier la profondeur du piège. La Figure 7.27 donne trois images typiques pour des puissances laser différentes.

Pour les profondeurs de puits supérieures à 1 mK, nous observons des atomes piégés. Cependant, le gros volume dans lequel les atomes sont présents indique que ceux-ci sont capturés

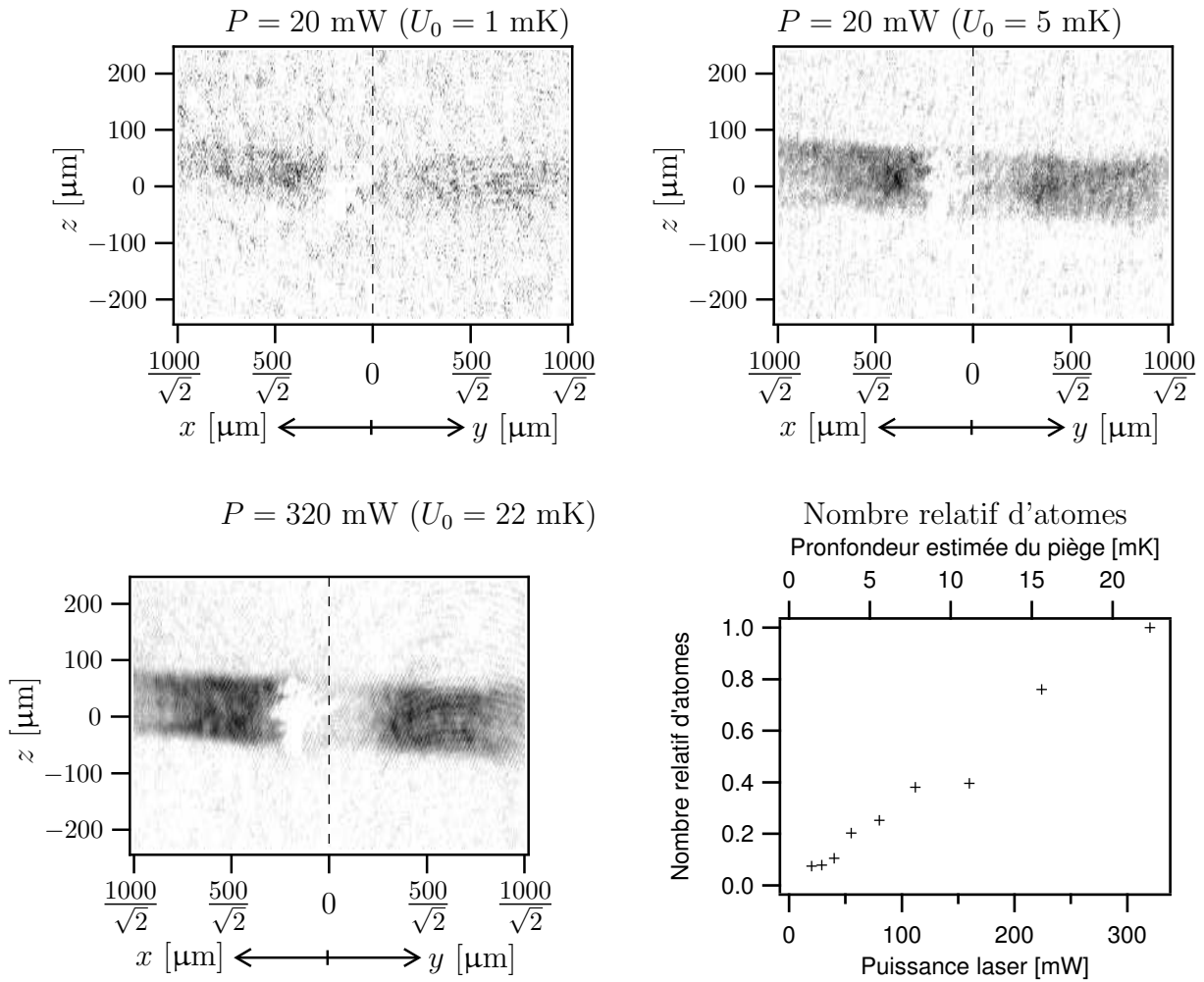


FIG. 7.27: Images des atomes capturés en fonction de la puissance du laser dipolaire, pour la lentille circulaire $f = 500 \mu\text{m}$. Le désaccord est de $0,4 \text{ nm}$ vers le rouge.

dans les ailes de la figure de diffraction. Ce point est en accord avec les importantes profondeurs de puits utilisées. Sur ces images, nous ne distinguons pas d’atomes piégés dans le pic central de focalisation. D’après les résultats précédents, ceux-ci sont probablement chassés par la pression de radiation (le désaccord est ici de 0,4 nm).

Nous n’avons présenté aucune image pour des profondeurs de puits inférieures à 1 mK. Pour ces valeurs, il n’y a plus d’atomes piégés dans les ailes de la figure de diffraction. Cependant, nous ne voyons pas non plus d’atomes dans le pic central. En étudiant la lentille cylindrique verticale $f = 500 \mu\text{m}$ (cf. § 7.4.3), nous avons pourtant trouvé que l’ordre de grandeur de l’absorption mesurée en l’absence du remplissage des ailes devrait être de l’ordre du pourcent. La dimension des pièges étant du même ordre selon la projection du laser d’imagerie, nous nous attendions donc à une absorption faible, mais mesurable en moyennant plusieurs images.

Cependant, la dimension du piège selon l’axe vertical (z) est de 100 μm pour la lentille verticale, et de 4 μm pour la lentille circulaire. Comme nous l’avons vu au paragraphe 2.4.6, l’imagerie des pièges dont la taille est plus petite que le rayon de la réponse percutielle du système d’imagerie (15 μm) réduit l’absorption mesurée. À la place du pourcent attendu, l’absorption mesurée doit donc être huit fois plus faible. Elle est alors inférieure au niveau de bruit de l’imagerie par absorption, raison suffisante pour ne pas voir d’atomes capturés dans le pic central. Pour y parvenir, il faudrait améliorer la résolution du système d’imagerie, et diminuer l’élargissement par pression de radiation en baissant l’intensité du laser d’imagerie. Nous n’avons pas eu le temps d’entreprendre ces modifications, le changement de système d’imagerie étant assez lourd.

7.6.2 Réseau de lentille 300 μm

Cette structure est décrite au paragraphe 6.3.2. Au vu des résultats obtenus pour la lentille circulaire précédente, nous nous attendions à ne pouvoir observer que des atomes capturés dans les ailes latérales de la figure de diffraction. Effectivement, la Figure 7.28 en bas à gauche montre que des atomes sont piégés dans l’ensemble du volume du piège, lorsqu’il est assez profond. Nous observons comme pour la lentille précédente une diminution du nombre total d’atomes piégés en baissant la profondeur du piège (Figure 7.28 en bas à droite).

Cependant, et contrairement à la lentille précédente, nous avons eu la surprise de capturer des atomes en utilisant un laser dipolaire désaccordé vers le bleu. Les quatre images du haut de la Figure 7.28 montrent les images d’absorption obtenues pour de tels pièges. En effet, dans le plan focal des lentilles, la lumière laser est principalement localisée sur les axes optiques des quatre lentilles. Au centre de la structure, l’intensité lumineuse est minimum. Les atomes sont alors capturés dans ce volume. Nous observons même que la combinaison de la gravité et de ce piège bleu permet de piéger des atomes au dessus de la structure (ces images sont prises 30 ms après la coupure du PMOM, et tous les atomes non piégés sont sortis du champ de la caméra).

Ces résultats sont prometteurs. Dans le travail présenté dans ce mémoire, nous nous sommes consacrés au dessin de structures destinées à utiliser des pièges rouges : les atomes sont piégés au maximum d’intensité. Nous pouvons cependant envisager de concevoir des structures pour lesquelles la zone de piégeage correspond à des interférences *destructives*, et donc un minimum d’intensité. Les atomes seraient alors capturés dans une région “noire”, intéressante pour une utilisation où de longues durées de vie sont cruciales.

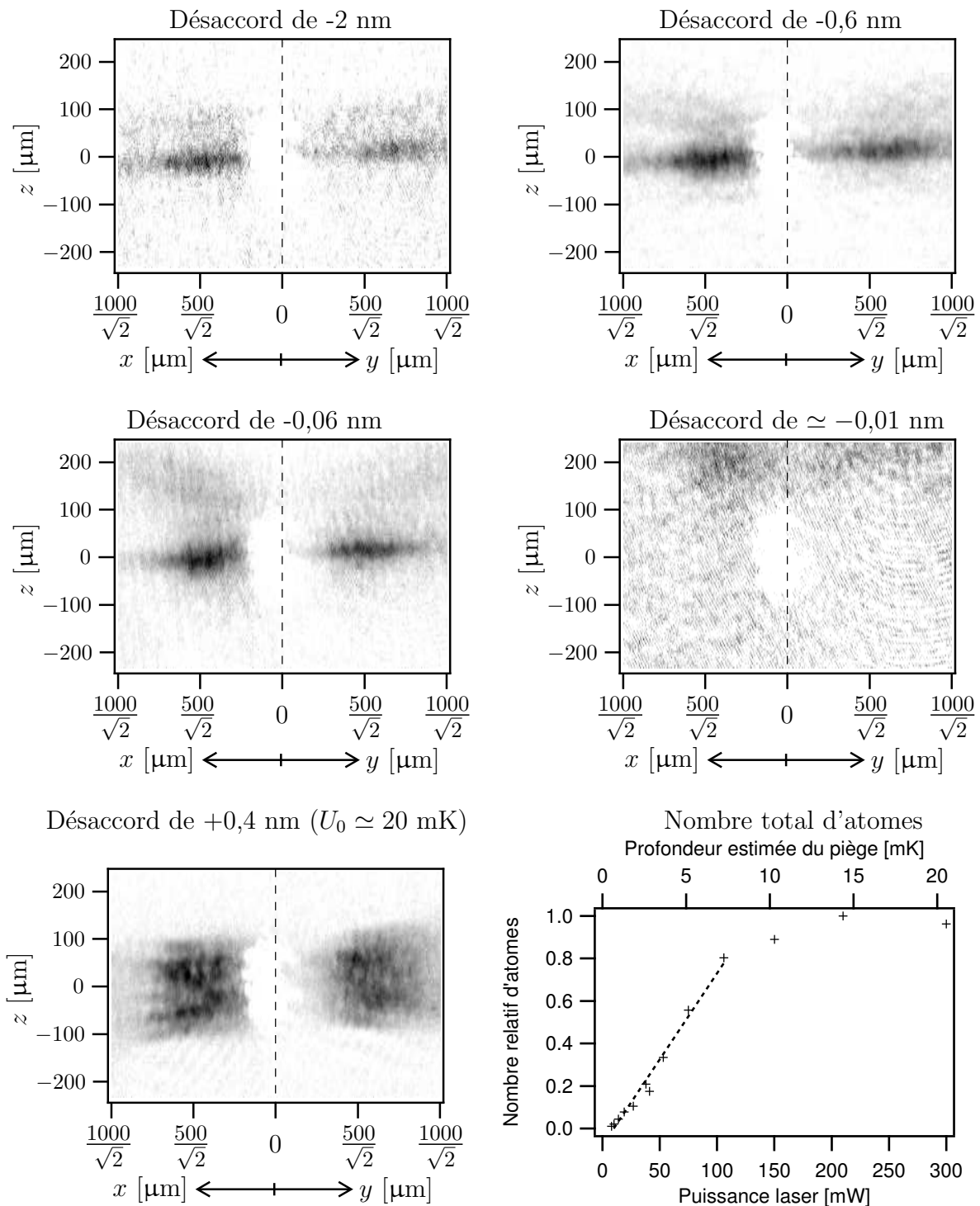


FIG. 7.28: Variation du désaccord pour le réseau de lentilles circulaires. Les désaccords sont indiqués au dessus de chaque image. [en bas à droite] : Nombre total d'atomes capturés pour un désaccord de 0,4 nm vers le rouge.

