



HAL
open science

Refroidissement et piégeage d'atomes de césium dans des structures lumineuses à faible taux de diffusion

Denis Boiron

► **To cite this version:**

Denis Boiron. Refroidissement et piégeage d'atomes de césium dans des structures lumineuses à faible taux de diffusion. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1998. Français. NNT: . tel-00011783

HAL Id: tel-00011783

<https://theses.hal.science/tel-00011783>

Submitted on 7 Mar 2006

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

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

**DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
LABORATOIRE KASTLER BROSSEL**



**THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : Physique Quantique**

**présentée par
Denis BOIRON**

**pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Paris VI**

Sujet de la thèse :

**ETUDE DU REFROIDISSEMENT ET DU PIEGEAGE
D'ATOMES DE CESIUM DANS DES STRUCTURES
LUMINEUSES A FAIBLE TAUX DE DIFFUSION**

Soutenue le 16 janvier 1998 devant le jury composé de :

M. C. COHEN-TANNOUJJI	Examineur
M. C. FROEHLI	Examineur
M. A. MAQUET	Président du jury
M. P. PILLET	Rapporteur
M. C. SALOMON	Directeur de thèse
M. J. VIGUE	Rapporteur

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
LABORATOIRE KASTLER BROSSEL



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : Physique Quantique

présentée par
Denis BOIRON

pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Paris VI

Sujet de la thèse :

ETUDE DU REFROIDISSEMENT ET DU PIEGEAGE
D'ATOMES DE CESIUM DANS DES STRUCTURES
LUMINEUSES A FAIBLE TAUX DE DIFFUSION

Soutenue le 16 janvier 1998 devant le jury composé de :

M. C. COHEN-TANNOUDJI	Examineur
M. C. FROEHLY	Examineur
M. A. MAQUET	Président du jury
M. P. PILLET	Rapporteur
M. C. SALOMON	Directeur de thèse
M. J. VIGUE	Rapporteur

Remerciements

Je tiens à remercier Michèle Leduc et Jacques Dupont-Roc de m'avoir accueilli au laboratoire Kastler Brossel et de m'avoir permis d'effectuer ce travail de thèse dans d'excellentes conditions. J'ai réalisé mes recherches dans le groupe "atomes froids" de Claude Cohen-Tannoudji. Je tiens ici à l'assurer de ma gratitude et de mon admiration. Je le remercie pour avoir bien voulu faire partie de mon jury de soutenance de thèse, malgré un emploi du temps surchargé.

J'ai eu la chance d'effectuer ma thèse sous la direction de Christophe Salomon. Notre rencontre de lors mon stage de DEA m'avait déjà permis d'apprécier ses qualités humaines, son enthousiasme et la clarté de ses explications sur les phénomènes physiques mis en jeu. Je découvrirai deux ans plus tard son extraordinaire talent d'expérimentateur et la facilité avec laquelle il résoudra tous les problèmes expérimentaux auxquels je me suis heurté.

Je remercie vivement Pierre Pillet et Jacques Vigué qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce mémoire. Je leur suis reconnaissant, ainsi qu'à Claude Froehly et Alfred Maquet, de l'intérêt qu'ils ont porté à mes recherches en acceptant de faire partie du jury de soutenance de ma thèse.

Ma première approche expérimentale sur les atomes froids a eu lieu dans le groupe d'optique non linéaire de Gilbert Grynberg. Son intuition, sa faculté de trouver des explications aux résultats expérimentaux les plus obscurs pour moi et son enthousiasme communicatif m'ont beaucoup apporté lors de mes premiers pas dans la recherche. Je tiens également à remercier David Meacher, alors en séjour post-doctoral, pour m'avoir initié, avec Christophe, aux différentes techniques expérimentales. Cela m'a permis d'être rapidement autonome et de réaliser avec Christine Triché les premières expériences sur la mélasse grise. Je garde un très bon souvenir de cette période et je tiens à remercier les autres thésitifs du groupe avec qui j'ai eu et j'ai encore des contacts fréquents : Samuel Guibal, Luca Guidoni, Konstantinos Petsas, Cécile Robilliard.

A la suite de nos résultats, j'ai monté avec Alain Michaud (alors sous-directeur au Collège de France) une nouvelle expérience dans le groupe de Christophe. J'ai alors cohabité en salle S22 avec les personnes en charge de la manip Raman. J'ai travaillé avec Alain plus d'un an et demi et une véritable amitié s'est nouée entre nous. Son expérience professionnelle m'a permis de connaître et d'appro-

fondir d'autres domaines de recherche. Les longues soirées de manip nous ont permis d'aborder de nombreux sujets tant scientifiques qu'humains et son regard de Canadien français sur notre pays a nourri de nombreuses discussions.

Jean-Marc Fournier a collaboré aux expériences de réseaux optiques. Son aide fut précieuse et je le remercie pour avoir répondu avec patience aux nombreuses questions que je lui ai posées, ainsi que pour les corrections qu'il a apportées au manuscrit.

Richard Deblock, Karine Amar, Cord Müller, Monika Sprenger et Laurent Simard sont des étudiants qui ont effectué un stage d'une durée de un mois à un an sur l'expérience. J'espère qu'ils ont apprécié leur séjour; personnellement cela m'a obligé à prendre du recul pour pouvoir leur expliquer de façon compréhensible les recherches que nous menions, leurs intérêts et leurs buts.

Au cours des quatre années que j'ai passées au laboratoire, j'ai côtoyé de nombreux thésitifs et chercheurs en séjour post-doctoral que je remercie ici : François Bardou, Olivier Emile, Tom Hijmans, John Lawall, Simone Kulin, Ernst Rasel, Bruno Saubaméa, Pippa Storey, Maxime Ben Dahan, Ekkehard Peik, Jacob Reichel, Isabelle Bouchoule, Philippe Bouyer, Pierre Desbiolles, Axel Kuhn, Pierre Lemonde, Olivier Morice, Hélène Perrin, Markus Arndt, David Guéry-Odelin, Johannes Söding, Pascal Szriftgiser, Gabriele Ferrari, Marc-Oliver Mewes, Yvan Castin, Ralph Dum, Maxim Olshanii... Je tiens particulièrement à remercier Yvan : nos discussions et les simulations numériques qu'il a effectuées m'ont beaucoup aidé à comprendre les phénomènes physiques en jeu dans mes expériences.

Je remercie également tous les membres des services techniques (électronique, mécanique, secrétariat) pour leur aide précieuse, et pour avoir ainsi contribué au bon déroulement de mes expériences.

Table des matières

Introduction	9
1 Mélasse grise	15
I Rappels	15
I.1 Refroidissement Doppler	16
I.2 Refroidissement sur une transition $J \rightarrow J + 1$	17
II Mélasse grise	20
II.1 Etat non couplé	20
II.2 Couplage motionnel	21
II.3 Mécanisme de refroidissement	23
II.4 Résultat de la simulation numérique	25
III Réseau gris	28
IV Comparaison des mécanismes de refroidissement	31
2 Forces dipolaires	33
I Pièges pour atomes neutres	33
I.1 Piège magnéto-optique	33
I.2 Piège magnétique	34
II Piège dipolaire	35
II.1 Caractéristiques du piège dipolaire	36
II.2 Conditions d'obtention	39
II.3 Le cas du laser YAG :Nd ³⁺	42
II.4 Remplissage en l'absence de refroidissement	44
II.5 Remplissage en présence de refroidissement	54
III Faisceau très désaccordé sur le bleu	55
III.1 Cas général	55
III.2 Diode laser à 800 nm	59

3. Montage expérimental	61
I Lasers de refroidissement	61
I.1 Méthodes d'affinement de la largeur spectrale d'une diode laser	62
I.2 Les diodes DBR	64
II Laser YAG	67
II.1 Cavité linéaire	67
II.2 Cavité en anneau	68
II.3 Mise en place et paramètres expérimentaux	71
III Diode laser sur le bleu de la raie D2 du césium	72
IV Montage expérimental	74
IV.1 Schéma de la partie laser du montage	74
IV.2 Mesure du col d'un faisceau	76
V Les méthodes de détection	78
V.1 Temps de vol	78
V.2 Résonances induites par le recul	80
V.3 Imagerie	84
VI Mesures complémentaires	94
VI.1 Mesure de la température par imagerie	94
VI.2 Fréquence d'oscillation	95
4 Mélasses grises—résultats expérimentaux	99
I Refroidissement sur $3 \rightarrow 2$	100
I.1 Refroidissement dans un réseau optique à quatre faisceaux	100
I.2 Température	101
I.3 Constante de temps de refroidissement	105
I.4 Influence de la polarisation	106
I.5 Influence du champ magnétique	106
II Refroidissement sur $3 \rightarrow 3$	110
III Influence de la densité	112
5 Piège dipolaire—résultats expérimentaux	117
I Piège dipolaire créé par un faisceau unique	118
I.1 Premières expériences avec un laser YAG de 700 mW	118
I.2 Laser YAG à puissance plus élevée	131
I.3 Piège tridimensionnel de petite taille	136
I.4 Images dans l'axe du faisceau YAG	138
I.5 Perspectives	139

II	Réseaux optiques très désaccordés	143
II.1	Obtention d'une structure lumineuse piégeante par image d'un objet de phase	144
II.2	Fonction de transmission d'un réseau	145
II.3	Champ diffracté par un réseau	150
II.4	Piégeage dans un réseau bidimensionnel	154
II.5	Piégeage tridimensionnel	158
III	Atomes piégés dans une figure de tavelures	168
	Conclusion	171
A	Refroidissement sur la transition $2 \rightarrow 1$	173
B	Oscillation dans un piège	179
C	D. Boiron <i>et al</i> , PRA 52, R3425 (1995)	183
D	C. Triché <i>et al</i> , Opt. Comm. 26, 55 (1996)	189
E	D. Boiron <i>et al</i> , PRA 53, R3734 (1996)	197
F	D. Boiron <i>et al</i> , accepté à PRA Rapid Com.	203

Introduction

Le domaine de recherche des atomes froids connaît un véritable essor depuis une dizaine d'années [1, 2]. De nombreuses applications en ont découlé telles que l'interférométrie atomique, les horloges à atomes froids [3] et depuis 1995 la condensation de Bose-Einstein [4, 5, 6]. Dans les expériences de condensation, les atomes sont tout d'abord refroidis par laser, puis confinés dans un piège magnétique [7] et refroidis par refroidissement évaporatif [8] (cette deuxième phase constitue actuellement une étape indispensable pour obtenir la condensation). Le régime de dégénérescence quantique est atteint en des temps de quelques dizaines de secondes et avec une perte importante d'atomes (le refroidissement évaporatif conduit à une réduction inévitable et *nécessaire* du nombre d'atomes). Il semble donc intéressant de chercher des voies alternatives, en particulier des méthodes dites purement optiques où le refroidissement et le piégeage des atomes s'effectuent uniquement à l'aide de lumière. Ces méthodes ont généralement une grande souplesse d'utilisation et peuvent conduire à des forces de confinement beaucoup plus importantes que dans le cas du piège magnétique. Mais même en conservant la stratégie déjà utilisée pour atteindre la condensation, il est intéressant d'amorcer le refroidissement évaporatif avec une densité atomique initiale plus grande et avec une température initiale plus basse. Le taux de collisions élastiques sera plus important et donc le refroidissement évaporatif plus rapide.

Les méthodes traditionnelles de refroidissement laser à trois dimensions, piège magnéto-optique [9, 10], mélasses optiques [11], ne sont pas adaptées pour atteindre le régime de dégénérescence quantique car le taux de diffusion de photons y est important. La diffusion multiple de photons qui en résulte conduit à une limitation de la densité atomique à $\sim 10^{11}$ at/cm³ [12, 13]. De plus, la température des atomes dans ces mélasses est au minimum de dix fois la température de recul T_{rec} (température qui correspond à l'énergie reçue par un atome initialement immobile lors de l'absorption ou de l'émission d'un photon), cette valeur n'étant

atteinte qu'à faible densité. Quand celle-ci est importante la diffusion multiple induit un chauffage : la température est alors encore plus importante. La combinaison de ces deux effets limite la densité dans l'espace des phases à $\sim 10^{-6}$. Elle vaut $n\lambda_{DB}^3$ où n est la densité atomique et λ_{DB} la longueur d'onde thermique de de Broglie définie par $\lambda_{DB} = h/\sqrt{2\pi mk_B T}$ avec h la constante de plank, k_B la constante de Boltzmann, m la masse de l'atome et T sa température. Des effets de statistiques quantiques vont apparaître quand la densité dans l'espace des phases est de l'ordre de un (extension spatiale de la fonction d'onde atomique de l'ordre de la distance entre atomes). Ceci explique le regain d'intérêt observé ces dernières années pour la recherche de structures lumineuses à faible taux de diffusion de photons, que ce soit pour le refroidissement ou pour le piégeage des atomes.

Il existe aujourd'hui deux méthodes de refroidissement dans lesquelles les atomes, libres (non soumis à une force de piégeage) sont refroidis dans des états non couplés à la lumière : les résonances noires sélectives en vitesse (sigle anglais VSCPT) [14] et le refroidissement Raman [15]. Dans les deux cas, la température n'est plus limitée par la température de recul mais par le temps d'interaction fini des atomes avec les faisceaux lumineux. Ces mécanismes sont très efficaces à une dimension ($T_{rec}/100$ pour le refroidissement Raman [16] et $T_{rec}/1000$ pour le refroidissement VSCPT [17]). Ces méthodes ont été récemment étendues à trois dimensions mais seule l'expérience VSCPT sur l'hélium permet actuellement de refroidir un nuage d'atomes libres en dessous de la température de recul [18] ; la fraction d'atomes refroidis est cependant faible.

Dans ce travail, nous avons mis au point un type de refroidissement intermédiaire, présent dans une mélasse que nous avons nommée *mélasse grise*. En effet, dans ce mécanisme, les atomes ne sont pas pompés dans des états véritablement noirs [19] mais dans des états faiblement couplés à la lumière, d'où le terme gris. Cette mélasse est efficace sur une transition de type $J_f \rightarrow J_e = J_f - 1$ ou $J_f \rightarrow J_e = J_f$ [20] (J_f et J_e sont les moments angulaires de l'état fondamental et de l'état excité d'une transition optique de l'atome considéré) lorsque les faisceaux lumineux sont désaccordés sur le bleu de cette transition ($\omega_{las} > \omega_{at}$), contrairement aux mélasses traditionnelles où la transition est de type $J_f \rightarrow J_e = J_f + 1$ avec un désaccord rouge ($\omega_{las} < \omega_{at}$). Nous étudierons dans ce mémoire les principales caractéristiques de cette mélasse et nous la comparerons aux autres types de refroidissement que nous venons d'évoquer. En particulier nous montrerons que la mélasse grise est stable malgré le chauffage par effet Doppler présent avec un désaccord bleu. Par rapport aux mélasses traditionnelles, les

températures atteintes sont trois fois plus faibles et le taux de diffusion de photons est considérablement réduit. Un autre atout de ce type de mélasse est la simplicité de sa mise en oeuvre, comparativement au refroidissement Raman ou VSCPT.

Nous avons ensuite cherché à savoir si ce type de refroidissement était compatible avec un piégeage supplémentaire. Le piège choisi, devait, lui-aussi, présenter un faible taux de diffusion : il fallait donc utiliser un piège faiblement dissipatif. Tel est le cas des pièges dipolaires [21] créés par un ou des faisceaux lumineux dont la longueur d'onde est éloignée de toute raie de transition de l'atome que l'on souhaite confiner. En effet la profondeur du potentiel de ce piège est inversement proportionnelle avec le désaccord du faisceau piégeant alors que le taux de diffusion de photons est lui inversement proportionnel au carré de ce désaccord. Il existe donc toujours une situation expérimentale où la profondeur est suffisante pour confiner des atomes et où le taux de photons est négligeable sur la durée de l'expérience. Le premier piège dipolaire, en 1986 [22], employait un désaccord faible (1 nm) et il était nécessaire d'alterner les phases de piégeage et de refroidissement (piège dipolaire dissipatif). Des expériences plus récentes se sont placées à des désaccords plus importants où le caractère non dissipatif est plus fortement vérifié. Si on utilise un désaccord rouge les atomes sont attirés vers les zones de forte intensité lumineuse (cf [23]); avec un désaccord bleu, les atomes sont au contraire repoussés des zones de forte intensité (cf [24, 25]).

Dans ces expériences les atomes ne sont soumis qu'à la force de piégeage. Nous avons en effet remarqué ci-dessus le fait que les mélasses traditionnelles ne pouvaient être utilisées pour obtenir des densités dans l'espace des phases importantes. Seules deux expériences récentes [26, 27] combinent à la fois un piège dipolaire et un refroidissement (il s'agit du refroidissement Raman). La densité dans l'espace des phases a été augmentée, mais se situe encore à plus de deux ordres de grandeur du seuil de condensation.