Les structures que nous avons présentées sont des lentilles conventionnelles de Fresnel de type cylindrique ou circulaire. Au chapitre 6, nous avons montré une structure plus élaborée, que nous allons maintenant détailler.

7.7 Lentille à focale variable

Cette structure est décrite au paragraphe 6.3.3. Comme pour les autres lentilles, le laser dipolaire éclaire la totalité de la structure (son diamètre en $1/e^2$ est de $400\ \mu\text{m}$). Cependant, cette structure ne présente plus qu'une symétrie d'ordre 2, celle des lentilles cylindriques étant d'ordre 4. La procédure qui consiste à optimiser la puissance laser collectée par les caméras de contrôle pour s'assurer du centrage du laser dipolaire sur la structure n'est plus correcte selon l'axe v . Faute de mieux, nous avons alors réglé l'orientation du miroir M_1 (cf. Figure 7.6) dans cette direction en regardant directement les images d'absorption des atomes piégés dans la structure.

Les images obtenues en faisant varier la puissance du laser dipolaire sont présentées sur la Figure 7.29. À gauche de cette figure, le piège dipolaire est chargé à partir d'un PMOM situé à $240\ \mu\text{m}$ du miroir. On distingue des atomes piégés dans la zone de transfert, le long de la ligne focale, entre 100 et $500\ \mu\text{m}$ de la surface. Par contre, on ne voit pas d'atomes dans la zone à focale constante $f = 100\ \mu\text{m}$. La caméra est saturée tout près de cette région à cause du laser dipolaire, et il est donc difficile de conclure. Nous observons de plus que les atomes ne sont pas seulement capturés le long de la ligne focale, mais aussi de façon moins marquée dans l'ensemble de la figure de diffraction. Cela correspond au fait que le contraste de la focalisation est de l'ordre de $60\ \%$ (cf. Figure 6.28 (b)). Pour ne capturer des atomes que dans la zone focale, il faudrait baisser la profondeur des puits en dessous de $100\ \mu\text{K}$. Le volume de capture du piège est alors trop faible pour nous permettre de les imager.

La partie droite de la Figure 7.29 présente les résultats lorsque le PMOM est situé à $460\ \mu\text{m}$ de la surface. Il s'agit donc du régime pour lequel nous avons prévu de faire travailler cette lentille : la zone de chargement du paragraphe 6.3.3. Il s'avère cependant que le chargement du piège dipolaire ne fonctionne pas comme nous l'espérions, et que les atomes sont en réalité principalement chargés dans les pics secondaires de la figure de diffraction. Il faudra donc améliorer le dessin de la lentille pour supprimer ce piégeage non-désiré.

Dans ces conditions, nous n'avons pas poussé plus en avant les tentatives de transfert d'atomes vers la surface. Le principe de cette structure reste cependant intéressant : aller chercher les atomes loin de la surface, dans la région où nous savons les produire en masse, et les amener à proximité de la surface où les lois d'échelles sont en notre faveur. Nous reviendrons dans le chapitre suivant sur cette lentille, pour détailler des améliorations possibles.

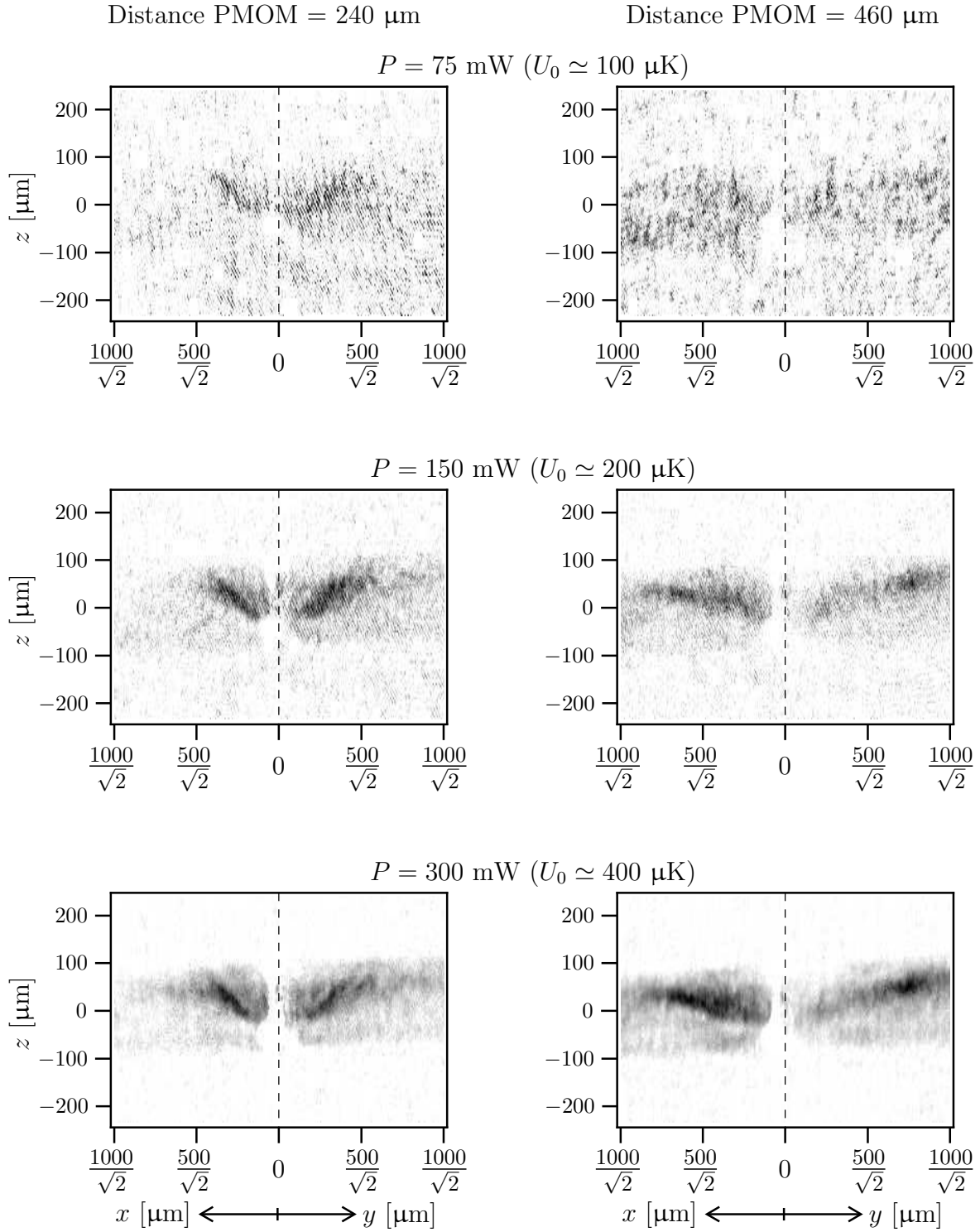


FIG. 7.29: Variation de la puissance laser pour la lentille à focale variable. Les images de gauche et de droite correspondent à un piège dipolaire chargé à partir d'un PMOM dont le barycentre est respectivement à 240 μm et à 460 μm du miroir. La profondeur du piège U_0 donnée correspond à la focalisation en $f = 200 \mu\text{m}$ (le désaccord est de 0,4 nm vers le rouge).

7.8 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre la capture des atomes dans les pièges dipolaires formés par les micro-structures gravées sur un miroir. Nous avons montré la possibilité de piégeage par des lentilles simples cylindriques, ainsi qu'avec des réseaux de lentilles cylindriques. En jouant sur l'angle d'incidence du laser dipolaire, nous avons montré la possibilité d'éclairer successivement chacune des lentilles d'un réseau. Cette preuve de principe ouvre la voie à d'autres expériences d'adressage des pièges.

Les résultats obtenus pour les lentilles circulaires, simples ou en réseaux, sont peu concluants. Nous sommes en effet limités par notre système d'imagerie pour leur caractérisation.

Enfin, nous avons montré qu'il était possible de piéger des atomes avec la focale variable. Malheureusement, cette première géométrie que nous avons testée présente des maxima secondaires d'intensité trop importants. Il est nécessaire de repenser cette structure pour l'utiliser efficacement.

L'ensemble de tous ces résultats nous permet d'envisager maintenant quelques pistes de développement futur de cette expérience.

Chapitre 8

Perspectives

Nous avons présenté dans ce mémoire le dessin, la caractérisation, et l'utilisation de différentes structures micro-métriques.

Dans ce chapitre, nous allons dégager des perspectives qui nous semblent intéressantes à explorer pour l'utilisation de ces micro-structures. Nous allons tout d'abord présenter une étude du rôle de la longueur focale des lentilles utilisées sur les caractéristiques des pièges formés. Nous détaillerons ensuite des améliorations possibles de la lentille à focale variable. Nous finirons ce chapitre par quelques développements plus spéculatifs.

8.1 Lois d'échelles

Nous avons discuté au paragraphe 6.1.4 de l'influence du nombre de fentes latérales pour une lentille de focale 500 μm . Les simulations permettent également d'étudier le rôle de la longueur focale de la lentille utilisée. Les lentilles dont il est question dans cette section sont cylindriques. Nous avons simulé des longueurs focales allant de 10 à 1000 μm . Pour chacune d'entre elles, le nombre de fentes latérales varie de 2×1 à 2×10 . Notons que pour la lentille de focale 10 μm , la dixième fente latérale n'a plus qu'une largeur d'environ 500 nm. Dans ce cas, les résultats obtenus sont plus qualitatifs étant donné la simplicité du modèle employé (cf. § 4.2). Nous allons voir le rôle de ces paramètres sur la profondeur et le volume des pièges obtenus.

8.1.1 Profondeur

Intéressons-nous tout d'abord à la profondeur du piège, en éclairant toutes les structures avec la même intensité incidente (Figure 8.1). Les paramètres d'éclairage sont les mêmes que ceux du paragraphe 6.4 : 200 mW pour un diamètre en $1/e^2$ de 400 μm , et un désaccord de 2 nm vers le rouge.

Nous constatons que la profondeur du piège dépend assez peu de la longueur focale. Ceci est particulièrement vrai pour les longueurs focales supérieures à 50 μm . Même dans le cas extrême, la division de la longueur focale d'un facteur 100 ne réduit la profondeur de puits que de 30 %. Nous avons déjà mentionné cette relative indépendance. C'est elle qui nous a poussé à introduire une fraction ouverte pour la lentille à focale variable du paragraphe 6.3.3.

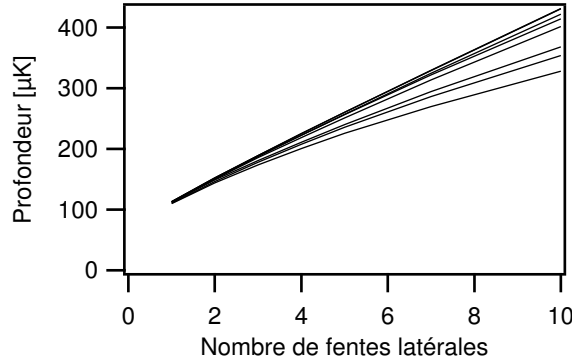


FIG. 8.1: Profondeur de puits pour des longueurs focales (de bas en haut) de 10, 15, 20, 50, 100, 200, 500, et 1000 μm . Les deux dernières se recouvrent et ne sont pas distinguables. L'intensité incidente est la même pour toutes les structures.