Nous présentons dans ce mémoire des expériences où le piège dipolaire est associé à une mélasse grise. Il s'agit donc d'une démarche alternative à un refroidissement Raman comparativement plus efficace dans l'absolu, mais beaucoup plus lourd à mettre en oeuvre. Dans un premier temps, nous avons testé cette nouvelle combinaison piège-refroidissement dans un piège créé par un faisceau gaussien unique et très désaccordé. Nous mettrons en évidence le rôle de l'anisotropie du piège pour diminuer le chauffage induit par diffusion multiple de photons. Le confinement transverse est très fort et conduit à des densités atomiques importantes. Ceci nous a conduit à tester cette association sur des structures confinantes plus complexes telles qu'un réseau optique et une figure de tavelures.

Cela nous a permis, entre autre, d'observer directement, et pour la première fois, la localisation d'atomes dans un réseau optique (image en absorption).

Ce mémoire est divisé en cinq chapitres. Les deux premiers présentent l'aspect théorique des outils que nous allons utiliser dans nos expériences. Le troisième décrit le montage expérimental ainsi que les méthodes de mesures utilisées alors que les deux derniers chapitres présentent les résultats expérimentaux.

Plus précisément, le premier chapitre est consacré au refroidissement. Après avoir rappelé de manière succincte les mécanismes Doppler, Sisyphé et $\sigma^+ - \sigma^-$, nous étudions plus en détail le refroidissement à une dimension sur une transition $J \rightarrow J - 1$ lorsque le désaccord des faisceaux de la mélasse est positif et nous présentons les résultats issus d'une simulation Monte Carlo quantique à trois dimensions.

Au chapitre deux nous nous intéressons au piège dipolaire. Nous étudions le rôle de la puissance et du col du faisceau piégeant sur la profondeur du piège et l'influence de la gravité sur celui-ci, sur son remplissage à partir d'un piège magnéto-optique. Nous discutons également de l'effet d'un désaccord positif, en particulier sur le caractère non dissipatif d'un tel potentiel lumineux.

Le chapitre trois est dévolu au montage expérimental ainsi qu'à la description des techniques de mesures mises au point pour ces expériences : temps de vol pour la mesure de la température et de nombre d'atomes, résonances induites par le recul, méthode nouvelle pour mesurer la température, imagerie par absorption ayant une bonne résolution pour connaître les caractéristiques géométriques de nuages atomiques de taille micrométrique, mesure originale de fréquences d'oscillation.

Les résultats expérimentaux relatifs à la mélasse grise sont exposés au chapitre quatre : température, nombre d'atomes en fonction du désaccord, de l'intensité des faisceaux de la mélasse, du champ magnétique, de la densité atomique... Ces expériences se sont déroulées en deux étapes. Les premières mesures ont été réalisées dans le groupe de Gilbert Grynberg, avec Christine Triché. Nous avons montré la stabilité de la mélasse grise dans une géométrie à quatre faisceaux lumineux. Les résultats complets de ces expériences sont exposés dans sa thèse [28]. Dans un deuxième temps j'ai monté une nouvelle expérience dans le groupe de Christophe Salomon. Nous avons alors déterminé la température la plus basse, $1 \mu\text{K}$ (cela correspond à $5.5 T_{rec}$) et étudié l'influence de la diffusion multiple de photons.

Ensuite, et c'est l'objet du chapitre cinq, nous avons combiné ce refroidissement avec un piégeage dû à un faisceau issu d'un laser YAG :Nd³⁺ focalisé sur le

nuage atomique. Nous avons commencé par étudier le cas d'un faisceau gaussien unique, conduisant alors à un nuage de forme cylindrique très confiné transversalement (quelques microns). Ceci a permis de mettre en évidence le rôle de la géométrie pour diminuer l'influence de la diffusion multiple de photons. Nous avons ensuite mis au point une technique pour créer au niveau des atomes des structures lumineuses plus complexes. En particulier nous avons créé un réseau optique très désaccordé, de pas $29 \mu\text{m}$, et nous avons pu observer directement la localisation des atomes dans cette structure. Ce réseau atomique est non lacunaire et conduit à un piège tri-dimensionnel par effet Talbot ; les densités atomiques atteintes sont alors importantes, de l'ordre de 10^{13} at/cm^3 . Nous avons également observé, directement par imagerie en absorption, le confinement d'atomes dans une figure de tavelures.

Chapitre 1

Mélasse grise

Ce chapitre est dévolu à un nouveau type de mélasse optique, que nous avons appelée mélasse grise. Nous commencerons par rappeler, dans la section I, les mécanismes de refroidissement usuels (Doppler, Sisyphe, $\sigma^+ - \sigma^-$). Nous allons ensuite étudier, dans la section II, la mélasse grise en insistant sur ses spécificités et le mécanisme de refroidissement associé. Nous donnerons également les résultats d'une simulation numérique, de type Monte Carlo quantique à trois dimensions, réalisée sur la transition utilisée expérimentalement. Nous discuterons également de la structure tridimensionnelle du réseau optique que l'on obtient avec une transition de type $J \rightarrow J - 1$ et du refroidissement dans ces réseaux gris (section III). Pour finir, dans la section IV nous comparerons les différents mécanismes que nous avons évoqués lors de ce chapitre.

I Rappels

Nous commencerons (paragraphe I.1) par résumer le refroidissement Doppler qui fut historiquement le premier mécanisme introduit [29]. Pour un atome caractérisé par une transition de type $J \rightarrow J + 1$, la température peut être abaissée par rapport à la valeur limite permise par ce refroidissement, par des mécanismes dits sub-Doppler tels que le refroidissement Sisyphe et le refroidissement en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ [30] dont nous allons donner les principales caractéristiques dans le paragraphe I.2.

I.1 Refroidissement Doppler

Considérons un atome à deux niveaux (état fondamental $|f\rangle$ et état excité $|e\rangle$ séparés d'une énergie $\hbar\omega_{at}$) et de vitesse \mathbf{v} . Il est éclairé par un faisceau lumineux monochromatique de fréquence ω_L et de vecteur d'onde \mathbf{k} . Soit enfin Ω la fréquence de Rabi associée. Plaçons nous également à une dimension d'espace. La force de pression de radiation est alors de la forme :

$$\mathbf{F} = \hbar\mathbf{k}\Gamma'$$

$$\text{avec : } \begin{cases} \Gamma' = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} \\ s = \frac{1}{2} \frac{\Omega^2}{(\delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 + \Gamma^2/4} \end{cases} \quad (1.1)$$

où Γ est la largeur du niveau excité, Γ' celle du niveau fondamental (induite par la lumière); $\delta = \omega_L - \omega_{at}$ est le désaccord à résonance et s le paramètre de saturation. La force a donc même direction que le faisceau lumineux et sature pour $s \gg 1$ à $\hbar\mathbf{k}\Gamma/2$. Cette force est appelée *force de pression de radiation*.

Si l'atome est soumis à deux faisceaux lumineux ayant même fréquence et se propageant en sens contraire, le décalage Doppler (terme en $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$) a un signe différent pour les deux ondes. Dans cette situation la force totale \mathbf{F}_D est en fait la somme des deux forces. La figure 1.1 représente F_D en fonction de la vitesse pour un désaccord négatif (sur le rouge de la transition). Ainsi l'ensemble des deux faisceaux représente une force de friction quelque soit la vitesse (F_D et v sont de signes opposés). Pour un désaccord positif (sur le bleu de la transition) la force a un signe opposé : cette situation correspond donc à un chauffage.

\mathbf{F}_D présente deux extrema en $\pm\delta/k$; le refroidissement est ainsi surtout efficace entre ces deux valeurs. Numériquement avec $\delta = -3\Gamma$ cette portée vaut $\delta/k = 13$ m/s. Cette valeur correspond à une fraction non négligeable de la vitesse thermique (la centaine de mètres par seconde). Ainsi le refroidissement Doppler (si le laser est décalé vers le rouge) est efficace pour des atomes initialement à température ambiante, ce qui, nous le verrons, n'est pas le cas des autres mécanismes. Le refroidissement Doppler est donc primordial pour obtenir des atomes froids.

Retenons donc :

- $\delta < 0$ (sur le rouge de la transition) \mathbf{F} est de signe opposé à la vitesse : il s'agit d'une force de friction. La température résulte d'un équilibre entre ce refroidissement et le chauffage induit par émission spontanée. La plus basse température permise par ce mécanisme est $k_B T = \hbar\Gamma/2$ (limite Doppler).

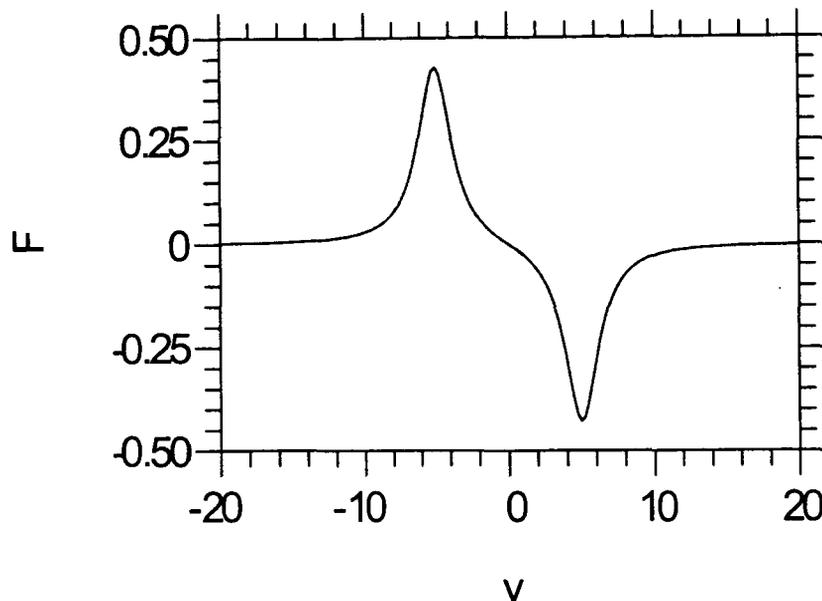


FIG. 1.1: *Force Doppler, en unité de $\hbar k \Gamma$, exercée sur un atome de vitesse v (en unité de Γ/k) pour un désaccord de $\delta = -5\Gamma$.*

- $\delta > 0$ (sur le bleu de la transition) F et v sont de même signe : l'effet net est alors un emballement de la température, c'est-à-dire un chauffage. Ceci semble compromettre tout mécanisme de refroidissement sur le bleu.

I.2 Mélasses et réseaux agissant sur une transition $J \rightarrow J + 1$

Dans le paragraphe précédent le mécanisme Doppler utilisait uniquement un atome à deux niveaux soumis à deux ondes lumineuses scalaires (la polarisation n'intervenait pas). Des résultats expérimentaux [31, 32, 33] ont rapidement démontré l'existence d'un refroidissement plus efficace sur l'atome de sodium et de césium car les températures atteintes expérimentalement étaient significativement plus basses que la limite Doppler. Nous allons revenir brièvement sur quelques points particuliers de ces mécanismes de refroidissement (cf [30]).

I.2.1 Refroidissement de type Sisyphe

Une explication détaillée de cet effet peut se trouver dans [30, 34]. Remarquons simplement que pour ce refroidissement la transition atomique doit être du type $J \rightarrow J + 1$. Les lasers doivent être décalés sur le rouge de la transition et polarisés linéairement (les faisceaux se propageant en sens contraire ont une polarisation linéaire orthogonale entre eux). Nous allons donner les principales caractéristiques de ce refroidissement dans le cas d'école de la transition $1/2 \rightarrow 3/2$ et en se restreignant à une dimension d'espace (cf figure 1.2).

Dans cette configuration l'intensité est uniforme mais il existe un gradient de po-

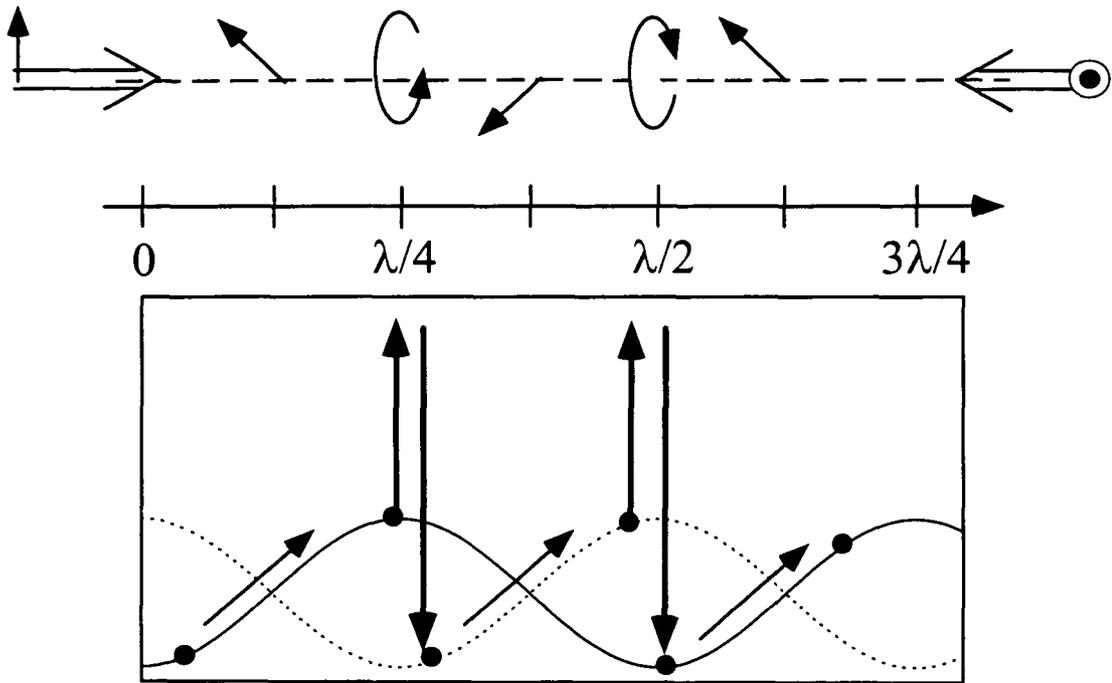


FIG. 1.2: Variation de la polarisation (en haut) et des déplacements lumineux (en bas) en fonction de la position dans la configuration $lin \perp lin$ à une dimension.

larisation. Cela induit une modulation des déplacement lumineux (énergie acquise par l'atome par interaction avec la lumière) de période $\lambda/2$. Les atomes subissent des cycles absorption-émission spontanée majoritairement aux sommets des collines de potentiel, à cause de la polarisation circulaire de la lumière. Lors de chacun de ces cycles les atomes perdent une énergie de l'ordre de grandeur de la profondeur du puits de potentiel. Ce processus se répétera jusqu'à ce que

l'atome n'ait plus suffisamment d'énergie pour franchir la barrière de potentiel menant au puits voisin. Les atomes se trouvent donc localisés et refroidis en des sites bien particuliers (où la polarisation est circulaire) formant un réseau de pas $\lambda/4$. Une fois piégés les atomes interagissent en permanence avec les faisceaux lasers et même de façon maximale (à cause de la valeur du coefficient de Clebsch-Gordan). C'est la raison pour laquelle ces mélasses et réseaux sont parfois appelés mélasses et réseaux brillants. Nous reprendrons cette terminologie dans la suite. La température atteinte lors de ce refroidissement est directement proportionnelle à la profondeur des puits de potentiel, donc à $\hbar\delta s/2$. Ceci dans l'approximation $s \ll 1$. Il existe une valeur minimale de la température de l'ordre de quelques énergies de recul. Ce schéma se généralise simplement à trois dimensions. Il faut cependant remarquer que le phénomène de localisation nécessite une structure interférentielle stable. Cette condition n'est pas automatiquement remplie avec la superposition de six faisceaux à trois dimensions car une fluctuation de phase d'un des faisceaux modifierait totalement cette structure. On parle alors de mélasses optiques. Dans le cas "idéal" on parle de réseau optique. Expérimentalement les températures obtenues sont un peu plus faibles éseau qu'en mélasse. Par exemple la température minimale se situe pour le césium à $2.5 \mu\text{K}$ en mélasse [35] et à $1.2 \mu\text{K}$ en réseau [36].

Sur une transition à J plus élevée la principale différence vient du fait que les sous-niveaux Zeeman ne sont plus états propres du déplacement lumineux. Ainsi les états propres du Hamiltonien sont des combinaisons linéaires, dépendantes de la position, de tous les sous-niveaux Zeeman.

I.2.2 Refroidissement de type $\sigma^+ - \sigma^-$

Dans ce schéma, les faisceaux lasers se propageant en sens opposé ont une polarisation circulaire respectivement σ^+ et σ^- . La polarisation résultante est linéaire avec un axe tournant autour de l'axe de propagation avec une période de $\lambda/4$. Le cas d'école est cette fois la transition $1 \rightarrow 2$. Dans cet exemple les niveaux d'énergie des états propres du Hamiltonien ne dépendent pas de la position, mais ce sont les états propres qui en dépendent (exactement le contraire de la transition $1/2 \rightarrow 3/2$). Considérons un atome de vitesse v et plaçons nous dans le référentiel tournant où la polarisation est fixe. On montre alors (cf [30]) qu'il faut rajouter au Hamiltonien un terme proportionnel à la vitesse, kvJ_z , qui va induire un couplage entre les sous-niveaux Zeeman. Il va s'en suivre une différence de population entre les états $| - 1 \rangle$ et $| + 1 \rangle$ d'où une différence de pression de radiation. On

en déduit donc une force de friction et un coefficient de diffusion en impulsion. La température obtenue a le même comportement vis-à-vis du désaccord et de l'intensité que dans le cas du refroidissement Sisyphe.