Toutefois, à nombre de fentes latérales constant $2 \times N$, la taille L de la structure diminue avec la focale f . Son expression est en effet :

$$L = 2\lambda \sqrt{\left(N + \frac{1}{2}\right) \left(N + \frac{1}{2} + 2\frac{f}{\lambda}\right)} \quad (8.1)$$

qui varie globalement comme la racine carrée de la focale pour un nombre de fentes faible devant f/λ .

Expérimentalement, nous ajustons le diamètre du laser incident à la taille de la structure. Nous travaillons donc à puissance constante plutôt qu'à intensité constante, et l'intensité d'éclairement varie alors en P/\sqrt{f} . Étant donné la faible dépendance de la profondeur du puits avec la longueur focale à intensité incidente constante, la profondeur des puits est donc proportionnelle à $1/\sqrt{f}$ au premier ordre. La Figure 8.2 donne les profondeurs de puits pour une puissance totale incidente de 200 mW et un désaccord de 2 nm. Le diamètre du faisceau est constant (400 μm) selon l'axe des fentes, et égal à quatre fois la taille de la structure selon l'axe orthogonal. En conséquence, à taille de structure donnée, les paramètres d'éclairement laser sont les mêmes. Cela correspond à se déplacer le long d'une droite verticale sur la Figure 8.2 [gauche]. Nous constatons sur ce graphique que les courtes focales permettent d'obtenir des puits plus profonds. Ou, de façon équivalente, pour obtenir un piège de profondeur donnée, l'utilisation de faibles longueurs focales nécessite une puissance laser moindre ou permet un désaccord plus important.

À focale donnée nous constatons, comme au paragraphe 6.1.4, que l'augmentation du nombre de fentes latérales permet d'approfondir le piège dipolaire. Toutefois, plus la focale diminue, plus cette amélioration est limitée. En effet, dans le régime des courtes focales ($f/\lambda \ll N$), l'équation (8.1) donne une taille des lentilles variant comme N (et non plus en \sqrt{N} pour les lentilles des chapitres précédents).

Les résultats se présentent de façon plus synthétique si l'on introduit l'ouverture numérique ON de la lentille définie par :

$$ON = \sin\left(\text{atan}\left(\frac{L}{2f}\right)\right) \quad (8.2)$$

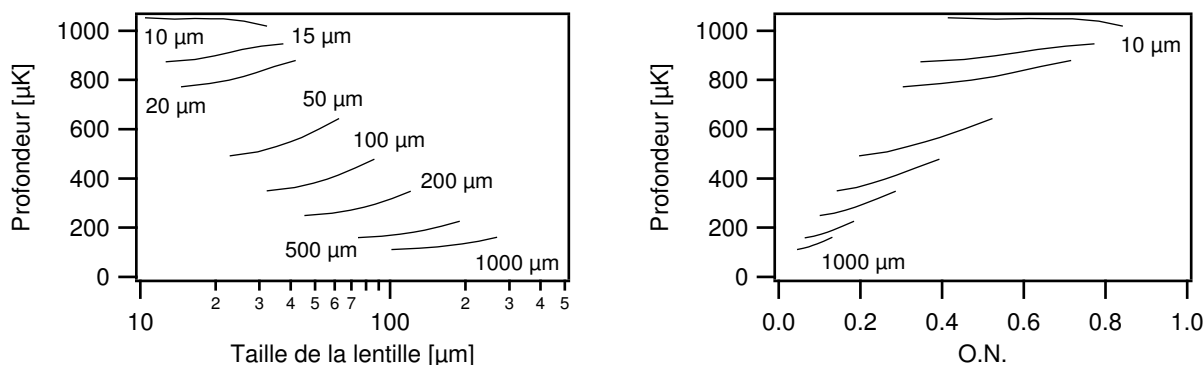


FIG. 8.2: Profondeur de puits en faisant varier la longueur focale et le désaccord, à puissance incidente constante. [gauche] : en fonction de la taille de la lentille. [droite] : en fonction de l'ouverture numérique de la lentille.

On obtient alors la Figure 8.2 [droite].

Des données de cette figure, nous extrayons la loi empirique donnant la profondeur du piège à puissance incidente constante :

$$U \simeq \frac{U_0}{\sqrt{\frac{f}{f_0}}} + U_1 \left(\frac{f}{f_0} \right)^{2/3} ON^2 \quad (8.3)$$

avec $f_0 = 20 \mu\text{m}$, $U_0 = 740 \mu\text{K}$ et $U_1 = 270 \mu\text{K}$ pour un diamètre de faisceau quatre fois plus important que la largeur de la structure et un couple (puissance, désaccord) de (200 mW, 2 nm). Cette loi empirique donne les profondeurs de puits simulées à 5 % près, sauf pour la lentille de focale $10 \mu\text{m}$, pour laquelle l'erreur atteint 15 %. Rappelons que pour cette lentille, la simulation numérique est elle-même sujette à caution.

Le deuxième terme de l'équation (8.3) correspond à la légère dépendance de la profondeur du piège avec l'ouverture numérique de la Figure 8.2 [droite]. Au premier ordre, la profondeur du piège varie donc en $1/\sqrt{f}$. Pour des lentilles circulaires, on obtiendrait une profondeur de puits variant en $1/f$, car le diamètre du faisceau incident est réduit selon deux dimensions. Cette loi d'échelle est comparable au piégeage magnétique pour lequel le champ croît comme l'inverse de la distance caractéristique d .

Naturellement, les paramètres géométriques influent aussi sur les dimensions du piège obtenu.

8.1.2 Dimensions du piège

La Figure 8.3 donne les dimensions des pièges pour les lentilles simulées dans le paragraphe précédent. Les résultats de toutes les longueurs focales et nombres de fentes latérales sont représentées sur ces courbes. Nous observons que la dimension du piège ne dépend que de l'ouverture numérique de la lentille. Ces résultats concordent avec ceux de l'optique gaussienne classique. Nous sommes en effet limités dans les deux cas par la diffraction.

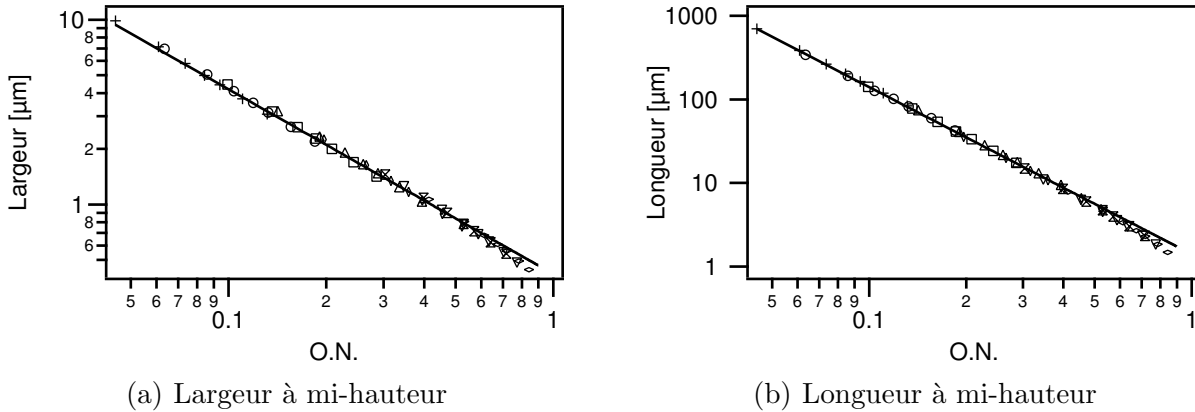


FIG. 8.3: Dimensions des pièges dipolaires en fonction de l'ouverture numérique de la lentille.

Nous en dégageons alors les expressions suivantes de la largeur transverse l_u et la longueur l_w du piège dans la direction orthogonale à la surface. Rappelons que la dimension du piège selon l'axe des fentes v est celle de la structure, soit $l_v = 100$ à $200 \mu\text{m}$ dans les exemples précédents.

$$l_u = \frac{0,42 \mu\text{m}}{ON} \quad (8.4a)$$

$$l_w = \frac{1,4 \mu\text{m}}{ON^2} \quad (8.4b)$$

En conséquence, le volume du piège des lentilles cylindriques varie comme le cube de l'ouverture numérique. En assimilant l'ouverture numérique à $L/2f$, on trouve que l_u est proportionnel à f et l_w à f^2 . Ainsi, les forces optiques, proportionnelles au gradient de l'intensité, varient en $U/l_u \propto f^{-3/2}$ et $U/l_w \propto f^{-5/2}$. De même, les fréquences d'oscillations, proportionnelles à la racine de la courbure du potentiel, varient respectivement en $f^{-5/4}$ et $f^{-9/4}$. Concernant les lentilles circulaires, on obtient respectivement f^{-2} et f^{-3} pour les forces et $f^{-3/2}$ et $f^{-5/2}$ pour les fréquences d'oscillations. Pour le piégeage magnétique, la force, proportionnelle au gradient du champ, varie en d^{-2} . Les fréquences d'oscillations dépendent d'un champ magnétique constant supplémentaire, qui rend la courbure ajustable [30]. On ne peut plus vraiment faire alors de comparaison directe entre les deux méthodes de piégeage.

En conclusion, l'utilisation de courtes focales permet d'obtenir, à puissance laser constante et même à ouverture numérique donnée, des pièges plus profonds et plus confinants.

Ces lois d'échelles montrent l'intérêt de travailler à proximité de la surface, tout comme pour le piégeage magnétique. Cependant, nous avons vu que le PMOM ne nous permettait pas de disposer d'atomes à moins de $100 \mu\text{m}$ de la surface. Il est donc intéressant de disposer d'une "fonction" nous permettant d'approcher les atomes de plusieurs centaines à quelques dizaines de microns de la surface. Une distance de travail à la surface comprise entre $10 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$ semble un bon compromis, pour éviter les perturbations dues à la surface [56]. Le premier essai sur la lentille variable ayant soulevé quelques problèmes, nous proposons ici des moyens de les contourner.

8.2 Lentille à focale variable

Nous avons vu lors de la caractérisation de la lentille variable que la zone de piégeage servant au transfert des atomes était relativement mal délimitée. En effet, la figure de diffraction présente des pics secondaires d'intensité presque aussi importants que le long de la ligne focale (cf. § 6.3.3). De plus, le contraste du piège n'est que de l'ordre de 60 %. Pour ces raisons, les atomes ne sont pas seulement piégés dans la zone d'intérêt, mais également un peu partout ailleurs.

Une approche différente de celle utilisée pour la première version peut nous permettre de contourner ces inconvénients.

8.2.1 Amélioration du dessin

Dans la première version de la lentille à focale variable, nous avons choisi d'introduire une fraction ouverte dépendant de la focale, pour que les atomes soient attirés à proximité de la surface. Le nombre de fentes latérales était quant à lui constant. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la profondeur du piège augmente avec le nombre de fentes. Plutôt que de diminuer la fraction ouverte en augmentant la focale, il est alors possible d'augmenter le nombre de fentes latérales. Nous conservons ainsi l'approfondissement du piège aux abords du miroir.

Cette approche différente est même plus en accord avec la fonction de cette lentille. En effet, dans la zone de chargement (grande focale), le nombre de fentes latérales est faible. Le volume du piège est donc important, ainsi que le nombre d'atomes capturés. Puis, en se déplaçant le long de la lentille, la focale diminue *et* le nombre de fentes latérales augmente. Le volume du piège en est doublement diminué, permettant l'augmentation de la densité atomique. De plus, le contraste de la figure de diffraction augmente, pour une ligne focale mieux définie.