II Mélasse grise

Dans le paragraphe précédent nous avons vu qu'il existe des mécanismes de refroidissement sub-Doppler sur des transitions du type $J \rightarrow J + 1$ si on utilise des lasers désaccordés sur le rouge de la transition.

Nous allons voir ici qu'il existe également un mécanisme de refroidissement sur une transition $J \rightarrow J - 1$ ou $J \rightarrow J$, mais à condition d'utiliser un désaccord bleu ($\omega_L > \omega_{at}$).

Cette situation avait déjà été envisagée théoriquement dans [20] et avait été observée à une dimension par [37]. Une étude du mécanisme de refroidissement plus développée que celle que nous allons exposer peut être trouvée dans [38].

II.1 Etat non couplé

Comme mentionné précédemment nous allons nous placer dans le cas d'une transition $J \rightarrow J - 1$ ou $J \rightarrow J$. Ces deux types de transition ont une caractéristique commune, qui les différencie d'une transition $J \rightarrow J + 1$: l'existence d'états non couplés [19].

Nous allons tout d'abord envisager le cas d'une transition $1 \rightarrow 1$ à une dimension d'espace (transition utilisée dans le schéma VSCPT). Supposons qu'un atome est éclairé par un faisceau lumineux polarisé σ^+ . Nous voyons sur la figure 1.3 que l'état $|+1\rangle$ ne peut être excité par le laser. C'est le cas pour $| - 1 \rangle$ si la polarisation est σ^- et pour $|0\rangle$ si elle est linéaire (car le coefficient de Clebsch-Gordan est nul). De tels états sont appelés états non couplés car le faisceau lumineux ne peut pas exciter des atomes se trouvant dans ces niveaux. On voit également qu'un état non couplé l'est pour un faisceau particulier et ne l'est pas quel que soit celui-ci. L'état $|+1\rangle$ est un état non couplé si la lumière est σ^+ mais ne l'est plus pour une lumière polarisée π ou σ^- . Dans le cas d'un faisceau (ou d'un ensemble de faisceaux) saturant faiblement la transition atomique le sous-espace des états non couplés est le noyau du Hamiltonien du déplacement lumineux. La figure 1.4 montre que sur la transition $1 \rightarrow 0$ il existe deux états non couplés. Plus généralement on pourra trouver une étude détaillée concernant les états non couplés dans une configuration arbitraire du champ électrique à une, deux ou trois

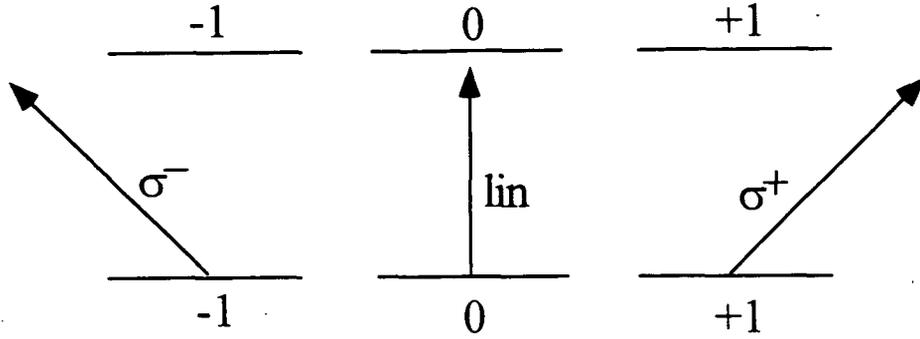


FIG. 1.3: Atome éclairé par une lumière σ^+ , σ^- ou linéaire. Dans chacun de ces cas il existe un état qui ne peut pas être excité par le faisceau lumineux.

dimensions dans [39]. Nous retiendrons qu'il existe au moins un état non couplé

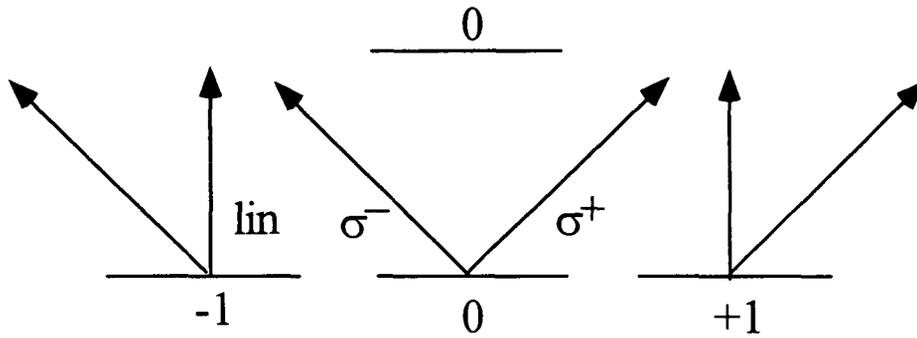


FIG. 1.4: Atome éclairé par une lumière σ^+ , σ^- ou linéaire. Dans chacun de ces cas il existe deux états qui ne peuvent pas être excités par le faisceau lumineux.

sur une transition $J \rightarrow J$ et deux états non couplés sur une transition $J \rightarrow J - 1$. L'annexe A donne l'expression de ces états sur la transition $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ dans une configuration $lin \perp lin$.

II.2 Couplage motionnel

Un atome se trouvant dans un état non couplé n'est donc plus excité par la lumière laser. De plus, par pompage optique, les atomes se trouvant dans des états couplés vont finir par retomber dans ces états non couplés. Les atomes vont donc s'accumuler dans ces derniers. On pourrait alors penser que les atomes y

resteront indéfiniment. En fait il n'en est rien car le Hamiltonien total contient, en plus du terme de déplacement lumineux, le terme d'énergie cinétique. Il faudrait donc que l'atome soit dans un état propre de l'énergie cinétique pour rester non couplé ; un tel état est appelé état noir [19]. Il n'est pas question de rentrer ici dans une étude détaillée des états noirs et je renvoie le lecteur à [39]. Il faut donc étudier dans notre cas l'effet de ce Hamiltonien sur les états non couplés trouvés dans le paragraphe précédent. Si le champ lumineux dépend de la position (que ce soit en intensité ou en polarisation), l'état non couplé $|\Psi_{NC}\rangle$ en dépendra aussi. Ecrivons cet état sous la forme (décomposition sur les sous-niveaux n) :

$$|\Psi_{NC}\rangle = \left(\sum_n A_n(\mathbf{X})|n\rangle \right) |p\rangle \quad (\text{état non couplé d'impulsion } p) \quad (1.2)$$

On cherche à déterminer $(\mathbf{P}^2/2m)|\Psi_{NC}\rangle$. Pour cela calculons tout d'abord $\mathbf{P}^2 A_n(\mathbf{X})$:

$$\mathbf{P}^2 A_n(\mathbf{X}) = A_n(\mathbf{X})\mathbf{P}^2 + 2i\hbar \frac{d}{d\mathbf{X}} [A_n(\mathbf{X})]\mathbf{P} - \hbar^2 \frac{d^2}{d\mathbf{X}^2} [A_n(\mathbf{X})] \quad (1.3)$$

Finalement il vient :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^2 |\Psi_{NC}\rangle &= \mathbf{P}^2 \left(\sum_n A_n(\mathbf{X})|n\rangle \right) |p\rangle \\ &= \sum_n \left(A_n(\mathbf{X})\mathbf{P}^2 + 2i\hbar \frac{d}{d\mathbf{X}} [A_n(\mathbf{X})]\mathbf{P} - \hbar^2 \frac{d^2}{d\mathbf{X}^2} [A_n(\mathbf{X})] \right) |n\rangle |p\rangle \\ &= p^2 |\Psi_{NC}\rangle + 2i\hbar p \sum \frac{d}{d\mathbf{X}} [A_n(\mathbf{X})] |n\rangle |p\rangle - \hbar^2 \sum \frac{d^2}{d\mathbf{X}^2} [A_n(\mathbf{X})] |n\rangle |p\rangle \end{aligned} \quad (1.4)$$

Pour être état noir il faut que l'état non couplé soit état propre de l'énergie cinétique au moins pour une valeur particulière de p . Pour $p = 0$ il faut que le troisième terme soit proportionnel à $|\Psi_{NC}\rangle$. Ceci est le cas pour les états non couplés de la transition $1 \rightarrow 1$. Ce n'est pas le cas d'un des états non couplés de la transition $2 \rightarrow 1$ (cf annexe A).

Expérimentalement nous avons utilisé la transition $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ de la raie D2 du césium. Sur une telle transition il n'existe pas d'état noir. L'énergie cinétique va donc coupler les états non couplés vers les états couplés. Si la température de nuage atomique est importante par rapport à l'énergie de recul ($\langle p^2 \rangle \gg (\hbar k)^2$), on peut déduire de l'équation 1.4 que c'est essentiellement le deuxième terme qui va contribuer. Dans ce cas le couplage d'un état non couplé $|\Psi_{NC}\rangle$ vers un état couplé $|\Psi_C\rangle$ aura pour expression :

$$C^{(mot)} = \frac{i\hbar p}{m} \left(\frac{d}{dx} \langle \Psi_{NC} | \right) | \Psi_C \rangle \quad (1.5)$$

Un tel couplage, dépendant de la vitesse, est appelé couplage motionnel. En particulier les états propres du Hamiltonien deviennent dépendants de la vitesse. Schématiquement et pour un couplage faible, l'un de ces états est de la forme :

$|\Psi_{NC}\rangle + \epsilon|\Psi_C\rangle$ où $\epsilon = C^{(mot)}/\hbar\delta'_C$. Le couplage motionnel introduit donc une largeur à $|\Psi_{NC}\rangle$.

Le taux d'absorption de l'état non couplé s'écrit alors :

$$\Gamma'_{NC\rightarrow C} = \left| \frac{C^{(mot)}}{\hbar\delta'_C} \right|^2 \Gamma'_C \quad (1.6)$$

où $\hbar\delta'_C$ est le déplacement lumineux de l'état couplé.

II.3 Mécanisme de refroidissement

Pour simplifier, considérons un atome décrit uniquement par deux états, $|\Psi_{NC}\rangle$ et $|\Psi_C\rangle$ dans une configuration laser $lin \perp lin$. Avant de développer le mécanisme de refroidissement nous allons déterminer la population de chacun de ces deux états. Une équation de taux sur ces deux populations (Π_C et Π_{NC}) donne :

$$\Pi_C \Gamma'_{C\rightarrow NC} = \Pi_{NC} \Gamma'_{NC\rightarrow C} \quad (1.7)$$

A l'ordre le plus bas en vitesse il vient donc :

$$\begin{cases} \Pi_{NC} = 1 \\ \Pi_C = \frac{\Gamma'_{NC\rightarrow C}}{\Gamma'_{C\rightarrow NC}} \end{cases} \quad (1.8)$$

La population de l'état couplé est donc proportionnelle à v^2 et sera ainsi d'autant plus faible que la vitesse est faible. Il en sera de même pour la population de l'état excité. Cette situation explique le nom donné à cette mélasse car les atomes sont majoritairement dans des états faiblement couplés à la lumière. On ne peut cependant pas employer le terme *noir* car le couplage motionnel ne s'annule jamais. Nous avons donc utilisé le terme *mélasse grise*.

Nous avons maintenant tous les ingrédients pour analyser le mécanisme de refroidissement. Le désaccord laser étant positif, le déplacement lumineux δ'_C de Ψ_C est positif. En se référant aux résultats de l'annexe A le couplage de l'état couplé vers l'état non couplé est maximal lorsque δ'_C est maximale. Par contre le couplage de $|\Psi_{NC}\rangle$ vers $|\Psi_C\rangle$ est lui maximal quand l'énergie de l'état couplé est minimale. On voit ainsi apparaître un cycle de type Sisyphe entre ces deux états. L'énergie perdue par l'atome est donc de l'ordre de grandeur de la profondeur du puits de l'état couplé (cf. figure 1.5).

Nous n'allons pas détailler ici les calculs. Le cas de la transition $1 \rightarrow 1$ a été étudié dans la référence [38].

Comme d'habitude l'état d'équilibre (caractérisé par la température) résulte d'un

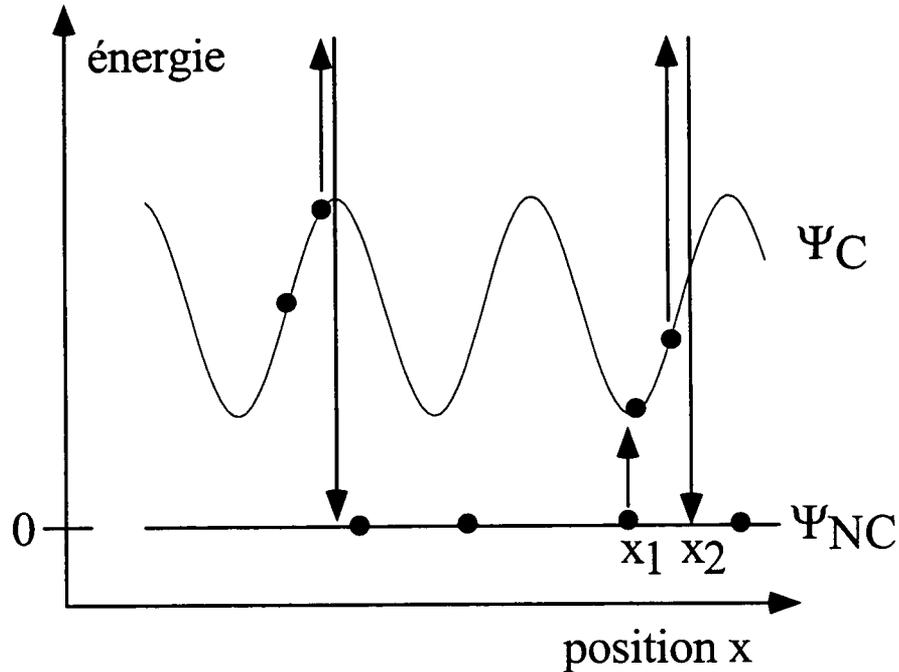


FIG. 1.5: Mécanisme de refroidissement sur une transition possédant un état non couplé $|\Psi_{NC}\rangle$ et un état couplé $|\Psi_C\rangle$. Le couplage de $|\Psi_{NC}\rangle$ vers $|\Psi_C\rangle$ s'effectue par couplage motionnel. Celui-ci est maximal au fond des puits de l'état couplé. D'autre part le couplage radiatif de $|\Psi_C\rangle$ vers $|\Psi_{NC}\rangle$ est maximal au sommet du potentiel de $|\Psi_C\rangle$.

équilibre entre le refroidissement (caractérisé par la force de friction F) et le chauffage par émission spontanée (caractérisé par le coefficient de diffusion en impulsion D). Nous allons donner une estimation de F et de D et en déduire la température du nuage atomique.

On va se placer dans le cas où la vitesse v de l'atome est faible c'est-à-dire : $x_1 \approx x_2$. La force de friction moyenne F va entraîner une dissipation d'énergie W suivant la relation $Fv = \langle dW/dt \rangle$ (moyenne spatiale). Si l'on effectue un bilan énergétique au cours d'un cycle, l'énergie perdue par l'atome vaut $\hbar\delta'_C(x_1) - \hbar\delta'_C(x_2)$. De plus ces cycles surviennent à un taux de l'ordre de $\Gamma_{NC \rightarrow C}^{(mot)}$. Etant dans l'approximation de vitesse faible, on peut effectuer un développement limité de $\hbar\delta'_C(x_1) - \hbar\delta'_C(x_2)$. Au premier ordre ce terme vaut $d/dx(\hbar\delta'_C)v/\Gamma'_{C \rightarrow NC}$. Dans le cas de la transition $1 \rightarrow 1$ la force s'obtient en allant à l'ordre deux du

développement limité ci-dessus (l'ordre un donne un terme nul lorsque l'on effectue la moyenne spatiale). Le même type de raisonnement conduit également à l'annulation de l'ordre un par moyenne spatiale sur la transition $2 \rightarrow 1$ (cf annexe A).

Le coefficient de diffusion en impulsion s'exprime comme la moyenne de la fonction de corrélation de la force instantanée qui agit sur l'atome [53]. Ici l'état non couplé ayant une énergie nulle, cette force est non nulle seulement quand l'atome est dans $|\Psi_C\rangle$. Le temps de corrélation de cette force est de l'ordre de $(\Gamma'_C)^{-1}$. Donc un ordre de grandeur du coefficient D de diffusion en impulsion est :

$$D \sim \hbar \left(\frac{d}{dx} \hbar \delta'_C \right)^2 (\Gamma'_C)^{-1} \Pi_C \quad (1.9)$$

On peut alors en déduire la température. Sur la transition $1 \rightarrow 1$ on obtient :

$$\begin{cases} F \sim -\alpha v^3 \text{ où } \alpha = \frac{\hbar k^4}{\Gamma'_C \delta'_C} \\ D \sim \beta v^2 \text{ avec } \beta = \frac{\hbar^2 k^4}{\Gamma'_C} \end{cases} \quad (1.10)$$

D'autre part (cf. [53]) la densité en vitesse à l'équilibre s'exprime comme :

$$\rho(v) \propto \exp\left[m \int dv' \frac{F(v')}{D(v')}\right] = \exp\left(-\frac{mv^2}{2} \frac{\alpha}{\beta}\right) \quad (1.11)$$

On en déduit donc une expression de la température T :

$$k_B T \sim \hbar \delta'_C \quad (1.12)$$

Cette analyse a été effectuée dans le cas des très faibles vitesses, mais dans [38] on montre que ce dernier résultat est valable sur une plus grande gamme de vitesses. La température est donc proportionnelle à la profondeur des puits de potentiel de l'état couplé. Elle est donc proportionnelle à I/δ où I est l'intensité des faisceaux, comme pour un refroidissement Sisyphé sur une transition $J \rightarrow J + 1$.

II.4 Résultat de la simulation numérique

Une simulation numérique de type Monte Carlo quantique à trois dimensions [40] a été effectuée par Yvan Castin sur la transition $3 \rightarrow 2$ (celle que nous avons étudiée expérimentalement) dans une configuration à six faisceaux $lin \perp lin$ et $\sigma^+ - \sigma^-$. Cette simulation a été réalisée pour un désaccord de $+5\Gamma$ avec des phases relatives bien déterminées entre les trois paires de faisceaux : phases relatives nulles dans le cas $lin \perp lin$ et $(0, \pi/3, 2\pi/3)$ dans le cas $\sigma^+ - \sigma^-$.

La figure 1.6 représente les résultats de la simulation numérique pour la température et la population de l'état excité. Comme prévu, la température augmente de façon linéaire avec le déplacement lumineux. De plus la température minimale est de $\sim 1 \pm 0.2 \mu\text{K}$ et est typiquement trois fois plus faible que pour une mélasse brillante pour le même déplacement lumineux. A la précision des mesures près, on ne note pas de différence significative entre les deux configurations de polarisation.

On note également que la population de l'état excité est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ et dépend peu de l'intensité des faisceaux.

C'est également le cas dans le cadre de notre modèle. La population de l'état excité Π_e vaut :

$$\begin{aligned} \Pi_e &= \Pi_C \frac{s}{2} = \left(\frac{C^{(mot)}}{\delta_C} \right)^2 \frac{s}{2} \\ &\approx \frac{\langle (kv)^2 \rangle}{\delta^2 s} \propto \frac{1}{\delta} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Dans cette approximation on retrouve bien que la population de l'état excité dépend peu de la fréquence de Rabi.

Par contre si on estime la population de l'état excité $\Pi_e^{(MB)}$ dans une mélasse brillante on obtient :

$$\Pi_e^{(MB)} \approx \Pi_f^{(MB)} 6 \frac{s}{2} \propto \frac{\Omega^2}{\delta^2} \quad (1.14)$$

Si on réécrit les résultats concernant la population en unité du paramètre de saturation, on obtient environ $0.1 s/2$ alors qu'elle est de $6 s/2$ dans une mélasse brillante (facteur 6 car à trois dimensions il y a six faisceaux). La population dans l'état excité est environ 60 fois plus faible dans une mélasse grise. On retrouve bien que les atomes sont majoritairement dans des états faiblement couplés à la lumière.

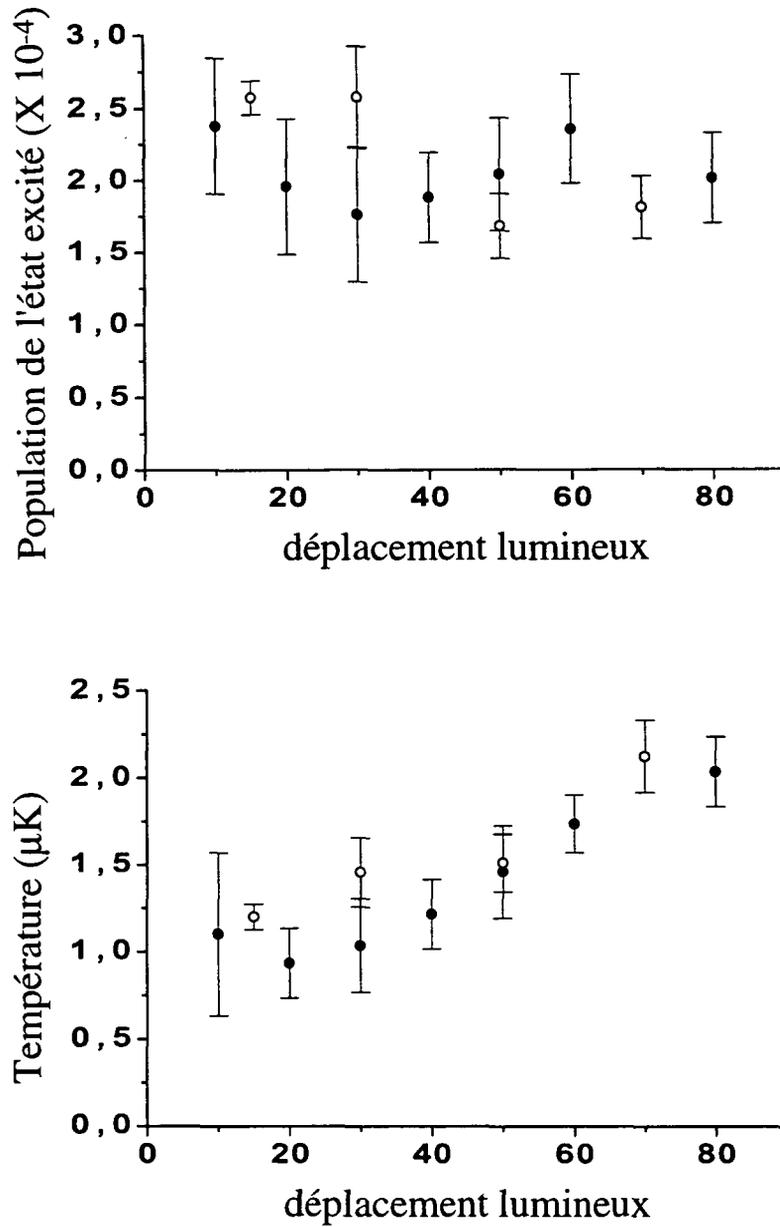


FIG. 1.6: Température et population de l'état excité, déterminées par simulation numérique, de la mélasse grise en fonction du déplacement lumineux (en unité d'énergie de recul) pour un désaccord de $+5\Gamma$ en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ (●) et $\sigma^+ - \sigma^-$ (○).

En conclusion, la simulation est en bon accord avec le modèle de refroidissement que nous avons présenté. D'autre part, elle montre que la température est effectivement plus faible que dans une mélasse brillante (facteur trois) et que la population de l'état excité (et donc la fluorescence) est également beaucoup plus faible (facteur 60). Par ailleurs, le refroidissement dans une configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ conduit aux mêmes résultats que dans une configuration $lin \perp lin$ à la précision de la simulation près.

III Réseau gris

Jusqu'à présent nous ne nous sommes intéressés qu'au refroidissement des atomes dans une mélasse grise. Le modèle du paragraphe I.2.1, sur une transition $J \rightarrow J+1$ dans une configuration $lin \perp lin$, montre qu'à une dimension les atomes sont localisés, sur des sites de polarisation circulaire. Une généralisation possible à trois dimensions consiste à utiliser quatre faisceaux formant un tétraèdre [41]. Or nous avons vu au paragraphe II.3 quelle était l'allure des niveaux d'énergie d'un atome sur une transition $J \rightarrow J-1$ avec un désaccord bleu et en configuration $lin \perp lin$: les états non couplés sont situés en-dessous des états couplés et ces derniers ont un niveau d'énergie modulé spatialement (contrairement aux premiers). Un atome dans un état non couplé est donc libre, il n'est soumis à aucune force de rappel. Ainsi contrairement au cas $J \rightarrow J+1$ il n'existe pas de réseau optique dans cette situation.

En fait si. Dans le paragraphe II.2 traitant du couplage motionnel nous avons montré que le couplage par énergie cinétique comportait un terme lié à la dérivée première de l'état non couplé et également un terme lié à la dérivée seconde de cet état. Par la suite nous n'avons pas tenu compte de ce dernier terme car, pour un nuage atomique de température supérieure à la température de recul, il est négligeable devant l'autre. Si on projette cette équation (équation 1.4) sur l'état non couplé, $|\Psi_{NC}\rangle$, le terme lié à la dérivée première est nul (un état normé est orthogonal à sa dérivée) et le deuxième terme donne :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2}{dx^2} \langle \Psi_{NC} | \Psi_{NC} \rangle \right) \quad (1.15)$$

Ce terme est appelé potentiel topologique [42]. L'expression précédente montre qu'à un coefficient numérique près, l'ordre de grandeur de la profondeur de ce potentiel est l'énergie de recul (figure 1.7). Il n'a pas encore été mis en évidence expérimentalement. Ce potentiel est d'origine purement quantique et conduit à une localisation des atomes si la température est suffisamment basse. Il serait

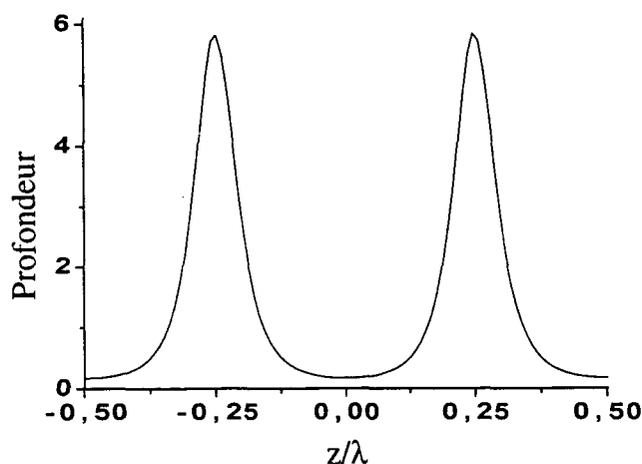


FIG. 1.7: *Potentiel topologique en unité d'énergie de recul en fonction de z/λ sur la transition $1 \rightarrow 1$ en configuration lin 45 lin (angle de $\pi/4$ entre les deux faisceaux linéairement polarisés).*

donc intéressant de rechercher cet effet.

On peut créer un réseau de profondeur plus importante en rajoutant un champ magnétique statique aux faisceaux de la mélasse. En effet comme $|\Psi_{NC}\rangle$ est une combinaison linéaire dépendant de la position des sous-niveaux Zeeman, l'ajout d'un champ magnétique faible conduit à une énergie dépendant de la position :

$$\begin{aligned}
 |\Psi_{NC}\rangle &= \sum a_n(x)|n\rangle \\
 \text{d'où : } \langle \Psi_{NC} | \mu B | \Psi_{NC} \rangle &= \mu \sum n |a_n(x)|^2
 \end{aligned}
 \tag{1.16}$$

Cette situation a été envisagée du point de vue théorique dans [43]. Cependant on ne peut généraliser cette démarche à trois dimensions, car il existe alors toujours une direction de fuite : au lieu d'obtenir des puits on obtient plutôt des plots [44] (voir figure dans l'annexe D). Cette situation est analogue à une situation de physique des solides où cette structure du potentiel est en fait appelée anti-plot [45].

La situation devient très différente quand le champ magnétique est important. L'énergie Zeeman est alors beaucoup plus grande que le déplacement lumineux des états couplés. En première approximation, les états propres du système sont alors

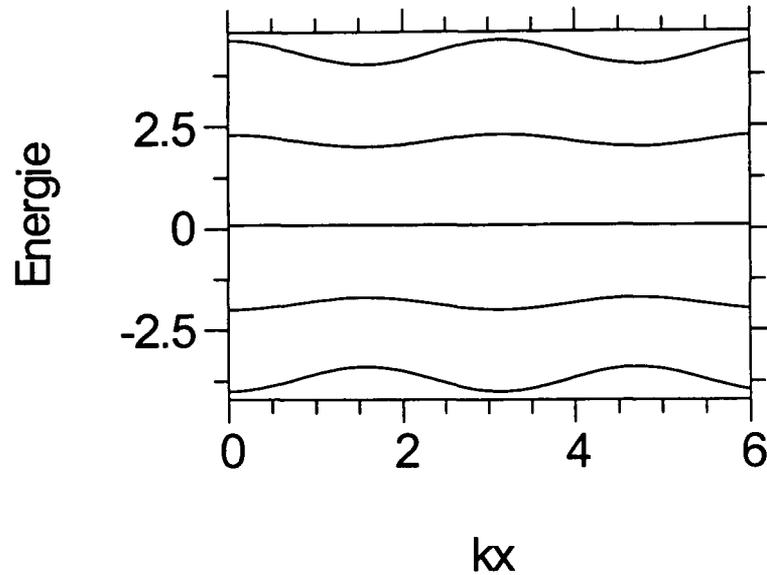


FIG. 1.8: Niveaux d'énergie en champ magnétique fort d'un atome sur la transition $2 \rightarrow 1$ en configuration $lin \perp lin$.

les sous-niveaux Zeeman et le déplacement lumineux est traité comme une perturbation. La figure 1.8 représente les niveaux d'énergie dans cette situation (énergie Zeeman plus déplacement lumineux). La généralisation à trois dimensions est ici triviale et conduit donc à un réseau gris [46]. L'annexe D reproduit les résultats expérimentaux dans cette situation (voir également l'article théorique [44]). En particulier le refroidissement des atomes dans une telle structure dépend fortement du champ magnétique. La température commence à croître avec le champ magnétique (celui-ci couple les états non couplés et couplés) puis décroît pour atteindre une valeur stationnaire à fort champ magnétique. En effet nous avons vu que dans cette situation la modulation des niveaux d'énergie était uniquement due au déplacement lumineux. Il se produit alors un refroidissement Sisyphe traditionnel entre ces états. La température devient donc de nouveau proportionnel au déplacement lumineux.

IV Comparaison des mécanismes de refroidissement

Au début de ce chapitre (paragraphe I.1), nous avons signalé qu'en fait de refroidissement il s'agissait plutôt de chauffage si le désaccord laser était positif (désaccord bleu)! Or ce mécanisme existe aussi dans les mélasses grises. Cependant, ce qui importe c'est que la force *totale* conduise à un refroidissement ; en d'autres termes il faut que, pour de faibles vitesses, le coefficient de proportionnalité entre la force et la vitesse soit négatif, coefficient qui est la somme du coefficient Doppler (positif) et du coefficient de friction de la mélasse grise. De plus la portée de la force Doppler est plus grande (comme c'est le cas pour les autres mécanismes sub-Doppler). Donc, la mélasse grise conduit effectivement à un chauffage pour des atomes ayant une vitesse initiale élevée. C'est pourquoi on ne s'attend pas à ce que cette mélasse soit efficace à température ambiante : il faut au minimum prérefroidir les atomes en dessous de la température Doppler pour que le mécanisme de refroidissement de la mélasse grise puisse fonctionner. Notons pour finir que la séparation entre ces deux échelles de vitesse est beaucoup moins nette dans le cas de l'hélium par exemple et que l'effet Doppler conduit alors à une perte d'atomes [39].

Pour ce qui est de la comparaison avec les mécanismes sub-Doppler (paragraphe I.2.1 et I.2.2) la simulation numérique sur le césium a montré que dans le cas de la mélasse grise la température est environ trois fois plus faible que dans les mélasses ordinaires. Ce gain est appréciable et permet, par exemple, de gagner un facteur $3^3 = 27$ sur la densité dans l'espace des phases pour un nuage d'atomes piégés.

Deuxièmement, la simulation numérique a mis en évidence le rôle des états non couplés en montrant que la population de l'état excité est beaucoup plus faible que dans les mélasses traditionnelles. Le taux de fluorescence est par conséquent diminué du même montant et par là l'interaction radiative entre atomes. On s'attend donc à une diminution de l'influence de la diffusion multiple de photons dans la mélasse grise.

Troisièmement, dans une mélasse grise, les atomes se trouvent majoritairement dans le niveau hyperfin $F_g = 3$. Dans les autres types de mélasses ils sont dans $F_g = 4$. Sur l'atome de césium l'énergie de transition hyperfine est très importante, le niveau $F_g = 4$ se trouvant ~ 9 GHz au dessus du niveau $F_g = 3$. Ainsi, si lors d'une collision un atome acquiert cette énergie, il a une vitesse trop im-

portante pour pouvoir être conservé dans la mélasse. Cette source de perte est, là encore, bien plus faible dans le cas de la mélasse grise.

Ainsi, sur le plan théorique, la mélasse grise présente de nombreux avantages par rapport aux mélasses traditionnelles et cela nous a donc fortement stimulé pour réaliser un montage expérimental permettant de tester ces prédictions. Nous avons choisi la transition $6S_{1/2} F_g = 3 \rightarrow 6P_{3/2} F_e = 2$ de la raie D2 du césium. Tous ces enjeux seront débattus, infirmés ou confirmés, dans les chapitres 4 et 5 décrivant nos résultats expérimentaux.