Ce raisonnement nous conduit à la lentille représentée sur la Figure 8.4 (a). Pour simplifier, nous ne simulons ici que la partie variable de la lentille, qui sert au transfert des atomes. Pour celle-ci, les focales minimale et maximale sont respectivement de 100 μm et 500 μm . La figure de diffraction de cette lentille dans un plan parallèle à la surface distant de 300 μm du miroir est donnée sur la Figure 8.4 (b). Pour comparaison, la Figure 8.4 (c) donne l'intensité diffractée par la lentille à focale variable avec 2×2 fentes latérales et une fraction ouverte dépendant de la focale. Il s'agit de la même lentille que celle du paragraphe 6.3.3, mais sans le plateau de focale constante.

Nous observons que cette approche différente dans la conception de la lentille à focale variable permet de focaliser une part plus importante du faisceau dipolaire : à intensité incidente égale, le puits de la Figure 8.4 (b) est 3,5 fois plus profond que celui de la Figure 8.4 (c). De plus, le contraste dans le plan ($u, v, w = 300 \mu\text{m}$) passe de 60 % à 85 %.

La tâche focale reste toutefois mal définie. Cela est dû à la variation rapide de la focale selon v : $df/dv = 2 \mu\text{m}/\mu\text{m}$. En effet, pour une variation plus lente, la focalisation est bien meilleure. La Figure 8.5 montre les résultats pour une lentille à focale variable 100 – 200 μm , de même hauteur que la précédente ($df/dv = 0,5 \mu\text{m}/\mu\text{m}$). Nous observons d'une part que la profondeur du puits est deux fois plus importante pour la lentille dont la focale varie lentement, et d'autre part que la zone focale est mieux localisée (cf. Figure 8.5 (b)).

Enfin, nous constatons, comme pour la première tentative que nous avons faite, que la

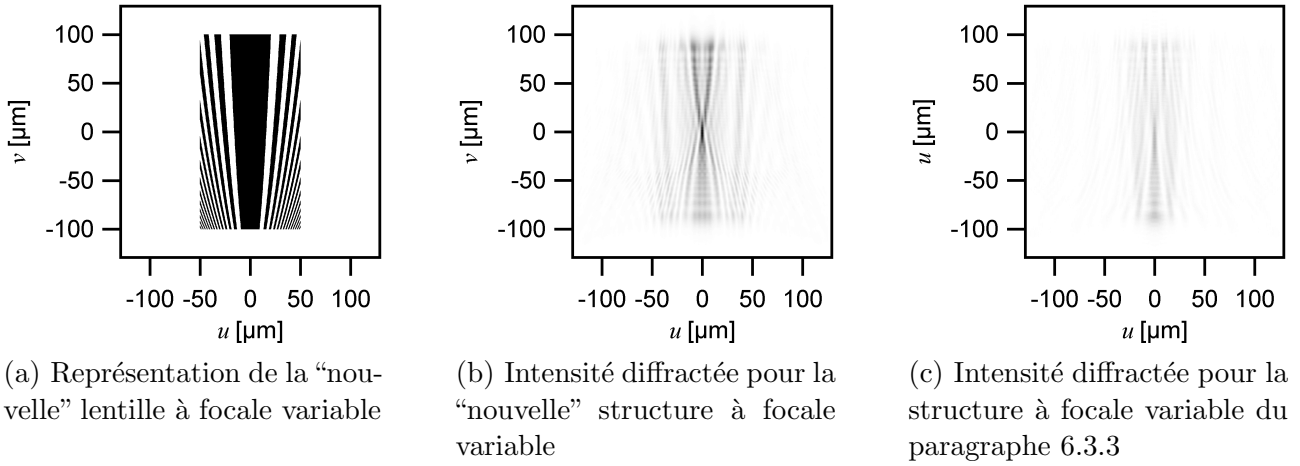


FIG. 8.4: Lentille à focale variable 100 – 500 μm . (a) Représentation de la lentille à focale variable pour laquelle le nombre de fentes latérales augmente lorsque la focale diminue. (b) Intensité diffractée dans un plan parallèle à la surface, et distant de $w_0 = 300 \mu\text{m}$, par la structure (a). (c) Intensité diffractée à 300 μm de la surface pour la lentille à focale variable de 2×2 fentes latérales, dont la fraction ouverte varie. Il s’agit de la même lentille qu’au paragraphe 6.3.3, sans plateau de focale constante. L’échelle de gris est la même pour les images (b) et (c).

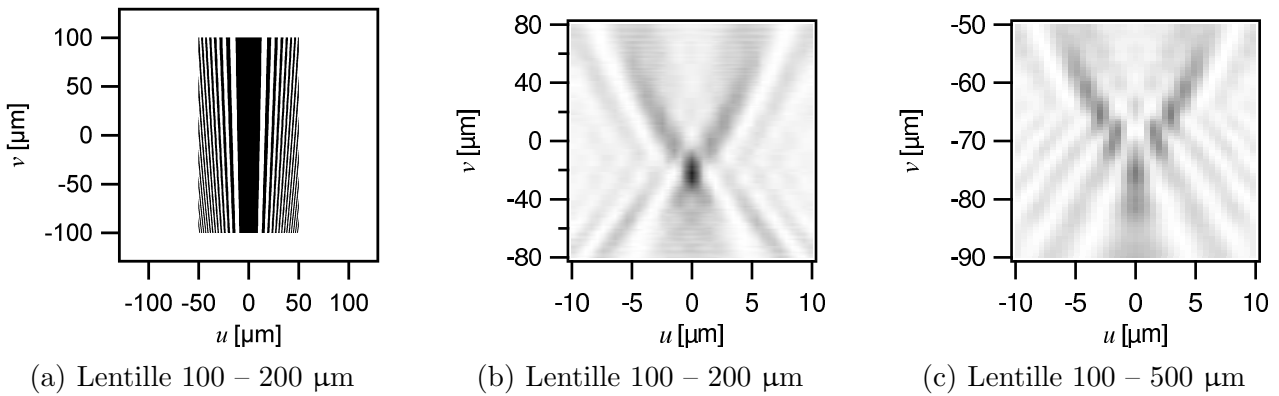


FIG. 8.5: Lentille à focale variable 100 – 200 μm . (a) Représentation de la lentille. (b) Intensité diffractée dans le plan $(u, v, w = 140 \mu\text{m})$. (c) Pour comparaison, intensité diffractée dans le même plan que (b) pour la lentille à focale variable 100 – 500 μm . L’échelle de gris est la même que celle de (b).

taille finie de la structure selon v induit une modulation importante de l'intensité au voisinage des bords de l'ombre de la structure (cf. Figure 8.6 [gauche]). Il est possible de limiter ces phénomènes de bords en procédant à une apodisation.

8.2.2 Apodisation

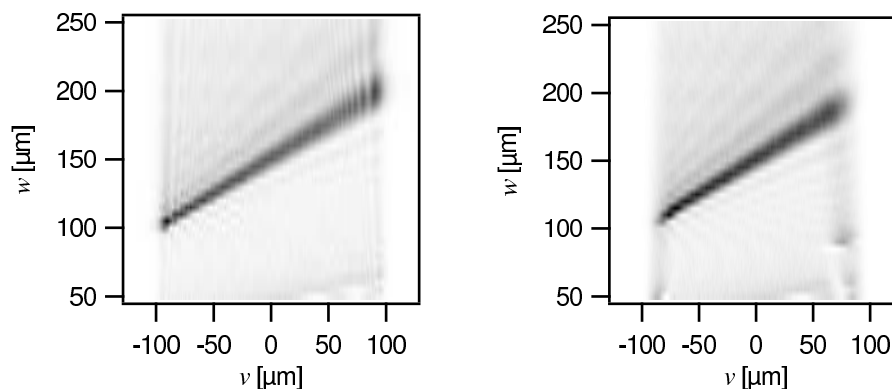


FIG. 8.6: Intensité dans le plan ($u = 0, v, w$) pour la lentille à focale variable de 100 à 200 µm. [gauche] : lentille normale. [droite] : lentille apodisée.

Le but de l'apodisation est d'éliminer le bord net de la structure, par exemple en diminuant progressivement la largeur des fentes. Pour cela, nous utilisons à nouveau la fraction ouverte η . Pour que la fente centrale reste centrée en $u = 0$, nous adoptons une formule légèrement différente de l'expression (4.4) :

$$\sqrt{f^2 + u^2} - f < \eta \frac{\lambda}{2} \quad \text{modulo } \lambda \quad (8.5)$$

En transformant la lentille précédente pour l'apodiser à ses deux extrémités, nous obtenons alors la structure de la Figure 8.7. L'intensité diffractée dans le plan de symétrie orthogonal à cette structure ($u = 0, v, w$) est donnée sur la Figure 8.6 [droite].

Les coupes présentées sur la Figure 8.7 [droite] montrent l'amélioration obtenue. L'apodisation n'est pas spécifique aux lentilles à focales variables, et peut également être mise en place pour tout type de structure.

En tenant compte des différentes modifications proposées pour la lentille à focale variable, nous pouvons alors dessiner une nouvelle version de la lentille à focale variable, comme celle de la Figure 8.8. Celle-ci pourrait permettre de déplacer les atomes sur de longues distances, à l'image des travaux de [41, 57, 35]. Dans le cadre de l'intégration de "fonctions" sur une puce atomique, la zone d'utilisation, à l'extrémité des courtes focales de la lentille, pourrait comporter des fonctions variées. Par exemple, une zone de stockage (lentille de focale constante ou piège magnétique[58]), de détection (lentille d'imagerie [25], cavité [59, 60]), ou de manipulation [39, 61, 44].

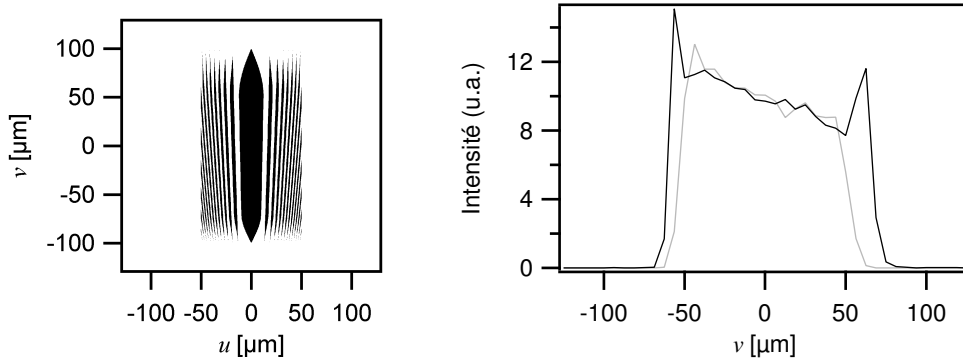


FIG. 8.7: Lentille à focale variable de 100 à 200 μm apodisée. [gauche] : représentation. [droite] : intensité le long de la ligne focale pour cette lentille (gris) et pour la lentille non-apodisée (noir).

8.2.3 Proposition de lentille à focale variable

La Figure 8.8 donne un exemple d'une focale variable allant de 20 à 1000 μm , apodisée. Nous avons adoptée ici une longueur totale de la lentille de 2 mm, mais celle-ci peut être choisie différemment selon l'utilisation désirée. Dans la zone de chargement ($v \simeq 1000$ μm), la section du piège a pour dimension 10×1000 μm . À l'autre extrémité de la lentille ($v \simeq -1000$ μm), elle est de l'ordre de $0,5 \times 2$ μm . Une telle lentille peut alors servir à augmenter la densité d'atomes capturés, grâce à cette compression de 4 ordres de grandeur.

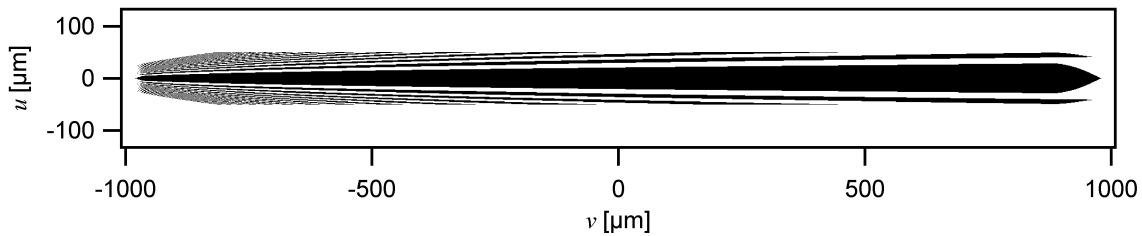


FIG. 8.8: Lentille à focale variable (20 – 1000 μm) apodisée.