Chapitre 2

Forces dipolaires

Au chapitre précédent nous avons détaillé plusieurs mécanismes permettant de refroidir des atomes. Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à leur piégeage. Nous décrivons tout d'abord, au paragraphe I.1, le piège de loin le plus utilisé, le piège magnéto-optique. Son efficacité en fait un élément quasi-incontournable des expériences de refroidissement par laser. Cependant, pour des expériences nécessitant une forte densité atomique nous verrons qu'il est inadapté. Il faut dans ce cas avoir recours à un piège non dissipatif (qui n'introduit pas de chauffage). Il en existe actuellement plusieurs types, dont le piège magnétique dont nous donnerons les principales caractéristiques (cf I.2), le piège opto-électrique [47], et le piège dipolaire que nous avons retenu pour nos expériences.

En fait nous avons utilisé plusieurs types de piège dipolaire ; ils seront étudiés aux paragraphes II (désaccord rouge) et III (désaccord bleu). En particulier nous déterminerons les conditions, sur la puissance et le désaccord, pour obtenir un piège stable, non dissipatif. Nous étudierons ainsi le rôle de la gravité, le remplissage du piège, avec ou sans mécanisme de refroidissement, et donc les géométries les plus adaptées pour piéger un grand nombre d'atomes.

I Pièges pour atomes neutres

I.1 Piège magnéto-optique

La façon la plus courante de piéger des atomes froids est d'utiliser un piège magnéto-optique [9, 10]. Ce piège est créé à partir des faisceaux d'une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ et d'un gradient de champ magnétique engendré par une paire de bobines

de courant placées en configuration anti-Helmholtz. Par effet Zeeman chaque sous-niveau acquiert une énergie différente, linéaire en position au voisinage de la position de champ nul, et donc un désaccord effectif différent. Ainsi la pression de radiation de chaque faisceau dépend maintenant de la position. Avec un choix judicieux des polarisations il s'en suit une force de piégeage.

La très grande popularité de ce piège vient du fait qu'il permet de refroidir un grand nombre d'atomes initialement à température ambiante [48]. Il peut être chargé par jet ou par une vapeur en cellule. Le temps de chargement dépend du vide qui réside dans la cellule et est typiquement de l'ordre de la seconde. C'est ainsi que la plupart des expériences de refroidissement utilise ce piège comme source initiale d'atomes froids.

Expérimentalement ce piège ne permet pas d'atteindre des densités supérieures à $\sim 10^{11}$ at/cm³ et la densité dans l'espace des phases la plus forte est de l'ordre de 10^{-6} . La raison en est que les faisceaux servant à refroidir sont également ceux qui, combinés avec le gradient de champ magnétique, génèrent la force de friction. De plus à cause du mécanisme de refroidissement utilisé, le taux de fluorescence est élevé ce qui conduit à une diffusion multiple de photons importante. Ceci va entraîner une densité limite et un chauffage [12, 13]. On parle de piège dissipatif. Dans la suite de ce chapitre nous allons nous attacher à décrire des pièges non dissipatifs.

I.2 Piège magnétique

Un piège magnétique est créé à partir de gradients de champ magnétique [7]. Un atome de moment magnétique $\vec{\mu}$ acquiert dans cette situation une énergie Zeeman $-\vec{\mu} \cdot \vec{B}$. Dans un niveau atomique donné, cette énergie s'écrit $gm|\vec{B}(\vec{r})|$ où le facteur de Landé, g , dépend de ce niveau atomique.

Le module d'un champ magnétique statique possède un minimum et pas de maximum [49]. Les atomes tels que $(gm) > 0$ vont donc être attirés vers la zone de champ faible. Au contraire les atomes dans les sous-niveaux tels que $(gm) < 0$ subiront une force expulsante. Ainsi, seuls les atomes appartenant à la première catégorie vont être piégés. De plus, les atomes se trouvant sur les niveaux à $|m|$ élevé seront soumis à des énergies potentielles plus importantes et donc, à température équivalente, seront plus facilement piégés. Les fréquences d'oscillation des pièges ainsi créées sont généralement de l'ordre de la dizaine ou de la centaine de Hertz.

Ce type de piège a été utilisé en premier sur l'atome d'hydrogène [50] (la transition $1s \rightarrow 2s$ à partir du fondamental est dans l'ultra-violet d'où une relative difficulté pour utiliser des techniques optiques). Le piège magnétique a également été utilisé dans les expériences de condensation de Bose Einstein [51, 52] et c'est actuellement le seul type de piège ayant permis d'atteindre cet état. Pour ces expériences, le refroidissement des atomes est obtenu par refroidissement évaporatif en abaissant la profondeur du potentiel et en chassant du piège les atomes les plus chauds par un transfert micro-onde vers un état non piégeant [8]. Les expériences de condensation se déroulent en deux étapes. Les atomes sont tout d'abord piégés et refroidis par les techniques habituelles de refroidissement laser. Le gain dans l'espace des phases est considérable (typiquement gain de dix ordres de grandeur) et la densité dans l'espace des phases à la fin de cette phase est d'environ 10^{-6} . La deuxième étape consiste à couper tous les faisceaux lumineux, à brancher le piège magnétique et à commencer l'évaporation. Cette phase dure plusieurs dizaines de secondes et nécessite de forts champs magnétiques.

II Piège dipolaire

Ce type de piège est uniquement engendré par la lumière. Lorsqu'un atome est soumis à un faisceau lumineux de désaccord δ , le niveau d'énergie de son état fondamental est caractérisé par une largeur $\frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{s}{s+1}$ et un déplacement d'énergie—appelé déplacement lumineux—de $\frac{\hbar\delta}{2} \frac{s}{s+1}$ [53]. Rappelons que le paramètre de saturation s est défini par $s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4}$ où Ω est la fréquence de Rabi et Γ la largeur naturelle du niveau excité. Si l'intensité dépend de la position il en sera de même pour le paramètre de saturation et donc pour le déplacement lumineux. Celui-ci peut donc être assimilé à une énergie potentielle. Il suffit alors de trouver une situation physique pour que celle-ci possède un minimum pour obtenir un piège [21]. Le déplacement lumineux a le même signe que le désaccord. Ainsi, si le désaccord est négatif (désaccord rouge), les atomes vont être attirés vers les zones de forte intensité—comme, par exemple, le foyer d'un faisceau lumineux. Dans toute cette section nous nous placerons dans cette situation, le cas du désaccord bleu étant étudié dans la section III.

Pour que ce piège soit considéré comme non dissipatif il faut que la durée de vie du niveau fondamental soit grande devant la durée de l'expérience. Pour pouvoir se situer dans ce régime et avoir en même temps un piège de grande profondeur il faut vérifier les deux relations suivantes (voir le paragraphe II.2 pour une analyse

quantitative). :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} \text{ faible} \Rightarrow s \ll 1 \Rightarrow \frac{\Omega^2}{\delta^2} \ll 1 \\ \frac{\hbar\delta}{2} \frac{s}{s+1} \text{ grand} \Rightarrow \delta s \text{ grand} \Rightarrow \frac{\Omega^2}{\delta\Gamma} \text{ grand} \end{array} \right. \quad (2.1)$$

La largeur radiative varie en $1/\delta^2$ alors que le déplacement lumineux varie en $1/\delta$. Les deux conditions précédentes peuvent donc être réalisées simultanément en utilisant un laser *de forte intensité et de grand désaccord*.

La première réalisation expérimentale d'un piège dipolaire eut lieu en 1986 sur l'atome de sodium [22]. Les auteurs ont utilisé un faisceau gaussien focalisé et désaccordé sur le rouge de la transition atomique. Le faible désaccord employé (1 nm) ne mettait pas vraiment ce piège dans la catégorie piège non dissipatif; le chauffage induit par le piège obligeait les auteurs à alterner celui-ci avec une phase de refroidissement en mélasse. Plus récemment plusieurs équipes ont utilisé cette technique de piégeage comme par exemple dans [23] où des atomes de sodium sont confinés dans un faisceau désaccordé de 20 nm (densité maximale atteinte : $8 \cdot 10^{11}$ at/cm³). Dans cette expérience les atomes ne sont pas refroidis (température de plusieurs centaines de microKelvin). Des expériences utilisant deux faisceaux dipolaires croisés ont été réalisés [25, 27]. Ces nouvelles expériences ont été réalisées à des désaccords beaucoup plus importants et la dissipation résiduelle est négligeable.

Dans cette section nous allons considérer le piège créé par un faisceau gaussien très désaccordé. La valeur des différents paramètres (puissance, désaccord, col du faisceau) est quelconque. Nous commencerons par déterminer les principales caractéristiques du piège dipolaire avant d'étudier les conditions qu'il doit satisfaire. Dans le paragraphe II.3 nous étudierons le cas particulier du laser que nous avons utilisé lors de nos expériences, à savoir le laser YAG :Nd³⁺. Nous estimerons ensuite le nombre d'atomes susceptibles d'être piégés sans refroidissement additionnel ou en présence de celui-ci.

II.1 Caractéristiques du piège dipolaire

Nous avons déjà évoqué le principe du piège dipolaire dans le paragraphe précédent. Nous allons maintenant déterminer les paramètres pertinents de ce type de piège. Considérons un atome à deux niveaux éclairé par un faisceau laser de désaccord à résonance δ et de puissance P . Ce faisceau est supposé gaussien avec un col noté w_0 et se propage suivant la direction z .

II.1.1 Structure spatiale et profondeur du piège

Le champ électrique associé, E , à ce faisceau laser est caractérisé en tout point de l'espace par deux paramètres, la taille transverse du faisceau notée w et la courbure de celui-ci, notée R .

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} + i\frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)}\right) \quad (2.2)$$

Avec :

$$\begin{cases} w^2 = w^2(z) = w_0^2\left(1 + 4\frac{z^2}{b^2}\right) \\ R = z + \frac{b^2}{4z} \end{cases} \quad (2.3)$$

où $b = kw_0^2$ est le paramètre confocal (égal à deux fois la longueur de Rayleigh) — $k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde du laser. La figure 2.1 représente une coupe du faisceau piégeant en fonction de z .

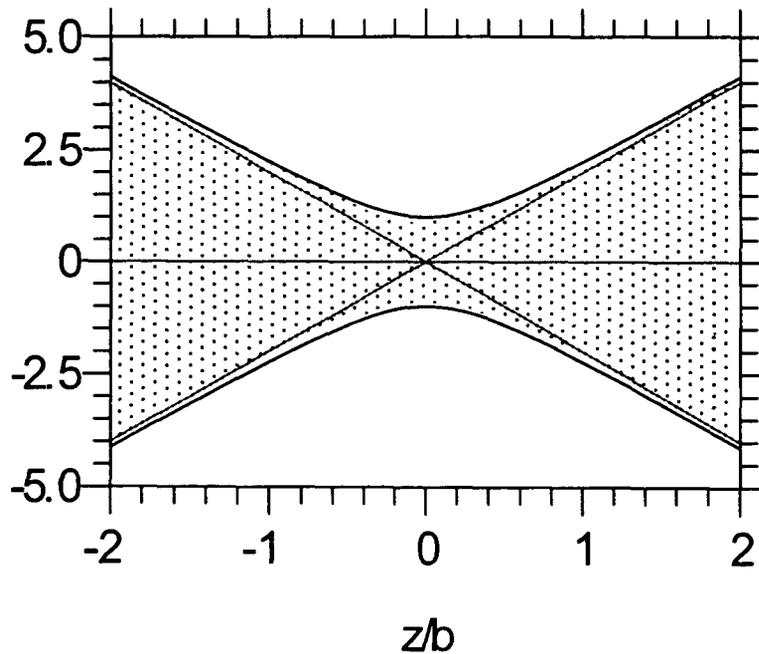


FIG. 2.1: Profil du faisceau piégeant. L'axe des ordonnées est en unité $w_0/2$. On a également représenté les asymptotes. Pour $z > b$ on peut considérer que la taille du faisceau croît linéairement avec z .

D'autre part on peut relier la puissance P (en Watt) du faisceau laser, le col w_0 (en mètre) et la fréquence de Rabi Ω_0 (en unité de Γ) en $x = y = z = 0$ par :

$$P = 22 \frac{\Omega_0^2}{\Gamma^2} \pi w_0^2 / 2 \quad (\Omega_0 = \Gamma \iff I = 2.2 \text{ mW/cm}^2 \text{ pour le césium}) \quad (2.4)$$

Etant dans le cas $s \ll 1$ le déplacement lumineux a pour expression :

$$U \approx \frac{1}{2} \hbar \delta s = \hbar \frac{\Omega^2(x, y, z)}{4\delta} = -U_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2}) \quad (2.5)$$

$$\text{où : } U_0 = \hbar \Gamma \frac{\Gamma}{|\delta|} \frac{P}{44\pi w_0^2} \quad (2.6)$$

U_0 représente la profondeur du puits de potentiel créé par le faisceau désaccordé. L'équation 2.5 montre que le potentiel est très anisotrope. On en déduit en effet que b représente la distance caractéristique de la variation longitudinale du potentiel alors que c 'est le col w_0 pour le comportement transversal. Dans la grande majorité des cas, la distance de Rayleigh est très grande devant le col : $\frac{b}{w_0} = k w_0 = 2\pi \frac{w_0}{\lambda} \gg 1$.

II.1.2 Fréquences d'oscillation

L'équation 2.5 se traduit par une très grande différence entre les fréquences d'oscillation longitudinale et transverse. Regardons en effet quelles sont les courbures du piège suivant ces deux directions. En effectuant un développement limité suivant x , y et z au voisinage de $x = y = z = 0$ on obtient :

$$U = -U_0 + \frac{2U_0}{w_0^2} (x^2 + y^2) + \frac{4U_0}{b^2} z^2 \quad (2.7)$$

On en déduit l'expression des fréquences d'oscillation :

$$\begin{cases} \Omega_x = \sqrt{\frac{4U_0}{m w_0^2}} \propto \frac{\sqrt{P}}{w_0} \\ \Omega_z = \sqrt{\frac{8U_0}{m b^2}} \end{cases} \quad (2.8)$$

Le rapport des fréquences d'oscillation est donc :

$$\frac{\Omega_z}{\Omega_x} = \frac{\sqrt{2} w_0}{b} = \frac{\sqrt{2}}{2\pi} \frac{\lambda}{w_0} \ll 1 \quad (2.9)$$

La force de confinement est donc beaucoup plus faible longitudinalement et elle le sera d'autant plus que le col est grand. Par exemple, pour $w_0 = 50 \mu\text{m}$, on obtient un rapport de $\sim 1/200$. Le couplage entre la direction longitudinale et les directions transverses est très faible.

II.2 Conditions d'obtention

II.2.1 Influence de la gravité

Les atomes ne sont pas uniquement soumis au déplacement lumineux. En tenant compte de la gravité, le potentiel auquel ils sont soumis peut fortement différer du potentiel lumineux, surtout quand celui-ci est peu profond. Pour estimer cette influence, il faut comparer la chute de potentiel due à la gravité par rapport au potentiel lumineux, et cela sur une distance caractéristique de variation de celui-ci (w_0 ou b). Soit η le rapport : $\eta = \frac{mgw_0}{U_0}$. Comme $b \gg w_0$, utiliser un faisceau horizontal représente en effet la situation la plus favorable pour compenser la gravité et c'est donc cette situation qui sera choisie. Il faut donc :

$$\boxed{\frac{mgw_0}{U_0} \ll 1} \quad (2.10)$$

Nous allons chercher, dans un premier temps, la position des extrema du potentiel piégeant en fonction de l'importance de la gravité par rapport à U_0 . Le potentiel auquel sont soumis les atomes dépend de la coordonnée verticale x suivant l'expression :

$$E_p(x) = -mgx - U_0 e^{-2\frac{x^2}{w_0^2}} \quad (2.11)$$

On peut réécrire cette équation sous la forme :

$$e_p(X) = \frac{E_p}{U_0} = -\eta X - e^{-2X^2} \quad (2.12)$$

avec : $X = \frac{x}{w_0}$.

L'équation 2.12 montre que l'influence de la gravité est paramétrée uniquement par η . La figure 2.2 représente le potentiel $e_p(X)$ en fonction de X pour $\eta = 0.3$. On a représenté la position des deux extrema ainsi que la profondeur effective $U_0^{(g)}$. Loin du piège on retrouve le potentiel gravitationnel. On voit nettement l'influence de la gravité sur le potentiel : la profondeur du piège est diminuée et le centre de celui-ci est légèrement décalé vers les $X > 0$.

La figure 2.3 représente la position X des deux extrema du potentiel $e_p(X)$ en fonction de η . L'évolution de ces positions s'interprète ainsi : pour des valeurs faibles de η (influence négligeable de la gravité) un des extrema est en $x \approx 0$ et l'autre diverge (sans gravité il n'y a qu'un extremum et il est en $x = 0$!). Plus l'influence de la gravité se fait sentir et moins le piège est profond (cf équation 2.10) ; les deux extrema se rapprochent. Il ne reste plus qu'un extremum pour $\eta \approx 1.21$, puis, au delà plus aucun. Connaissant la position des extrema il est facile de calculer la profondeur $U_0^{(g)}$ du piège. Elle est représentée sur la figure

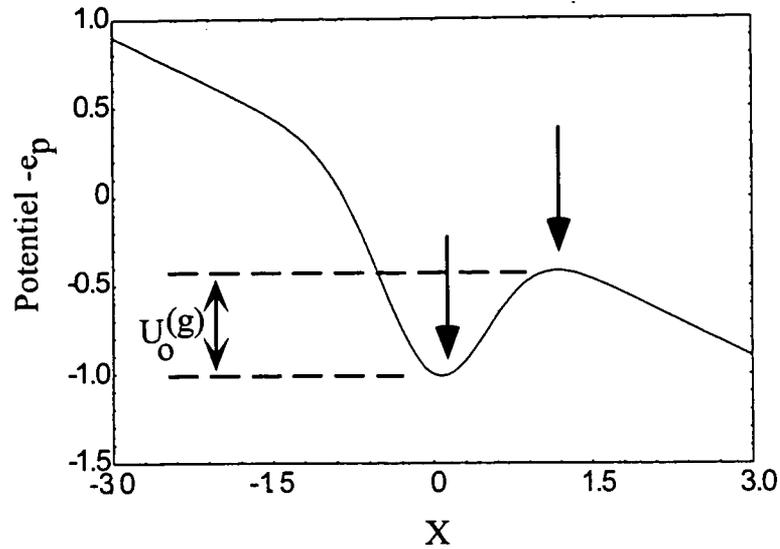


FIG. 2.2: Potentiel $e_p(X)$ (potentiel en unité de U_0 , profondeur induite par le faisceau piégeant) subi par les atomes pour $\eta = \frac{mgw_0}{U_0} = 0.3$ en fonction de la coordonnée verticale $X = x/w_0$.

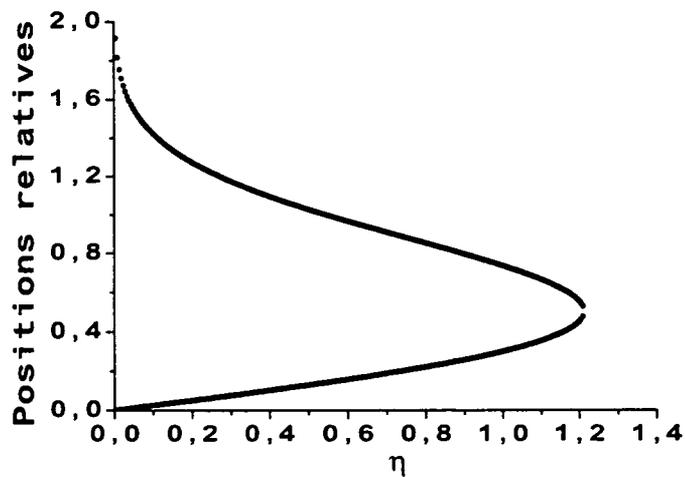


FIG. 2.3: Positions des deux extrema du potentiel subi par les atomes (en unité de w_0) en fonction du paramètre $\eta = \frac{mgw_0}{U_0}$.

2.4. Comme précédemment nous avons représenté la hauteur relative, qui vaut donc 1 sans gravité (cf équation 2.12), en fonction du paramètre η . Notons qu'un

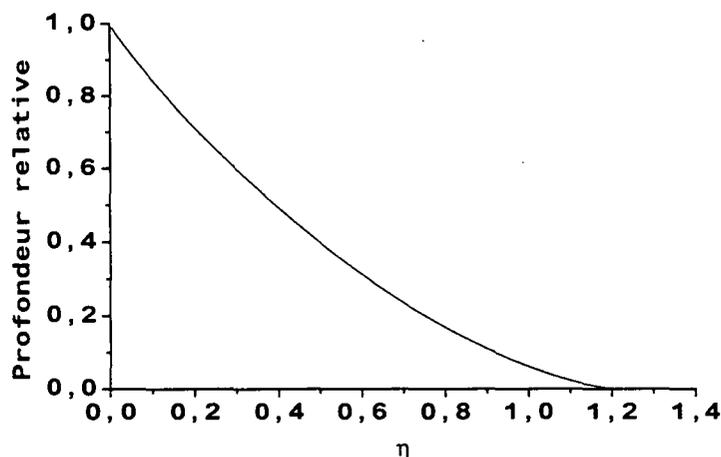


FIG. 2.4: Hauteur relative du potentiel piégeant subi par les atomes (en unité de U_0) en fonction du paramètre $\eta = \frac{mgw_0}{U_0}$.

ajustement parabolique d'expression $U_0^{(g)} = 0.98 - 1.45\eta + 0.53\eta^2$ représente de façon satisfaisante cette courbe.

Par exemple, pour $\eta = 0.1$ la profondeur a déjà diminuée de 15 % et pour $\eta = 0.4$ elle est divisée de moitié. Ce graphique montre qu'effectivement on ne peut négliger la gravité, il existe une profondeur limite en-dessous de laquelle il n'existe plus de minimum de potentiel.

II.2.2 Piège faiblement dissipatif

Le caractère non dissipatif entraîne une deuxième contrainte. Celle-ci est plus arbitraire car ce type de piège ne peut jamais l'être rigoureusement. Pendant la durée de l'expérience, on souhaite que le nombre de photons échangés entre un atome et le faisceau très désaccordé soit faible. Dans ce cas, le chauffage engendré, de l'ordre de l'énergie de recul par photon (ce qui correspond à un excès de température de $0.1 \mu\text{K}$ pour un faisceau piégeant dont la longueur d'onde vaut $1.06 \mu\text{m}$), l'est également. Si on souhaite, par exemple, un chauffage inférieur à $0.5 \mu\text{K}$ par seconde, la condition s'écrit :

$$\boxed{\frac{U_0}{\hbar|\delta|}\Gamma < 5 \text{ s}^{-1}} \quad (2.13)$$

II.2.3 Profondeur

Une troisième condition provient de la profondeur finie du piège. En effet l'énergie caractéristique des atomes libres est $k_B T_{\text{at}}$ où k_B est la constante de Boltzmann et T_{at} la température. Pour capturer un grand nombre d'atomes il faut donc avoir :

$$\boxed{U_0 > k_B T_{\text{at}}} \quad (2.14)$$

II.3 Le cas du laser YAG :Nd³⁺

Ce laser émet à la longueur d'onde de 1.06 μm donc loin des raies D1 et D2 du césium qui sont respectivement à 852 nm et 894 nm. Pour calculer l'effet de ce laser sur un atome de césium, on peut donc resommer la structure hyperfine. Les désaccords δ_1 et δ_2 par rapport aux raies D1 et D2 sont :

$$\begin{cases} \delta_1 = 2\pi \times 5.25 \cdot 10^{13} \text{ rad/s} \\ \delta_2 = 2\pi \times 6.90 \cdot 10^{13} \text{ rad/s} \end{cases} \quad (2.15)$$

En polarisation linéaire le désaccord effectif δ_{eff} vaut :

$$\begin{cases} \frac{1}{\delta_{\text{eff}}} = \frac{1}{3\delta_1} + \frac{2}{3\delta_2} \\ \delta_{\text{eff}} = 2\pi \times 6.25 \cdot 10^{13} \text{ rad/s} \end{cases} \quad (2.16)$$

En posant $U_0 = k_B T_{pd}$ il vient alors :

$$\begin{cases} T_{pd} = 1.5 \cdot 10^5 P/w_0^2 \\ \Omega_{osc}/(2\pi) = 1.0 \cdot 10^6 \sqrt{P}/w_0^2 \\ \eta = 1.0 \cdot 10^{-6} w_0^3/P \end{cases} \quad (2.17)$$

Ces chiffres sont donnés en prenant la température en μK , la fréquence d'oscillation en Hertz, le col en μm et la puissance en Watt.

La figure 2.5 trace la fréquence transverse d'oscillation en fonction du col pour différentes valeurs de la puissance. On voit ainsi que, même à de très faibles puissances, il est possible d'obtenir des fréquences d'oscillation élevées. Il est intéressant d'être dans cette situation car le confinement des atomes sera d'autant plus fort que la fréquence sera élevée. D'autre part, au-delà d'un certain seuil on se trouve dans le régime de Lamb-Dicke. Si l'écart en énergie entre deux niveaux vibrationnels consécutifs (de l'ordre de $\hbar\Omega_{osc}$) est supérieur à l'énergie de recul

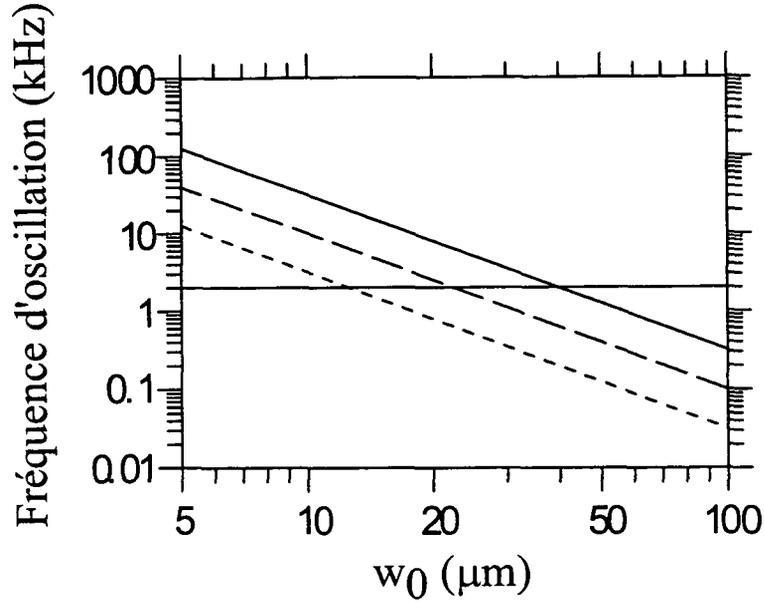


FIG. 2.5: Fréquence d'oscillation dans un piège dipolaire YAG en fonction du col du faisceau exprimé en μm pour différentes valeurs de la puissance (de bas en haut) : 100 mW, 1 W et 10 W. La ligne horizontale représente la fréquence de recul ($h\nu = (\hbar k)^2/(2m)$) au-delà de laquelle on se trouve dans le régime Lamb-Dicke.

(qui correspond à une fréquence de ~ 2 kHz) la transition radiative d'un atome entre deux niveaux vibrationnels est fortement diminuée car le transfert d'énergie lors d'un tel processus est très faible devant l'écart entre les deux niveaux. On atteint ce régime pour $w_0 \sim 12 \mu\text{m}$ à 100 mW, $\sim 22 \mu\text{m}$ à 1 W et $\sim 40 \mu\text{m}$ à 10 W.

En prenant, comme précédemment, la puissance P , en Watt, et le col w_0 en micron, les trois conditions du paragraphe II.4 pour obtenir un piège dipolaire horizontal s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{P}{w_0^3} > 8.3 \times 10^{-7} : \text{gravité} \\ \frac{P}{w_0^2} < 2.9 \times 10^{-3} : \text{non dissipatif} \\ \frac{P}{w_0^2} U_0^{(g)} > 6.8 \times 10^{-5} : \text{grande profondeur} \end{cases} \quad (2.18)$$

où l'on a pris un taux de chauffage de $0.5 \mu\text{K/s}$ et $T_{at} = 10 \mu\text{K}$.

Ces trois inégalités ont été tracées sur la figure 2.6. Cette figure montre que

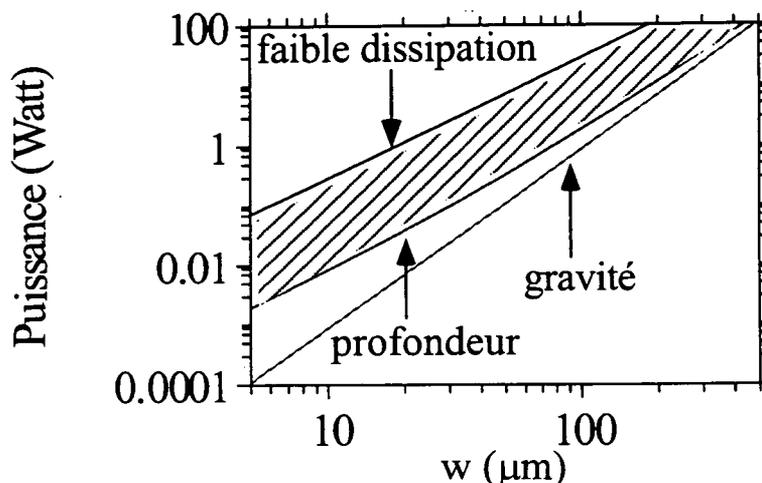


FIG. 2.6: Zone d'existence d'un piège dipolaire YAG en échelle log-log avec en abscisse le col (en μm) et en ordonnée la puissance (en Watt)

la zone est très vaste, s'étendant en particuliers sur plusieurs ordres de grandeur sur la puissance. Si on se limite à une puissance maximale de 20 W, le col doit être compris entre $85 \mu\text{m}$ et $250 \mu\text{m}$, taille qui est comparable à celle d'un piège magnéto-optique. Pour une puissance de 100 mW, on obtient la condition $6 \mu\text{m} < w_0 < 30 \mu\text{m}$. D'autre part, la condition sur la profondeur du piège est plus restreignante que la compensation de la gravité (ce qui est normal) et elle est plus pénalisante à faible valeur de col (la courbe de profondeur est concave). En analysant les figures 2.5 et 2.6 on remarque qu'il est tout à fait possible d'avoir un piège très faiblement dissipatif ayant une grande fréquence d'oscillation transverse. Par exemple, pour une fréquence de 1 kHz, il suffit que le col soit inférieur à $54 \mu\text{m}$ (puissance correspondante : 8 W).

II.4 Remplissage en l'absence de refroidissement

Dans ce paragraphe nous allons déterminer quelle proportion d'atomes est susceptible d'être confinée après le branchement brutal d'un piège dipolaire. Nous allons étudier l'influence de la profondeur et de la taille de celui-ci sur ce remplissage.

Comme pour le paragraphe précédent, le piège est créé par un faisceau gaussien horizontal très désaccordé et focalisé sur le nuage atomique. L'axe longitudinal est l'axe z et l'axe vertical l'axe x .

Dans un premier temps nous allons simplifier l'étude de ce remplissage et nous placer à une dimension d'espace. Nous commencerons donc par une étude sur l'axe y . Nous étudierons ensuite le cas de l'axe vertical x . Finalement nous étudierons le cas réel du remplissage à trois dimensions.

Pour cela, considérons un nuage, contenant N_{at} atomes. Il sera défini par une distribution gaussienne en impulsion (caractérisée par une température $T_{at} = mv_{at}^2/k_B$) et en position (caractérisée par une largeur w_{at}). Le piège dipolaire sera, lui, paramétré par sa profondeur U_{pd} et sa taille w_{pd} .

II.4.1 Etude sur l'axe y

On peut donc définir une densité dans l'espace des phases dépendant de y et v sous la forme :

$$\rho = A \exp\left(-\frac{2y^2}{w_{at}^2}\right) \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{at}^2}\right) \quad (2.19)$$

avec la condition de normalisation :

$$N_{at} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho \, dy \, dv \quad (2.20)$$

$$= A \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2y^2}{w_{at}^2}\right) dy \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{v^2}{2v_{at}^2}\right) dv \quad (2.21)$$

$$= A\pi w_{at} v_{at} \quad (2.22)$$

$$(2.23)$$

Si les atomes sont soumis à un piège non dissipatif, branché brutalement, leur évolution dans ce piège est purement Hamiltonienne. Considérons un atome situé initialement en y avec une vitesse v . Après application du piège il sera capturé uniquement si la profondeur du piège est supérieure à son énergie cinétique initiale. Cette condition s'écrit de la manière suivante :

$$U_{pd} \exp(-2y^2/w_{pd}^2) > \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.24)$$

Posons : $U_{pd} = \frac{1}{2}mv_{pd}^2$. Soit v_{max} la vitesse maximale pour que l'atome à la position y reste piégé. Cette vitesse est ainsi déterminée par (cf. équation 2.24) :

$$\left(\frac{v_{max}}{v_{pd}}\right)^2 = \exp\left(-2\frac{y^2}{w_{pd}^2}\right) \quad (2.25)$$

$$\Rightarrow v_{max} = v_{pd} \exp\left(-\frac{y^2}{w_{pd}^2}\right) \quad (2.26)$$

Pour connaître la fraction d'atomes piégés il suffit donc de modifier les bornes d'intégration dans l'équation 2.21 :

$$\frac{N_{pd}}{N_{at}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-v_{max}}^{+v_{max}} dv \rho}{\int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dv \rho} \quad (2.27)$$

Cette équation contient quatre paramètres : w_{at} , w_{pd} , v_{at} , v_{pd} , que l'on peut ramener à deux paramètres indépendants : $a_w = w_{pd}/w_{at}$ et $a_T = (v_{pd}/v_{at})^2$. En utilisant les changements de variable $y = y/w_{at}$ et $v = v/v_{at}$, on peut réécrire le numérateur de l'équation 2.27 sous la forme :

$$w_{at}v_{at}A \int_{-\infty}^{+\infty} dy e^{-2y^2} \int_{-v_m}^{+v_m} dv e^{-\frac{1}{2}v^2} \quad (2.28)$$

où $v_m = \sqrt{a_T} \exp(-(\frac{y}{a_w})^2)$.