Nous envisageons deux voies d'utilisation pour de telles structures. La première est destinée aux applications séquentielles, comme notre expérience actuelle. Le laser dipolaire, focalisé sur 100×100 μm^2 , éclaire initialement la zone de chargement de la structure de la Figure 8.8. Une fois le PMOM éteint, le laser dipolaire est progressivement déplacé de $v = 1000$ μm vers $v = -1000$ μm , c'est à dire vers la zone de courte focale. Les atomes sont ainsi amenés à proximité de la surface, vers la zone d'utilisation. Ce déplacement du faisceau laser peut se faire par exemple avec une céramique piézo-électrique, comme nous l'avons fait pour l'adressage des réseaux de pièges (cf. § 7.5.2).

De façon plus spéculative, une deuxième voie pourrait être également appliquée aux expériences continues. La source d'atome serait alors un jet d'atomes froids, fourni par exemple par un PMO pyramidal [8, 62, 63, 64, 65]. Cette fois, l'ensemble de la structure est éclairé par un laser de forme elliptique. Le jet se dirige dans la direction $v < 0$, et est guidé dans le piège

dipolaire, jusqu'à atteindre la zone d'utilisation.

Cependant, il est nécessaire d'ajouter un processus dissipatif si l'on souhaite augmenter la densité dans l'espace des phases. La mise en oeuvre reste à étudier, pour pouvoir intégrer la lentille à focale variable dans des projets plus complexes, comme par exemple les laser à atomes, domaine en plein essor actuellement [66, 67, 68].

8.2.4 Lentille de phase

Pour améliorer encore le contraste de la figure de diffraction de la lentille, on peut envisager d'utiliser des lentilles de phase. Concernant les structures présentées dans ce mémoire, nous avons choisi d'éliminer dans le front de l'onde incidente du laser dipolaire les zones de Fresnel qui vont interférer destructivement en un point (cf. § 4.1). Nous aboutissons ainsi à des structures dont la transmission vaut 0 ou 1 selon la zone de cette lentille en amplitude. Une alternative est l'emploi de lentilles de phase, qui permettent la conservation de toute la puissance laser. En chaque point de la structure, on supprime une épaisseur de verre, de façon à ce que toutes les ondes arrivant au point focal aient la même phase, modulo 2π . On obtient alors une lentille dont le profil est typiquement celui donné sur la Figure 8.9. On pourra par exemple consulter [69] pour d'avantage de détails. Ce type de structure peut être utilisé pour la lentille à focale variable. La Figure 8.10 donne l'intensité dans le plan ($u, v, w = 300 \mu\text{m}$) obtenue avec une lentille de phase à focale variable, comparée aux résultats déjà présentés Figure 8.4.

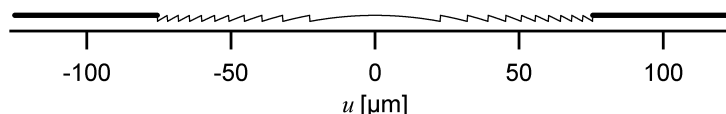


FIG. 8.9: Lentille de phase de Fresnel de longueur focale $300 \mu\text{m}$. Les traits noirs épais représentent la zone du miroir pour laquelle on a laissé la couche métallique.

À intensité incidente égale, la profondeur du puits créé par cette lentille est 6 fois plus importante que celle obtenue par la lentille à focale variable en amplitude de la Figure 8.4 (a). Elle permet de plus d'obtenir des pièges mieux définis, presque exempts de faisceaux parasites donnant naissance aux pièges secondaires. Par contre la difficulté technologique pour les réaliser est sans doute plus importante.

Nous avons détaillé certaines améliorations possibles pour la lentille à focale variable. L'adressage des pièges en réseau nous semble être une autre série d'expériences particulièrement intéressantes. Là encore, nous pouvons proposer quelques possibilités plus avancées.

8.3 Réseaux de lentilles

Adressage magnétique des puits

Nous avons montré la possibilité d'éclairer un unique piège d'un réseau par l'utilisation d'un laser dipolaire se déplaçant sur la surface de la structure. Cette approche présente l'inconvénient de ne pouvoir "allumer" qu'un seul piège à la fois.

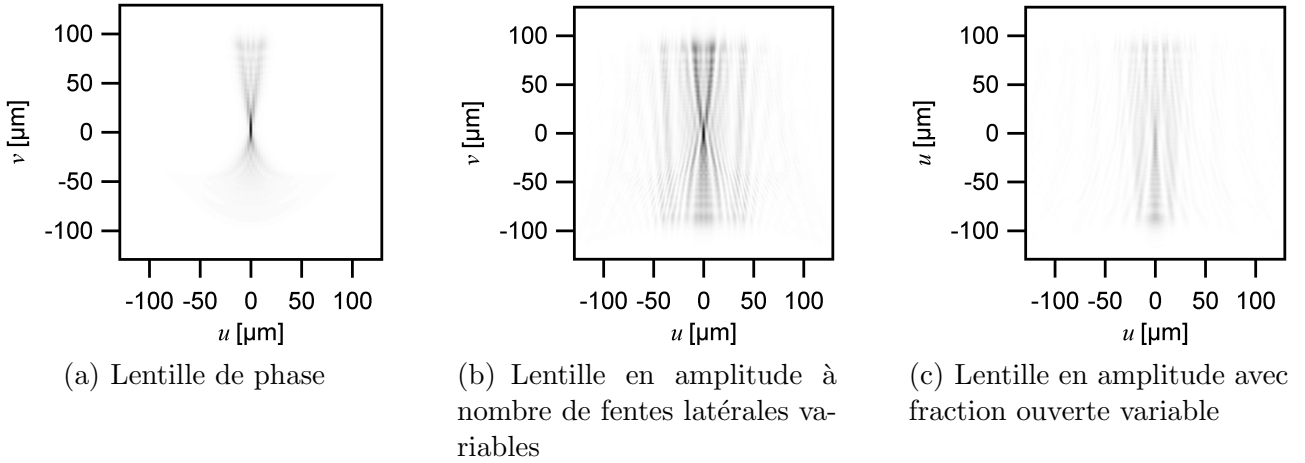


FIG. 8.10: (a) Intensité diffractée par la lentille de phase à focale variable. (b) et (c) sont les mêmes figures que 8.4 (b) et (c), données pour comparaison. Toutes ces figures sont les intensités diffractées dans le plan ($u, v, w = 300 \mu\text{m}$). L'échelle de gris est différente pour (a) et pour (b) et (c).

L'utilisation des champs optiques pour piéger les atomes laisse la variable magnétique libre. Une alternative pour adresser les atomes peut alors être d'entourer chacun des pièges du réseau d'une spire conductrice (cf. Figure 8.11). Parcourues par un courant, elles permettent de créer un champ magnétique local qui déplace les fréquences de résonance des atomes par effet Zeeman. La densité de courant maximale admissible est de l'ordre de 10^{11} A.m^{-2} [30]. Une piste de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ permet ainsi le passage de courant de l'ordre de 100 mA. L'utilisation d'un réseau de lentilles de longueur focale $10 \mu\text{m}$ et de pas $40 \mu\text{m}$, pour un diamètre des spires de $20 \mu\text{m}$, donne un champ magnétique typique de 7 G dans le piège concerné, soit un décalage Zeeman de $\pm 2 \Gamma$. On pourra ainsi par exemple moduler une superposition d'états hyperfins du fondamental par une impulsion Raman. Le champ créé dans les pièges voisins est négligeable ($\leq 1 \%$).

Les réseaux décrits jusqu'à présent servent à former un seul piège par lentille. Toutefois, en modifiant l'éclairage des structures, il est aussi possible de créer plusieurs pièges par lentille.

Réseaux de double pièges

Des double pièges peuvent par exemple être obtenus en éclairant les structures avec deux ondes laser dont l'angle d'incidence sur le substrat est différent [70]. La Figure 8.12 donne l'intensité diffractée par une lentille de phase de focale $50 \mu\text{m}$, éclairée par deux faisceaux de polarisations orthogonales et formant un petit angle entre eux (7°). Sur cet exemple, nous voyons que nous avons toute liberté non seulement pour dessiner la structure diffractante, mais également pour son éclairage. On peut imaginer ici un éclairage dynamique : en faisant varier l'angle des deux faisceaux incidents, on passe d'un simple puits à un double puits et réciproquement. C'est une méthode alternative à l'emploi de modulateurs de phase pour obtenir des réseaux de double puits, comme suggéré dans [71].

Les structures présentées jusqu'ici ont été dessinées pour focaliser le faisceau dans une certaine région de l'espace. Le laser dipolaire est désaccordé vers le rouge et les atomes sont

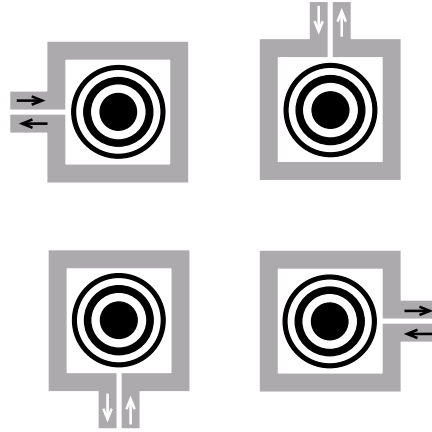


FIG. 8.11: Schéma de principe d'un adressage par piste magnétique. Dans les pistes (en gris) passe un courant dans le sens horaire (flèches noires) ou anti-horaire (flèches blanches). Selon le sens de courant, la période des oscillations de Rabi des atomes piégés varie. Il est alors possible de contrôler individuellement l'état fondamental dans lequel se trouvent les atomes capturés.

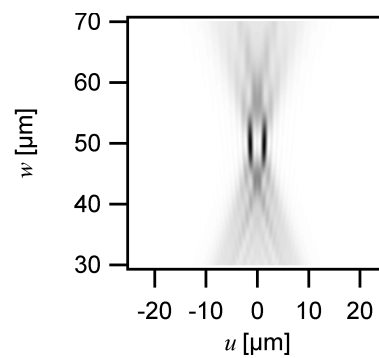


FIG. 8.12: Exemple d'un double piège réalisé avec une lentille de phase de focale $50 \mu\text{m}$. Celle-ci est éclairée par deux faisceaux formant un petit angle entre eux (7°) et de polarisations orthogonales.

piégés dans cette région qui correspond à un maximum local de l'intensité. L'approche inverse est aussi envisageable.

8.4 Pièges bleus

En effet, comme nous l'avons observé pour les réseaux de lentilles circulaires (cf. § 7.6.2), il est également possible de piéger des atomes dans les minima d'intensité, en utilisant des désaccords vers le bleu. Ceci peut s'avérer intéressant pour obtenir des durées de vie importantes. L'intérêt de tels pièges pour les mesures de spectroscopie a été souligné par exemple dans [72]. Après quelques tests préliminaires, nous avons convergé vers une première géométrie présentée sur la Figure 8.13. Il s'agit de deux demi-lentilles cylindriques de focale $500 \mu\text{m}$, écartées de $12 \mu\text{m}$.

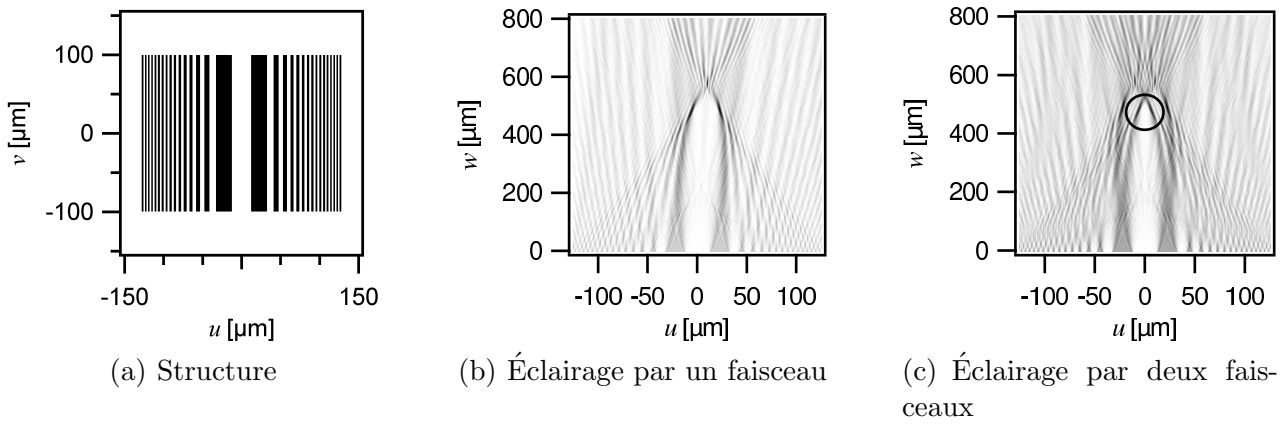


FIG. 8.13: Exemple de structure pour un piégeage désaccordé vers le bleu.
 (c) Le cercle désigne la zone de piégeage.

La Figure 8.13 (b) montre le champ diffracté lorsque la structure est éclairée par un faisceau dont l'angle d'incidence est de 1° . Celle-ci a une forme de V inversé, permettant de réaliser un piège gravito-optique en orientant le laser dipolaire vers le bas. Cependant, à l'endroit où les figures de diffraction des deux demi-lentilles se rejoignent, les interférences créent des "fuites" nuisibles au piégeage. La Figure 8.13 (c) montre alors le champ diffracté par cette même structure, mais éclairée par deux faisceaux de polarisation orthogonale et formant un angle de 2° entre eux. Ceci permet d'éliminer les défauts du piège au point de rencontre des deux faisceaux. Les atomes sont ici destinés à être piégés dans la zone ($u \simeq 0$, $v \simeq 480 \mu\text{m}$), où l'intensité lumineuse est faible (entourée sur la figure). Nous obtenons alors un piège similaire à celui obtenu par l'intersection de deux nappes laser désaccordées vers le bleu [72]. C'est un système un peu complexe, mais il y a sans doute là une direction à creuser.

Les paragraphes précédents ont présenté des structures plus ou moins sophistiquées, toutes destinées à capturer des atomes. Toutefois, pour les étudier, il faudra améliorer notre dispositif expérimental, aussi bien pour résoudre des pièges proches (réseaux de courtes focales, double pièges), que pour discerner des atomes capturés dans des pièges de faible volume.

8.5 Amélioration du dispositif expérimental

Nous avons vu au paragraphe 2.4 et au chapitre 7 que le système d'imagerie, initialement prévu pour caractériser le PMOM, atteint ses limites pour imager les atomes capturés dans les petits pièges dipolaires. Des propositions ont été faites pour l'améliorer dans le cadre de l'expérience déjà en place (cf. § 2.4.6).

Toutefois, il est difficile d'atteindre une résolution inférieure à $4\ \mu\text{m}$ avec notre dispositif. Il serait alors avantageux d'utiliser une chambre à vide en cellule, pour augmenter les accès optiques et diminuer la distance entre la lentille d'imagerie et les atomes.

Soulignons l'intérêt particulier du dispositif expérimental utilisé dans [73]. Celui-ci est une cellule de quartz, dont le fond est remplacé par la puce atomique. Les auteurs soulignent la simplification de la connectique électrique qui en découle, mais dans notre cas, elle facilite également l'éclairage des structures par l'arrière de la puce. La mise en forme des faisceaux serait commode, car la lentille de focalisation peut être placée très près de la puce atomique, sans être sous vide. L'utilisation d'un objectif de microscope permettrait d'obtenir facilement des diamètres d'éclairage des structures très faibles. Les expériences sur les structures de petites longueurs focales ou celles d'adressage pourraient alors être approfondies.

Notons que ce dispositif améliorerait probablement également la qualité des images d'absorption. La puce atomique ne serait en effet plus suspendue au bout d'un bras d'une vingtaine de centimètres de long comme dans notre expérience (cf. Figure 3.1). Les vibrations, et donc les différences entre l'image d'absorption et celle de référence, seraient alors diminuées.

De plus, l'amélioration de l'accès optique pourrait nous permettre d'utiliser un faisceau d'imagerie dont l'angle d'incidence sur le miroir θ est plus faible que celui que nous utilisons actuellement (45°) [74]. Nous pourrions également utiliser la lentille à focale variable que nous avons présentée, de quelques millimètres de long : les atomes du PMOM, au centre la cellule, seraient transférés dans la fonction à étudier, au bord de la cellule où l'imagerie sera plus simple.

Enfin, l'imagerie à proximité d'une surface reste compliquée du fait des lumières parasites diffusées par le miroir. Pour les diminuer, il faudrait que la durée d'acquisition de la caméra soit à peine supérieure à la durée de l'impulsion du laser d'imagerie. Des voies telles que l'utilisation du *frame transfer* ou d'une caméra à obturateur électronique peuvent être étudiées.

8.6 Conclusion

Nous avons montré que les structures diffractives gravées sur les surfaces bénéficient de lois d'échelles. Celles-ci encouragent le développement de ce domaine de recherche dans la direction de longueurs focales plus courtes.

Pour capturer des atomes dans ces pièges à partir d'une source distante de la surface comme un PMOM, il faut toutefois pouvoir amener les atomes dans la zone d'utilisation/piégeage. La lentille à focale variable est pour cela une alternative aux techniques déjà existantes de transport par force magnétique. Nous avons décrit différentes améliorations possibles de la première version que nous avons réalisée.

Quelques idées ont été données sur l'utilisation des réseaux de lentilles, avec l'adressage magnétique des puits ou la réalisation de réseaux de double puits.

L'emploi des micro-structures pour piéger des atomes avec des désaccords vers le bleu a ensuite été évoqué.

Nous avons finalement vu comment améliorer notre dispositif expérimental pour nous donner les moyens de détecter des atomes capturés dans des pièges de petites dimensions et à quelques dizaines de microns de la surface.

Retenons que nous disposons d'une grande liberté dans le dessin des structures, à laquelle vient s'ajouter les possibilités offertes par les lentilles de phase. L'éclairage des structures offre également un vaste choix de paramètres : la polarisation, le diamètre, ou l'angle d'incidence des faisceaux utilisés. Chacun d'eux peut être de plus réglé dynamiquement. À cela se rajoute l'éventualité de créer des champs magnétiques (voire électriques) locaux. Les quelques pistes que nous avons présentées ici tirent parti de ces possibilités, mais le champ des applications reste vaste !

Conclusion générale

Ce mémoire a porté sur la capture d'atomes froids dans des pièges dipolaires mis en forme par des micro-structures gravées à la surface d'un miroir. Il s'inscrit dans le domaine des puces atomiques. Celui-ci est en plein essor actuellement car il permet de réaliser des expériences d'atomes froids plus simples, plus robustes et plus compactes. La condensation de Bose-Einstein peut par exemple être obtenue dix fois plus rapidement grâce à des potentiels bien plus confinants. Ce domaine rendra peut-être les expériences d'interférométrie atomique, d'informatique ou de cryptographie quantique plus accessibles. L'originalité de l'approche suivie ici est l'utilisation de potentiels optiques comme alternative aux champs magnétiques largement utilisés jusqu'à présent.

La première étape a consisté en la réalisation d'un piège magnéto-optique à miroir. Les atomes issus de ce piège ont ensuite été capturés dans des lentilles cylindriques de focale fixe, puis dans des réseaux de lentilles cylindriques. Nous avons à cette occasion montré la possibilité d'adresser sélectivement les pièges d'un réseau de lentilles à l'aide d'une céramique piézo-électrique. Nous sommes de plus parvenus à capturer des atomes dans des lentilles de type circulaire, mais notre système d'imagerie ne nous a pas permis de résoudre d'éventuels atomes piégés au foyer de la lentille. Nous avons finalement présenté les premiers résultats expérimentaux pour une lentille à focale variable.

Ces expériences démontrent la possibilité d'implémenter des fonctions de manipulation optiques des atomes sur une puce atomique, en les gravant à même le miroir. Nous avons proposé quelques idées pour développer les expériences réalisées dans ce mémoire. Deux pistes nous semblent particulièrement intéressantes.

D'un côté la lentille à focale variable. Elle tire pleinement profit des lois d'échelle, en permettant de rapprocher les atomes près de la surface où les potentiels sont très confinants, tout en éloignant la source pour ne pas perturber son fonctionnement.

D'autre part, l'intégration de différents types de potentiels ouvre de nombreuses perspectives, comme par exemple la réalisation de réseaux de lentilles adressées magnétiquement.

Nous espérons que ces premières réalisations ouvriront la voie à de nouvelles expériences excitantes.

Annexe A

Quelques données sur l'atome de césium

A.1 Grandeurs caractéristiques

	Symbole	Définition
Atome	$^{133}_{55}\text{Cs}$	
Masse atomique	M	$132,9 \text{ uma} = 2,21 \cdot 10^{-25} \text{ kg}$
Spin nucléaire	I	$7/2$
Transition $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$		
Longueur d'onde	λ	$852,35 \text{ nm (vide)} - 852,11 \text{ (air)}$
Énergie de résonance	$h\nu_0$	$1,455 \text{ eV}$
Durée de vie	τ	$30,7 \text{ ns}$
Largeur naturelle	Γ	$2\pi \cdot 5,18 \text{ MHz}$
Intensité de saturation	I_{sat}	$1,1 \text{ mW.cm}^{-2}$
Vitesse de capture	$v_c = \Gamma/k_L$	$4,42 \text{ m.s}^{-1}$
Température Doppler	$T_D = \hbar\Gamma/(2k_B)$	$124 \mu\text{K}$
Énergie de recul	$E_r = \hbar^2 k_L^2 / (2M)$	$1,37 \cdot 10^{-30} \text{ J}$
Vitesse de recul	$v_r = \hbar k_L / M$	$0,352 \text{ cm.s}^{-1}$
Température de recul	$T_r = 2E_r/k_B$	198 nK
Pression de vapeur saturante	P_{sat}	$1,9 \cdot 10^{-6} \text{ mbar à } 25 \text{ }^\circ\text{C}$