On obtient donc :

$$\frac{N_{pd}}{N_{at}} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dy e^{-2y^2} \int_{-v_m}^{+v_m} dv e^{-\frac{1}{2}v^2} \quad (2.29)$$

Pour augmenter ce rapport il faut donc maximiser v_m .

Or, $v_m = \sqrt{a_T} \exp(-(\frac{y}{a_w})^2) < \sqrt{a_T}$. Ceci appelle plusieurs commentaires. Quelque soit la valeur de a_w le remplissage peut être total si on augmente suffisamment le coefficient a_T . Par contre, si l'on se place à profondeur fixe il existera toujours une gamme de vitesses pour laquelle les atomes ne seront pas piégés. Le remplissage tend alors vers une valeur limite strictement inférieure à un.

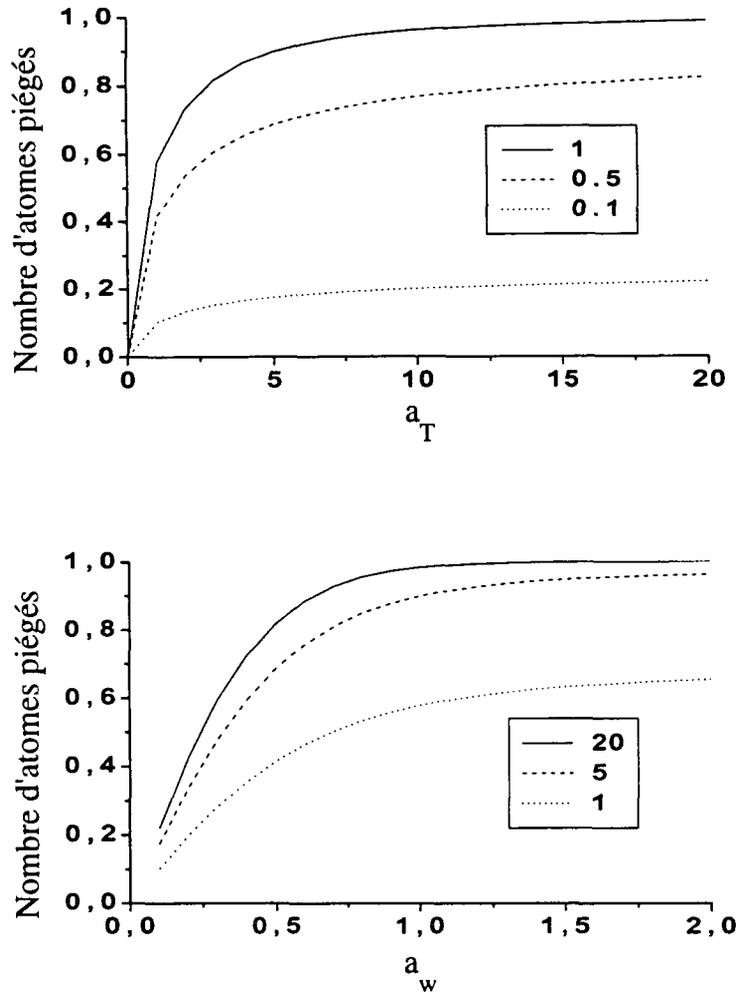


FIG. 2.7: Fraction d'atomes confinés dans le piège dipolaire en fonction du paramètre $a_T = (v_{pd}/v_{at})^2$ pour différentes valeurs de $a_w = w_{pd}/w_{at}$ (courbe du haut) et en fonction du paramètre a_w pour différentes valeurs du paramètre a_T (courbe du bas).

Les courbes de la figure 2.7 représentent respectivement le remplissage en fonction de a_T pour différentes valeurs de a_w et le remplissage en fonction de a_w pour différentes valeurs de a_T . Sur la courbe du haut on remarque une augmentation forte au départ, jusqu'à une valeur typique de $a_T = 5$ puis le remplissage devient peu sensible à la profondeur du piège. Cela signifie que le remplissage est très efficace quand $U_{pd} > 2.5k_B T_{at}$. Le même type de phénomène se reproduit sur la courbe du bas, la limite se situant autour de $a_w = 1$ c'est-à-dire quand le nuage atomique a la même taille que le col du faisceau piégeant. Répétons que cette courbe est tracée à profondeur constante.

Si maintenant on se place uniquement à puissance du faisceau désaccordé constante, N_{pd} diminuera à col élevé car la profondeur est inversement proportionnelle au carré du col. A puissance fixée, il existera donc un optimum sur la valeur du col. Les courbes de la figure 2.8 se placent dans le cas du laser YAG (cf II.3). En fonction de la puissance le comportement est similaire à celui de la figure 2.7. Le seuil se situe dans ce cas particulier à environ 500 mW. Comme le nuage est grand devant la valeur du col choisie, l'efficacité du remplissage est assez faible. Sur la courbe du bas, on observe, comme prévu, que le remplissage en fonction du col est une courbe en cloche ; le sommet est plus prononcé si la puissance du faisceau est faible. Evidemment ce col optimum (et l'efficacité) augmente avec la puissance du faisceau. Il se situe par exemple à $w_0 \sim 140 \mu\text{m}$ pour 700 mW ; l'efficacité est alors de 55 %.

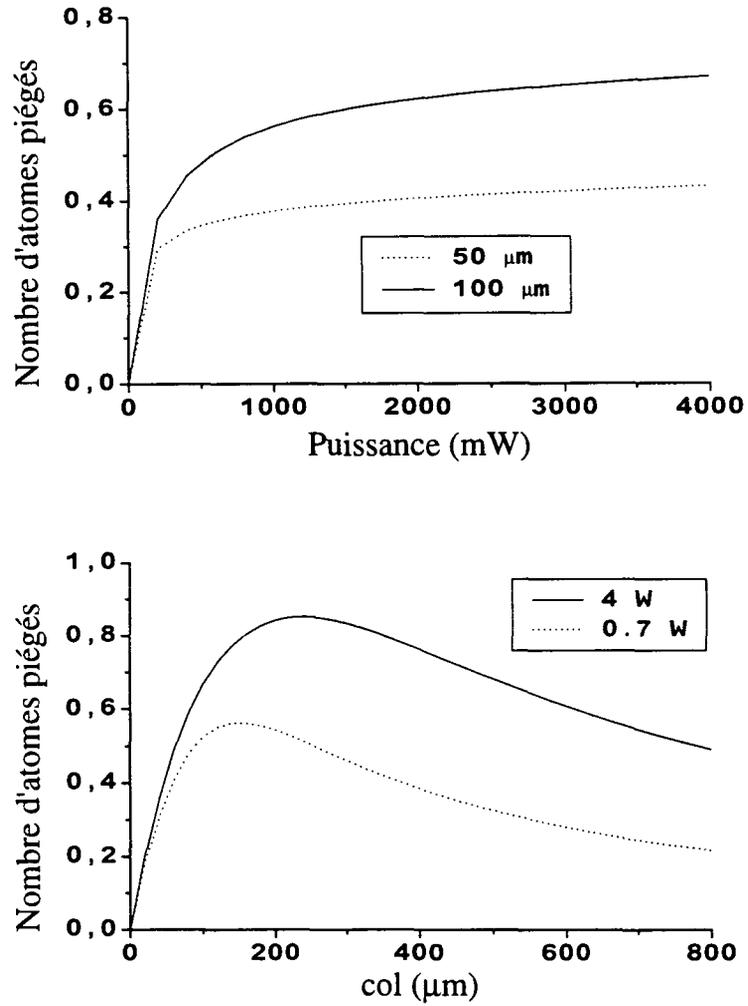


FIG. 2.8: Fraction d'atomes piégés en fonction de la puissance du laser YAG pour $w_0 = 50 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$ et en fonction du col pour une puissance P de 0.7 W et de 4 W . Le nuage est à $T_{\text{at}} = 2 \mu\text{K}$ et a une taille $w_{\text{at}} = 300 \mu\text{m}$.

II.4.2 Etude suivant l'axe vertical x

Quand nous avons étudié les conditions d'obtention du piège, nous avons remarqué le rôle prépondérant de la gravité. Nous allons donc étudier maintenant son influence sur le remplissage. Sans gravité, quelque soit la position il existe une gamme de vitesses pour laquelle l'atome reste piégé. Suivant la verticale ce n'est plus le cas. La figure 2.2 montre clairement que l'atome doit se trouver dans une certaine zone : sur cet exemple X doit vérifier $-0.53 < X < 1.17$. Si on note x_1 et x_2 la position des extrema du potentiel E_p , avec $x_1 < x_2$, un atome en x est piégé si :

$$\begin{cases} E_p(x) + \frac{1}{2}mv^2 \leq E_p(x_2) \\ x \leq x_2 \end{cases} \quad (2.30)$$

Connaissant la puissance et le col du faisceau dipolaire on en déduit x_2 (cf figure 2.3) donc les bornes d'intégration qui remplacent $\pm v_m$. Les résultats ont été reportées sur la figure 2.9. Celle-ci représente l'efficacité du remplissage en fonction respectivement de la puissance et du col du faisceau. La comparaison de ces courbes avec celles de la figure 2.8 montre bien le rôle crucial joué par la gravité. Quand le puits est profond, son influence est faible, puis au fur et à mesure que la profondeur diminue l'efficacité de remplissage est moins importante puis chute rapidement. L'allure des courbes à faible puissance reflète le seuil en profondeur ($\eta < 1.21$) pour l'existence du piège. Il est donc normal que le seuil soit plus bas pour un col plus petit.

II.4.3 Etude à trois dimensions

A trois dimensions, il faut calculer le terme :

$$\int_{\mathbb{R}^3} dx dy dz \exp\left[-2 \frac{x^2 + y^2 + z^2}{w_{at}^2}\right] \int_{Vol_v} dv_x dv_y dv_z \exp\left[-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2v_{at}^2}\right] \quad (2.31)$$

où le volume d'intégration Vol_v est équivalent à 2.30 et dépend donc uniquement de l'énergie cinétique totale.

Le potentiel auquel est soumis l'atome est maintenant de la forme :

$$U = -k_B T_{pd} \frac{w_{pd}^2}{w^2(z)} \exp\left[-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right] - mgx \quad (2.32)$$

où $w^2(z) = w_{pd}^2(1 + 4z^2/b^2)$.

Dans tous les cas qui nous intéressent ici le paramètre confocal est beaucoup plus grand que le diamètre du nuage atomique. On considérera donc dans la suite que

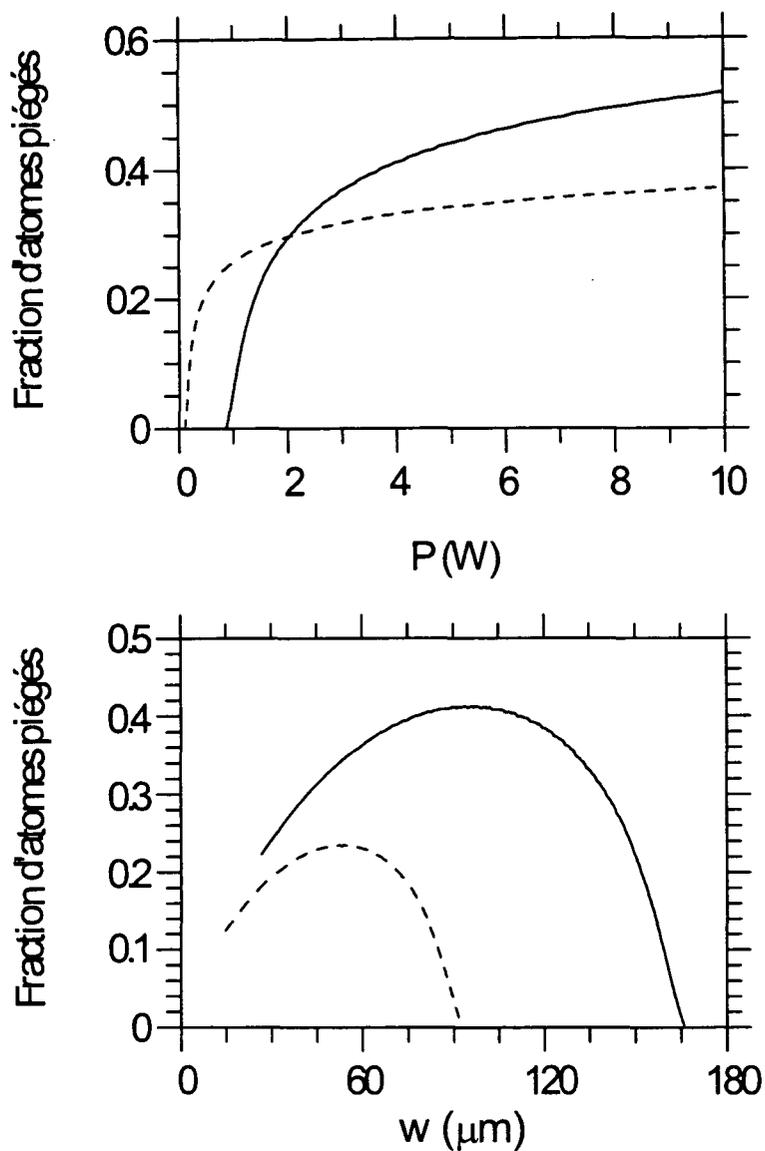


FIG. 2.9: Fraction d'atomes piégés en fonction de la puissance du faisceau YAG de col $w_0 = 100 \mu\text{m}$ (trait plein) et $50 \mu\text{m}$ (pointillé) et en fonction du col pour une puissance de $P = 4 \text{ W}$ (trait plein) et de 0.7 W (pointillé). Le nuage est à $T_{\text{at}} = 2 \mu\text{K}$ et est caractérisé par une taille $w_{\text{at}} = 300 \mu\text{m}$.

$w(z) = w_{pd}$. Le terme de 2.31 se réécrit en passant en coordonnée sphérique sur la vitesse et en utilisant les hypothèses précédentes en :

$$4\pi\sqrt{\pi}2w_{at} \int_{\mathbb{R}} dy \exp\left[-2\frac{y^2}{w_{at}^2}\right] \int_{Vol_x} dx \exp\left[-2\frac{x^2}{w_{at}^2}\right] \int_{Vol_v} dv v^2 \exp\left[-\frac{v^2}{2v_{at}^2}\right] \quad (2.33)$$

Si on se place à une position y bien déterminée il n'existe qu'une gamme de positions x pour que le piégeage soit possible. Cette gamme, définie par une position x_2 , cf paragraphe II.4.2, dépend maintenant de y . Ceci définit donc Vol_x . Vol_v est alors déterminé par : $v \leq \sqrt{2(U[x_2(y)] - U[x])/m}$. On s'attend donc à ce que l'efficacité de remplissage soit un peu plus faible que le produit des efficacités suivant l'axe x seul et suivant l'axe y seul.

Les courbes de la figure 2.10 représentent la fraction d'atomes piégés en fonction de la puissance et du col du faisceau YAG dans les mêmes conditions que pour les figures 2.8 et 2.9. L'allure des ces courbes est identique à celle suivant l'axe vertical (c'est la compensation de la gravité qui fixe la valeur minimale de la puissance et la valeur maximale du col). Les optima se situent à $\sim 50 \mu\text{m}$ pour 0.7 W (3.5 %) et $\sim 100 \mu\text{m}$ pour 4 W (12 %). Pour cette valeur du col l'efficacité du remplissage peut être grandement augmentée si on dispose d'un laser encore plus puissant que 4 Watts.

Ces chiffres, typiquement de 5 à 10 %, représentent le pourcentage *minimal* d'atomes que l'on va confiner dans le piège dipolaire. Remarquons de plus que, après l'application brutale du piège, les atomes acquièrent une forte énergie potentielle. La température des atomes piégés est donc de l'ordre de grandeur de la profondeur du piège. Il s'agit uniquement d'un problème de recouvrement entre le nuage atomique et le faisceau piégeant. En présence de refroidissement ce nombre va encore augmenter et la température sera imposée par le mécanisme de refroidissement ; c'est le propos du paragraphe suivant. Il faut tout de même noter que nous ne tenons pas compte des collisions entre atomes froids ni entre un atome froid et un atome du gaz résiduel, effets qui vont faire baisser le nombre d'atomes confinés.