TAB. A.1: Grandeurs caractéristiques

A.2 Structure électronique

[Xe] $6s^1$

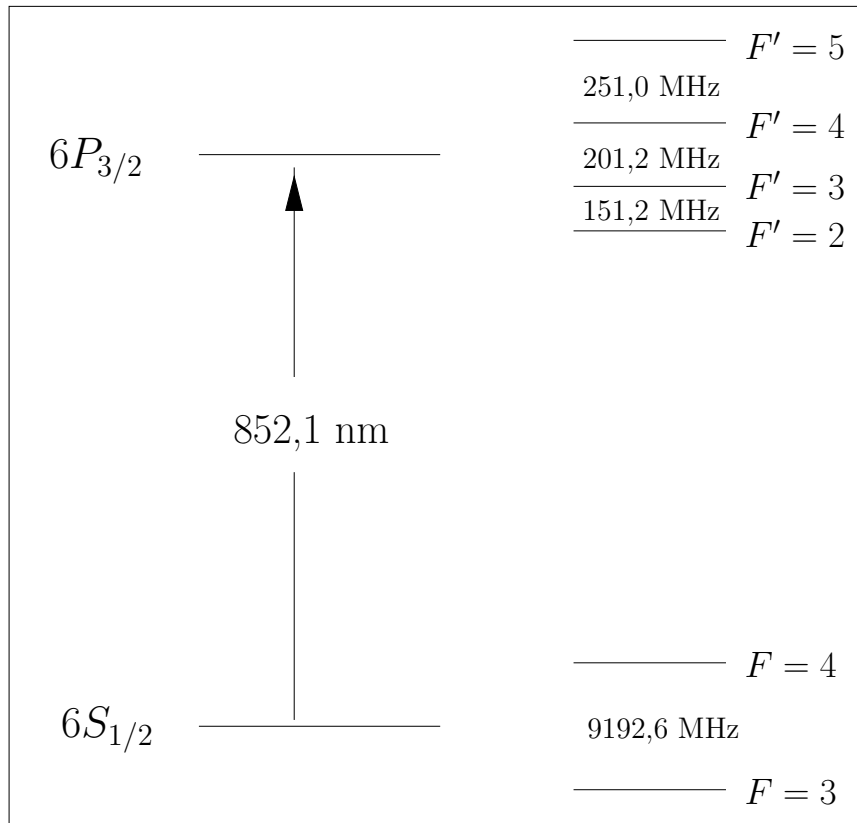


FIG. A.1: Niveaux d'énergie de la transition $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$

Annexe B

Forces radiatives pour l'atome de Césium

B.1 Rapports de branchement

L'atome de Césium dont il est question dans ce travail n'est en réalité pas un atome à deux niveaux, mais possède une structure électronique complexe. On pourra par exemple regarder la raie D_2 (transitions $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$) sur la Figure A.1. Le moment dipolaire de l'atome en est modifié, et le traitement adopté dans le chapitre 1 n'est alors plus suffisant. Il est nécessaire de tenir compte de tous les sous-niveaux (fins, hyper-fins, Zeeman). La fréquence de Rabi qui tient compte du couplage entre le champ et l'atome est modifiée selon la transition considérée par les coefficients de Clebsch-Gordan [54, 75]. On pourra trouver, par exemple dans [17], tous les coefficients des transitions $|F, m_F\rangle \rightarrow |F', m_{F'}\rangle$.

Cependant, dans ce travail, les atomes ne sont pas systématiquement polarisés. On peut supposer, faute de mieux, que la population des sous-niveaux Zeeman est uniforme. On peut alors moyennner toutes les probabilités de transitions, pour trouver les *rapports de branchement en absorption* $w_{fe'}$, les *rapports de branchement en émission stimulée* $w_{e'f}$, et en *émission spontanée* $a_{e'f}$.

$$w_{fe'} = \frac{1}{2F+1} \sum_{m_F, \Delta m_{F'}=0} (cg_{m_F}^{\Delta m_{F'}})^2 \quad (\text{B.1a})$$

$$w_{e'f} = w_{fe'} \quad (\text{B.1b})$$

$$w_{fe'} = \frac{1}{2F'+1} \sum_{m_F, \Delta m'_{F}=0, \pm 1} (cg_{m_F}^{\Delta m_{F'}})^2 \quad (\text{B.1c})$$

où $(cg_{m_F}^{\Delta m_{F'}})^2$ désigne la probabilité relative de la transition optique $|F, m_F\rangle \rightarrow |F', m_{F'}\rangle$, donnée par le carré des éléments de matrice de l'opérateur moment dipolaire électrique entre sous-niveaux Zeeman. La normalisation est effectuée sur la transition $|F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m_{F'} = 5\rangle$. La somme dans (B.1a) ne porte que sur l'une des trois transitions π, σ_{\pm} . Par contre, la somme dans (B.1c) porte sur les trois transitions.

Il est alors possible d'utiliser les formules trouvées au chapitre 1 pour l'atome à deux niveaux, en remplaçant le paramètre de saturation à résonance s_0 par $s_{0\,f\rightarrow e'} = s_0 w_{fe'}$, et où l'intensité de saturation est celle donnée dans le Tableau (A.1).

De plus, un atome initialement dans l'état excité f' peut se désexciter par émission spontanée, soit dans l'état $F = 3$ avec la probabilité $a_{f'3}$, soit dans l'état $F = 4$ avec la probabilité $a_{f'4}$.

Les valeurs numériques ne sont données ici que pour la raie D_2 de l'atome de Césium.

$w_{fe'} = w_{e'f}$	F'=2	F'=3	F'=4	F'=5
F = 3	5/21	1/4	5/28	0
F = 4	0	7/108	7/36	11/27

TAB. B.1: Rapports de branchement en absorption et en émission stimulée de la raie D_2 entre un état fondamental f et un état excité e' .

$a_{e'f}$	F'=2	F'=3	F'=4	F'=5
F = 3	1	3/4	5/12	0
F = 4	0	1/4	7/12	1

TAB. B.2: Rapports de branchement en émission spontanée de la raie D_2 entre l'état excité e' et un état fondamental f .

B.2 Profondeur de piège

Le paragraphe 1.3.2 donne l'expression du potentiel dipolaire dans le cas d'un atome à deux niveaux :

$$U_0 = \frac{1}{4} k_B T_D \frac{s_0}{\delta/\Gamma} \quad (\text{B.2})$$

L'atome de Césium étant un atome à plusieurs niveaux, chaque transition va contribuer au potentiel dipolaire. Pour éviter les cycles d'absorption/émission spontanée, la fréquence laser est choisie loin d'une résonance, typiquement de quelques nanomètres (soit quelques centaines de GHz). À cette échelle, les écarts d'énergie entre les niveaux hyperfins (de l'ordre de la centaine de MHz) sont négligeable, et l'on peut considérer que le désaccord est le même pour toutes les transitions de la raie D_2 .

Dans le cas d'une polarisation π , les niveaux d'énergie hyperfins restent dégénérés, et le potentiel dipolaire total est obtenu par la somme des contributions de la raie D_2 :

$$U_0 = \frac{1}{4} k_B T_D \sum_e \frac{s_0 w_{fe'}}{\delta/\Gamma} \quad (\text{B.3a})$$

$$U_0 = \frac{1}{4} k_B T_D \frac{2}{3} \frac{s_0}{\delta/\Gamma} \quad (\text{B.3b})$$

$$U_0 = \frac{1}{4} k_B T_D \frac{s_0}{\delta_{eff}/\Gamma} \quad (\text{B.3c})$$

avec

$$\delta_{eff} = \frac{3}{2}\delta \quad (\text{B.4})$$

L'expression du potentiel dipolaire pour l'atome à deux niveaux reste donc valable, en remplaçant le désaccord δ par un désaccord effectif δ_{eff} .

Notons que ce résultat n'est pas valable pour les désaccords trop importants, pour lesquels la contribution de la raie D_1 n'est plus négligeable. Le désaccord effectif prend alors pour expression :

$$\frac{1}{\delta_{eff}} = \frac{1}{3\delta_{D_1}} + \frac{2}{3\delta_{D_2}} \quad (\text{B.5})$$

L'écart en longueur d'onde entre les raies D_1 et D_2 du Césium est de 42 nm. Les désaccords par rapport à la raie D_2 les plus importants utilisés dans ce travail étant typiquement de 5 nm, la contribution de la raie D_1 est bien négligeable.

De plus, dans le cas où la polarisation est σ_{\pm} , un terme s'ajoute pour tenir compte de l'ellipticité de la polarisation. Le lecteur pourra consulter [75] pour de plus amples informations. Dans le cas du travail présenté ici, la polarisation du laser est rectiligne, et la direction du champ magnétique résiduel est inconnue. Nous choisissons donc de prendre l'expression donnée par l'équation (B.3c), faute de mieux.

Bibliographie

- [1] G. Gay, O. Alloschery, B. Viaris de Lesegno, C. O'Dwyer, J. WEINER, and H. J. Lezec. The optical response of nanostructured surfaces and the composite diffracted evanescent wave model. *Nature Phys.*, 2 :262–267, 2006.
- [2] G. Gay, O. Alloschery, B. V. de Lesegno, J. Weiner, and H. J. Lezec. Surface wave generation and propagation on metallic subwavelength structures measured by far-field interferometry. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :213901, 2006.
- [3] G. Gay, O. Alloschery, J. Weiner, H. J. Lezec, C. O'Dwyer, M. Sukharev, and T. Seideman. Surface quality and surface waves on subwavelength-structured silver films. *Phys. Rev. E*, 75 :016612, 2007.
- [4] F. Kalkum, G. Gay, O. Alloschery, J. Weiner, H. J. Lezec, Y. Xie, and M. Mansuripur. Surface-wave interferometry on single subwavelength slit-groove structures fabricated on gold films. *Opt. Express*, 15 :2613–2621, 2007.
- [5] G. Gay. *Atomes et nanostructures : dispositif de lithographie atomique et réponse optique d'ouvertures sub-longueur d'onde*. PhD thesis, Université Toulouse 3, 2006.
- [6] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral Sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59 :2631, 1987.
- [7] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C.E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269 :198, 1995.
- [8] K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, and W. Jhe. Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror. *Opt. Lett.*, 21 :1177, 1996.
- [9] T Pfau and J. Mlynek. A 2D quantum gas of laser cooled atoms. *OSA Trends Opt. Photon.*, 7 :33, 1997.
- [10] J. Reichel, W. Hansell, and T. W. Hansch. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :3398, 1999.
- [11] R. Folman, P. Kruger, J. Schmiedmayer, J. Denschlag, and C. Henkel. Microscopic atom optics : from wires to an atom chip. *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.*, 48 :263, 2002.
- [12] W. Hansel, P. Hommelhoff, T. W. Hansch, and J. Reichel. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature*, 413 :498, 2001.
- [13] Y. J. Wang, D. Z. Anderson, V. M. Bright, E. A. Cornell, Q. Diot, T. Kishimoto, M. Prentiss, R. A. Saravanan, S. R. Segal, and S. J. Wu. Atom Michelson interferometer on a chip using a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :090405, 2005.

- [14] T. Schumm, S. Hofferberth, L. M. Andersson, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, J. Schmiedmayer, and P. Krüger. Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip. *Nature Phys.*, 1 :57, 2005.
- [15] D. Rychtarik, B. Engeser, H. C. Nagerl, and R. Grimm. Two-dimensional Bose-Einstein condensate in an optical surface trap. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :173003, 2004.
- [16] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Processus d'interaction entre photons et atomes*. Presses du CNRS, 1988.
- [17] H. J. Metcalf and P. Van der Straten. *Laser cooling and trapping*. Springer, 1999.
- [18] J. Weiner and P.-T. Ho. *Light-matter interaction : fundamentals and applications*. Wiley-Interscience, 2003.
- [19] L. Allen and J. H. Eberly. *Optical resonance and two-level atoms*. Dover Publications, 1975.
- [20] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models. *JOSA B*, 6 :2023, 1989.
- [21] P. J. Ungard, D. S. Weiss, E. Riis, and S. Chu. Optical molasses and multilevel atoms : theory. *JOSA B*, 6 :2058, 1989.
- [22] M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, and C. Salomon. Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap. *Appl. Phys. B*, 59 :283, 1994.
- [23] A. Browaeys. *Piégeage magnétique d'un gaz d'hélium métastable : vers la condensation de Bose-Einstein*. PhD thesis, Université Paris 6, 2000.
- [24] J. Esteve. *Du miroir au guide d'onde atomique : effets de rugosité*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2004.
- [25] A. Takamizawa, T. Steinmetz, R. Delhille, T. W. Hansch, and J. Reichel. Miniature fluorescence detector for single atom observation on a microchip. *Opt. Express*, 14 :10976, 2006.
- [26] A. M. Steane, M. Chowdhury, and C. J. Foot. Radiation force in the magneto-optical trap. *JOSA B*, 9 :2142, 1992.
- [27] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Sziptgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52 :423, 1995.
- [28] M. Chevrollier, E. G. Lima, O. DiLorenzo, A. Lezama, and M. Oria. Magneto-optical trap near a surface. *Opt. Commun.*, 136 :22, 1997.
- [29] D. Schneble, M. Hasuo, T. Anker, T. Pfau, and J. Mlynek. Integrated atom-optical circuit with continuous-wave operation. *JOSA B*, 20 :648, 2003.
- [30] J. Reichel. Microchip traps and Bose-Einstein condensation. *Appl. Phys. B*, 74 :469, 2002.
- [31] V. Vuletic, C. Chin, A. J. Kerman, and S. Chu. Degenerate Raman sideband cooling of trapped cesium atoms at very high atomic densities. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :5768, 1998.
- [32] A. J. Kerman, V. Vuletic, C. Chin, and S. Chu. Beyond optical molasses : 3D Raman sideband cooling of atomic cesium to high phase-space density. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :439, 2000.

-
- [33] A. J. Kerman. *Raman sideband cooling and cold atomic collisions in optical lattices*. PhD thesis, Stanford University, 2002.
- [34] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 57 :314, 1986.
- [35] W. Hansel, J. Reichel, P. Hommelhoff, and T. W. Hansch. Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :608, 2001.
- [36] R. Long, T. Rom, W. Hansel, T. W. Hansch, and J. Reichel. Long distance magnetic conveyor for precise positioning of ultracold atoms. *Eur. Phys. J. D*, 35 :125, 2005.
- [37] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann. Bose-Einstein condensation in a surface microtrap. *Phys. Rev. Lett.*, 8723 :230401, 2001.
- [38] A. Gunther, S. Kraft, M. Kemmler, D. Koelle, R. Kleiner, C. Zimmermann, and J. Fortagh. Diffraction of a bose-einstein condensate from a magnetic lattice on a microchip. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :170405, 2005.
- [39] P. Hommelhoff, W. Hansel, T. Steinmetz, T. W. Hansch, and J. Reichel. Transporting, splitting and merging of atomic ensembles in a chip trap. *New J. Phys.*, 7 :3, 2005.
- [40] C. D. J. Sinclair, E. A. Curtis, I. L. Garcia, J. A. Retter, B. V. Hall, S. Eriksson, B. E. Sauer, and E. A. Hinds. Bose-Einstein condensation on a permanent-magnet atom chip. *Phys. Rev. A*, 72 :031603, 2005.
- [41] T. L. Gustavson, A. P. Chikkatur, A. E. Leanhardt, A. Gorlitz, S. Gupta, D. E. Pritchard, and W. Ketterle. Transport of Bose-Einstein condensates with optical tweezers. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :020401, 2002.
- [42] I. Dotsenko, W. Alt, M. Khudaverdyan, S. Kuhr, D. Meschede, Y. Miroshnychenko, D. Schrader, and A. Rauschenbeutel. Submicrometer position control of single trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :033002, 2005.
- [43] R. Dumke, M. Volk, T. Muther, F. B. J. Buchkremer, G. Birkl, and W. Ertmer. Micro-optical realization of arrays of selectively addressable dipole traps : a scalable configuration for quantum computation with atomic qubits. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :097903, 2002.
- [44] T. Steinmetz, Y. Colombe, D. Hunger, T. W. Hansch, A. Balocchi, R. J. Warburton, and J. Reichel. Stable fiber-based Fabry-Perot cavity. *Appl. Phys. Lett.*, 89 :111110, 2006.
- [45] A. E. Leanhardt, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T. L. Gustavson, W. Ketterle, and D. E. Pritchard. Propagation of Bose-Einstein condensates in a magnetic waveguide. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :040401, 2002.
- [46] C. Girard. Near fields in nanostructures. *Reports on progress in physics*, 68 :1883, 2005.
- [47] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes*. Cambridge University Press, 2002.
- [48] D. Courjon and C. Bainier. *Le champ proche optique*. Springer, 2001.
- [49] J. W. Goodman. *Introduction à l'optique de fourier et à l'holographie*. Masson & Cie, 1972.
- [50] L. Mandel and E. Wolf. *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge university press, 1995.

- [51] D. W. Zhang, X. C. Yuan, N. Q. Ngo, and P. Shum. Fast Hankel transform and its application for studying the propagation of cylindrical electromagnetic fields. *Opt. Express*, 10 :521, 2002.
- [52] Y. B. Ovchinnikov. Coherent manipulation of atoms by copropagating laser beams. *Phys. Rev. A*, 73 :033404, 2006.
- [53] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp, and C. E. Wieman. Loading an optical dipole trap. *Phys. Rev. A*, 62 :013406, 2000.
- [54] R. Grimm, M. Weidemuller, and Y. B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.*, 42 :95, 2000.
- [55] O. Alloschery, R. Mathevet, J. Weiner, and H. J. Lezec. All-optical atom surface traps implemented with one-dimensional planar diffractive microstructures. *Opt. Express*, 14 :12568, 2006.
- [56] C. Henkel and M. Wilkens. Heating of trapped atoms near thermal surfaces. *Europhys. Lett.*, 47 :414, 1999.
- [57] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, W. Rosenfeld, M. Khudaverdyan, V. Gomer, A. Rauschenbeutel, and D. Meschede. Coherence properties and quantum state transportation in an optical conveyor belt. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :213002, 2003.
- [58] R. Folman, P. Kruger, D. Cassettari, B. Hessmo, T. Maier, and J. Schmiedmayer. Controlling cold atoms using nanofabricated surfaces : atom chips. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :4749, 2000.
- [59] P. A. Quinto-Su, M. Tscherneck, M. Holmes, and N. P. Bigelow. On-chip optical detection of laser cooled atoms. *Opt. Express*, 12 :5098, 2004.
- [60] S. Eriksson, M. Trupke, H. F. Powell, D. Sahagun, C. D. J. Sinclair, E. A. Curtis, B. E. Sauer, E. A. Hinds, Z. Moktadir, C. O. Gollasch, and M. Kraft. Integrated optical components on atom chips. *Eur. Phys. J. D*, 35 :135, 2005.
- [61] S. Kraft, A. Gunther, P. Wicke, B. Kasch, C. Zimmermann, and J. Fortagh. Atom-optical elements on micro chips. *Eur. Phys. J. D*, 35 :119, 2005.
- [62] J. J. Arlt, O. Marago, S. Webster, S. Hopkins, and C. J. Foot. A pyramidal magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Opt. Commun.*, 157 :303, 1998.
- [63] J. M. Kohel, J. Ramirez-Serrano, R. J. Thompson, and L. Maleki. Generation of an intense cold-atom beam from a pyramidal magneto-optical trap : experiment and simulation. *JOSA B*, 20 :1161, 2003.
- [64] A. Camposeo, A. Piombini, F. Cervelli, F. Tantussi, F. Fuso, and E. Arimondo. A cold cesium atomic beam produced out of a pyramidal funnel. *Opt. Commun.*, 200 :231, 2001.
- [65] M. Trupke, F. Ramirez-Martinez, E. A. Curtis, J. P. Ashmore, S. Eriksson, E. A. Hinds, Z. Moktadir, C. Gollasch, M. Kraft, G. V. Prakash, and J. J. Baumberg. Pyramidal micromirrors for microsystems and atom chips. *Appl. Phys. Lett.*, 88 :071116, 2006.
- [66] M. O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend, and W. Ketterle. Output coupler for bose-einstein condensed atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 78 :582, 1997.

-
- [67] T. Lahaye, Z. Wang, G. Reinaudi, S. P. Rath, J. Dalibard, and D. Guery-Odelin. Evaporative cooling of a guided rubidium atomic beam. *Phys. Rev. A*, 72 :033411, 2005.
- [68] W. Guerin, J. F. Riou, J. P. Gaebler, V. Josse, P. Bouyer, and A. Aspect. Guided quasi-continuous atom laser. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :200402, 2006.
- [69] E. N. Glytsis, M. E. Harrigan, K. Hirayama, and T. K. Gaylord. Collimating cylindrical diffractive lenses : rigorous electromagnetic analysis and scalar approximation. *Appl. Opt.*, 37 :34, 1998.
- [70] G. Birkl, F. B. J. Buchkremer, R. Dumke, and W. Ertmer. Atom optics with microfabricated optical elements. *Opt. Commun.*, 191 :67–81, 2001.
- [71] X. M. Ji and J. P. Yin. One- and two-dimensional arrays of double-well optical traps for cold atoms or molecules. *Chin. Phys. Lett.*, 21 :2399, 2004.
- [72] N. Davidson, H. Jin Lee, C. S. Adams, M. Kasevich, and S. Chu. Long atomic coherence times in an optical dipole trap. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :1311, 1995.
- [73] S. W. Du, M. B. Squires, Y. Imai, L. Czaia, R. A. Saravanan, V. Bright, J. Reichel, T. W. Hansch, and D. Z. Anderson. Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell. *Phys. Rev. A*, 70 :053606, 2004.
- [74] S. Schneider, A. Kasper, C. vom Hagen, M. Bartenstein, B. Engeser, T. Schumm, I. Bar-Joseph, R. Folman, L. Feenstra, and J. Schmiedmayer. Bose-Einstein condensation in a simple microtrap. *Phys. Rev. A*, 67 :023612, 2003.
- [75] I. H. Deutsch and P. S. Jessen. Quantum-state control in optical lattices. *Phys. Rev. A*, 57 :1972, 1998.

Résumé

Ce mémoire présente le confinement d'atomes froids dans des pièges dipolaires mis en forme par des micro-structures gravées à la surface d'un miroir, à la manière de lentilles de Fresnel.

Dans la première partie, nous détaillons le dispositif expérimental que nous avons mis en place pour former un piège magnéto-optique à miroir, et donnons ses caractéristiques.

Dans la deuxième partie, nous décrivons les moyens théoriques, numériques et expérimentaux que nous avons utilisés pour dessiner et caractériser différents motifs de lentilles. Nous étudions alors le chargement, la température et la durée de vie des atomes de Césium capturés. Plusieurs géométries sont présentées : lentilles simples (cylindriques ou circulaires), lentille à focale variable, réseaux de lentilles. Un adressage dynamique de ces derniers est démontré. Quelques perspectives sont finalement dégagées, en particulier au sujet des lentilles à focales variables et d'une possibilité d'adressage magnétique des pièges.

Mots-clés: puce atomique, lentille de Fresnel, force dipolaire, piège magnéto-optique à miroir, optique atomique, atomes froids, Césium.

Abstract

This thesis presents the confinement of cold atoms in dipolar traps formed by Fresnel microstructures fabricated on the surface of a metallic mirror. The thesis consists of two parts.

In the first part we undertake a detailed description of the experimental setup realized for a mirror-magneto-optic trap (MMOT) and discuss the characteristics of this trap.

In the second part we discuss the theoretical, numerical and experimental tools that we have used for the design and characterization of various Fresnel microlens types. We then study the loading, temperature and lifetime of cesium atoms captured into dipole traps formed from these microstructured Fresnel lenses. Several different geometries are presented : simple lenses (cylindrical and circular), variable-focus lenses and lens arrays. Dynamical addressing of each member of the lens array is demonstrated. Perspectives for future development are finally discussed, in particular concerning the variable-focus lenses and the possibility of magnetic-field addressing of each member of a lens array.

Keywords: atom chip, Fresnel lens, dipole force, mirror-magneto-optical trap, atomic optics, cold atoms, Cesium.