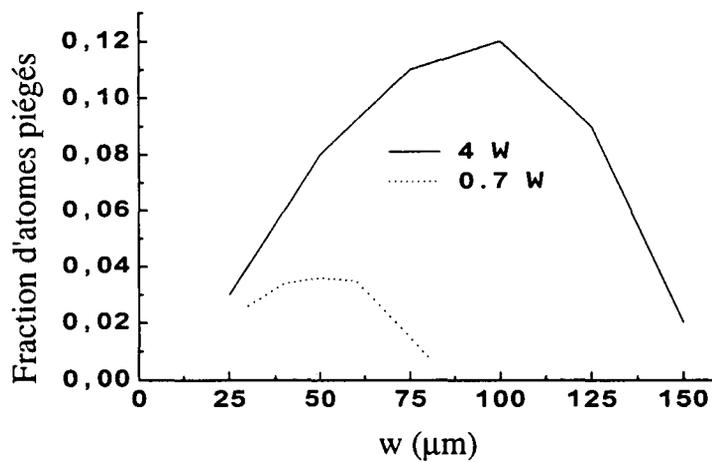
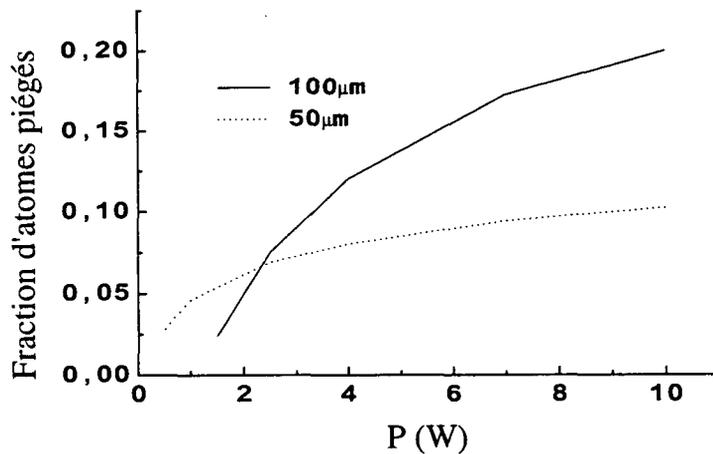


FIG. 2.10: Fraction d'atomes piégés dans le piège dipolaire en fonction de la puissance (haut) et du col (bas) d'un faisceau laser très désaccordé. Le nuage est à $T_{\text{at}} = 2\ \mu\text{K}$ et est caractérisé par une taille $w_{\text{at}} = 300\ \mu\text{m}$.

II.5 Remplissage en présence de refroidissement

Si un atome a une énergie cinétique initiale supérieure à la profondeur du piège, il ne peut pas y être confiné. Ceci n'est plus vrai si les atomes sont aussi soumis à un mécanisme de refroidissement. Il suffit que l'atome perde suffisamment d'énergie lors de la traversée du faisceau piégeant. Schématiquement on conçoit qu'il faut comparer le temps moyen de transit τ_{trans} d'un atome dans le piège avec le temps typique de refroidissement de l'atome τ_{ref} . Si nous écrivons la force de friction sous la forme $f = -\alpha v$, le temps de refroidissement est de la forme $\tau_{ref} = m/\alpha$. On peut estimer le temps de transit typique à $\tau_{trans} = \frac{w_{pd}}{v_{at}}$ où v_{at} est la vitesse rms d'un nuage atomique de température T_{at} . Donc pour augmenter le remplissage du piège dipolaire il faut que le coefficient de friction vérifie l'équation :

$$\tau_{trans} > \tau_{ref} \Rightarrow \alpha > \frac{mv_{at}}{w_{pd}} \quad (2.34)$$

Numériquement avec $T_{at} = 2 \mu\text{K}$ et $w_{pd} = 50 \mu\text{m}$, on obtient $\tau_{trans} = 5 \text{ ms}$, temps légèrement plus long que les temps usuels de refroidissement en mélasse grise et beaucoup plus long que ceux en mélasse traditionnelle.

La difficulté d'une analyse quantitative vient du fait que quelque soit le coefficient de friction le remplissage sera total pour un temps infini, car l'atome ne peut que perdre de l'énergie. Il faut donc prendre en compte un certain nombre de contraintes, négligées jusque là, qui vont limiter l'efficacité du remplissage. Tout d'abord les faisceaux lasers provoquant le refroidissement ont une taille finie. Ainsi un atome qui s'échappe des faisceaux ne pourra plus être recapturé : il ne sera pas piégé. D'autre part nous avons également négligé ici le rôle de la gravité. Sans piège dipolaire le nuage d'atomes devrait tomber sous son action. Ainsi, même avec la présence d'un confinement, les atomes auront tendance à s'éloigner de la zone de capture. La simulation que nous avons élaborée utilise des équations purement classiques en choisissant une force de friction qui correspond à l'expérience, c'est-à-dire une temps d'amortissement de une milliseconde. Le rôle de la gravité est alors prépondérant car le nuage d'atomes est alors censé chuter très vite (vitesse de chute de l'ordre de $\sim 9.8 \cdot 10^{-3} \sim 1 \text{ cm/s}$).

Avec les paramètres suivants : $P = 0.7 \text{ W}$, $w_{pd} = 50 \mu\text{m}$, $T_{at} = 2 \mu\text{K}$, $w_{at} = 300 \mu\text{m}$ (distribution plate), nous avons obtenu les résultats suivants :

- temps typique de chargement de 10 à 20 ms
- efficacité de $\sim 60 \%$ (à une dimension)
- efficacité de $\sim 40 \%$ suivant la verticale

En conclusion on peut dire que le rajout d'un mécanisme de refroidissement permet une amélioration sensible du remplissage avec des temps de chargement relativement faible (la dizaine de millisecondes). Notons toute fois que ces analyses ne tiennent pas compte des collisions, ni de la diffusion multiple (cf chapitres consacrés aux résultats expérimentaux) qui vont réduire l'efficacité que nous venons de trouver.

III Faisceau très désaccordé sur le bleu

Dans la section précédente nous avons étudié le rôle d'un faisceau très désaccordé sur le rouge de la transition. Nous avons ainsi vu qu'il en résultait un piégeage au maximum d'intensité de ce faisceau. Nous allons maintenant étudier le cas d'un faisceau dipolaire désaccordé sur le bleu de la transition.

III.1 Cas général

Théoriquement la seule différence par rapport au cas précédent est le signe du désaccord. Ainsi un faisceau désaccordé sur le bleu conduit à un potentiel maximum là où l'intensité est maximale ; ce faisceau représente donc une barrière de potentiel pour les atomes. Ceux-ci vont être repoussés des régions de forte intensité lumineuse. On en déduit également que le critère non dissipatif peut être beaucoup plus rigoureusement respecté.

Ce dernier atout du désaccord bleu a stimulé de nombreuses expériences. Parmi celles-ci on peut noter les pièges utilisant une onde évanescente bleu qui sustente les atomes [59, 60, 61] avec pour application la diffraction atomique dans le domaine temporelle [63] ou des expériences à visée métrologique [62]. Des expériences de guidage d'atomes le long d'une fibre optique creuse ont également été réalisées [24]. Dans [25] deux nappes de lumière bleu se croisent suivant une direction horizontale formant un piège à trois dimensions (le piégeage suivant la troisième dimension est assuré par la gravité). Très récemment une équipe japonaise [64] a piégé des atomes dans un faisceau désaccordé sur le bleu possédant un mode spatial creux, "doughnut mode". Le piège tri-dimensionnel a été réalisé en ajoutant deux faisceaux bleus supplémentaires et perpendiculaires au premier.

Notre but est de réaliser un piège à trois dimensions en combinant un faisceau désaccordé sur le rouge et deux faisceaux désaccordés sur le bleu, ces derniers

“fermant” le piège bidimensionnel du premier (méthode également utilisée dans [64]). L’avantage de cette méthode par rapport à un simple croisement de deux faisceaux désaccordés sur le rouge est triple : d’une part conserver une géométrie anisotrope (voir chapitre 4), d’autre part pouvoir facilement ajuster la “longueur” du piège (par la distance entre les deux faisceaux bleus) et finalement éviter tout phénomène d’interférence entre deux faisceaux ayant la même longueur d’onde.

Ainsi le long de l’axe du faisceau piégeant la forme du potentiel devient :

$$U = -U_r \frac{w_r^2}{w^2(z)} + U_b \exp\left[-2 \frac{(z + z_b)^2}{w_b^2}\right] + U_b \exp\left[-2 \frac{(z - z_b)^2}{w_b^2}\right] \quad (2.35)$$

$$\text{avec } : w^2(z) = w_r^2 \left[1 + \left(\frac{2z}{kw_r^2}\right)^2\right] \quad (2.36)$$

avec U_r (resp. U_b) l’amplitude maximale du potentiel créé par le faisceau sur le rouge (resp. sur le bleu) et w_r (resp. w_b) le col de ce faisceau. z_b et $-z_b$ sont les positions des deux faisceaux désaccordés sur le bleu. Suivant l’axe z il existe donc trois échelles de longueur : kw_r^2 , w_b et z_b . Dans la gamme de col que nous avons utilisé kw_r^2 sera toujours très grand devant les deux autres. Dans ce cas et si $w_b \ll z_b$ (ce qui est souhaitable pour piéger beaucoup d’atomes) le fond du piège est quasiment plat (figure 2.11).

Pour estimer le caractère non dissipatif du faisceau désaccordé sur le bleu nous n’allons pas utiliser la même méthode que pour un désaccord rouge. Dans ce dernier cas nous avons estimé le taux d’excitation des atomes en prenant pour intensité l’intensité maximale car c’est là que sont confinés les atomes (si la température est faible devant la profondeur du piège). Dans le cas présent ce n’est évidemment plus le cas.

Nous allons dans un premier temps déterminer la position maximale atteinte par un atome de vitesse initiale v_i qui se dirige vers une barrière de potentiel créée par un faisceau bleu. Si on suppose le système conservatif l’énergie de l’atome est conservée. Donc, à tout instant, la position z et la vitesse v obéissent à l’équation suivante :

$$\frac{1}{2}mv_i^2 = \frac{1}{2}mv^2 + U_b \exp\left(-2 \frac{z^2}{w_b^2}\right) \quad (2.37)$$

Soit $-z_{reb}$ la position du point de rebroussement. Alors, par définition, $v_{z=z_{reb}} = 0$. L’équation 2.37 s’écrit alors :

$$\frac{1}{2}mv_i^2 = U_b \exp\left(-2 \frac{z_{reb}^2}{w_b^2}\right) \quad (2.38)$$

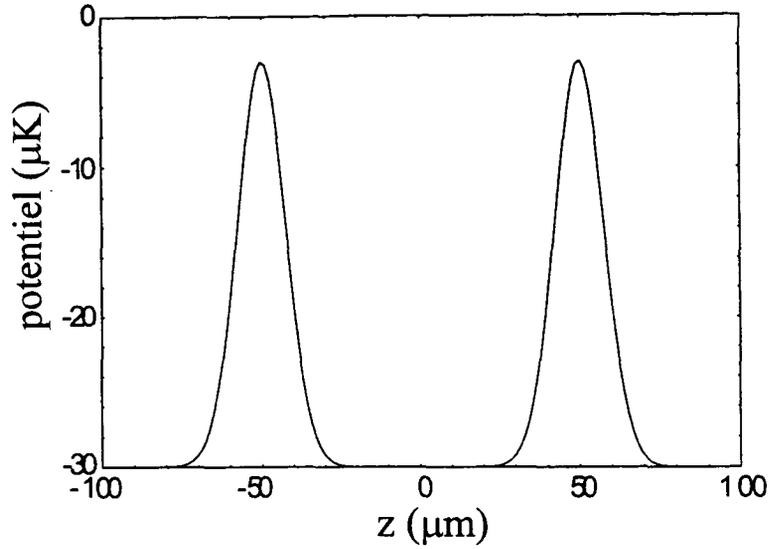


FIG. 2.11: Coupe suivant l'axe du faisceau YAG du potentiel engendré par ce dernier et deux faisceaux désaccordés sur le bleu avec les paramètres suivant $w_r = 50 \mu m$, $w_b = 15 \mu m$, $z_b = 100 \mu m$, $U_r/k_B = 27 \mu K$ et $U_b/k_B = 30 \mu K$

D'où :

$$\boxed{z_{reb} = -w_b \sqrt{\ln\left(\frac{V_b}{v_i}\right)}} \quad (2.39)$$

avec : $U_b = \frac{1}{2} m V_b^2$.

Une valeur typique du taux d'excitation est obtenue en le calculant en $z = z_{reb}$ pour une vitesse équivalente à la vitesse rms du nuage d'atomes $\frac{1}{2} m v_i^2 = \frac{1}{2} k_B T_{at}$. Pour $\frac{V_b}{v_i} = 10$ le facteur d'atténuation, par rapport à un taux calculé au maximum de l'intensité du faisceau bleu, est de $10^{-2} = 0.01$!

En fait dans cette situation on peut calculer analytiquement le nombre de photons absorbés par atome. Il suffit pour cela d'intégrer le taux d'absorption $\Gamma s/2$ au cours du temps, c'est-à-dire le long de la trajectoire de l'atome. La valeur exacte

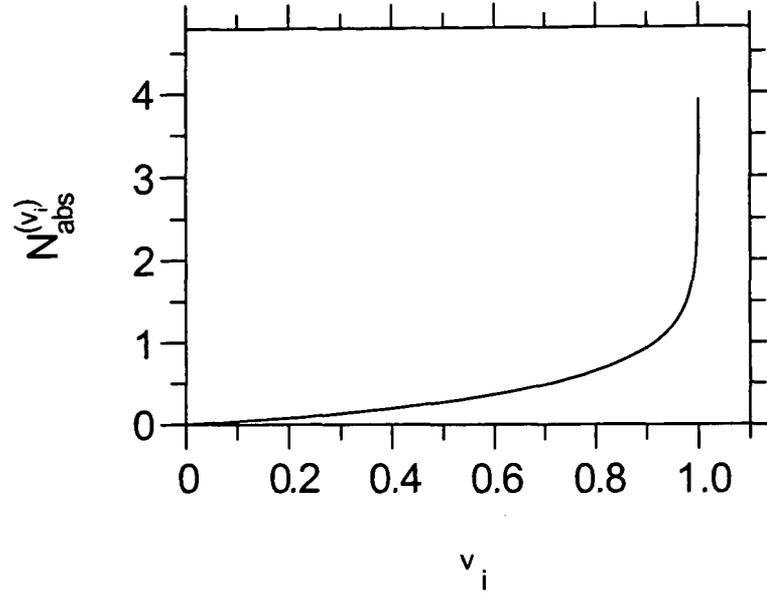


FIG. 2.12: Nombre de photons (en unité de $m\Gamma V_b w_b / (\hbar\delta_b)$) émis par un atome en fonction de sa vitesse initiale v_i (en unité de V_b) lors du rebond de cet atome sur un potentiel gaussien répulsif de col w_b et de profondeur $U_b = \frac{1}{2}mV_b^2$.

du nombre $N_{abs}^{(v_i)}$ de photons absorbés pour une vitesse initiale v_i est ainsi :

$$N_{abs}^{(v_i)} = \frac{\Gamma}{\hbar\delta_b} \int_{-\infty}^{+\infty} U_b e^{-2\frac{z^2(t)}{w_b^2}} dt = 2\frac{\Gamma}{\hbar\delta_b} \int_{-\infty}^{z_{reb}} \frac{U_b e^{-2\frac{z^2}{w_b^2}}}{\sqrt{v_i^2 - V_b^2 e^{-2\frac{z^2}{w_b^2}}}} dz \quad (2.40)$$

$$N_{abs}^{(v_i)} = \frac{\Gamma}{\delta_b} \frac{mV_b w_b}{\hbar} \int_{-\infty}^{z_{reb}/w_b} \frac{e^{-2z^2}}{\sqrt{\frac{v_i^2}{V_b^2} - e^{-2z^2}}} dz$$

La figure 2.12 donne $N_{abs}^{(v_i)}$ en fonction de v_i/V_b . La divergence obtenue lorsque le rapport précédent vaut un signifie simplement que pour cette valeur un atome reste indéfiniment au sommet de la colline de potentiel : le nombre de photons émis est donc infini. Numériquement le facteur de normalisation de l'axe des ordonnées vaut $\sim 2.5 \cdot 10^{-4}$ avec les paramètres du paragraphe suivant. Nous allons revenir sur les implications de cette courbe dans le paragraphe suivant.

III.2 Diode laser à 800 nm

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent la condition de faible dissipation du piège est plus facilement remplie avec un faisceau laser désaccordé sur le bleu de la raie D2 du césium (852 nm). Nous avons alors choisi d'utiliser une diode laser à 795 nm (normalement utilisé avec des atomes de rubidium). L'avantage de ce laser est sa commodité d'emploi (c'est une diode laser) et sa relative proximité de la raie du césium. Le principal désavantage est sa faible puissance (diode de 50 mW). Pour augmenter son intensité nous avons décidé d'utiliser un faisceau anisotrope transversalement. Pour calculer la hauteur de la barrière de potentiel la seule modification par rapport au calcul effectué avec le laser YAG se situe au niveau de l'équation 2.4 où il convient de remplacer w^2 par $w_x w_y$. Avec les paramètres $P=50$ mW, $w_x = 15$ μm et $w_y = 80$ μm on obtient une profondeur de : $U_b/k_B = 27$ μK . Avec deux telles barrières de potentiel, distantes de 200 μm (figure 2.13), on peut estimer le nombre de photons émis par un atome de vitesse $v = 1$ cm/s à $\sim 2 \times 2.5 \cdot 10^{-4} \times 0.06 = 3 \cdot 10^{-5}$ pendant une période d'oscillation de durée $\sim 2 \times 200 \cdot 10^{-6} / 10^{-2} = 4 \cdot 10^{-2}$ s. Le taux d'excitation est alors de l'ordre de 7.5×10^{-4} photons par seconde, valeur extrêmement faible et négligeable devant le taux d'excitation du YAG (pour la même profondeur on obtient ~ 0.3 photons par seconde soit 400 fois plus).

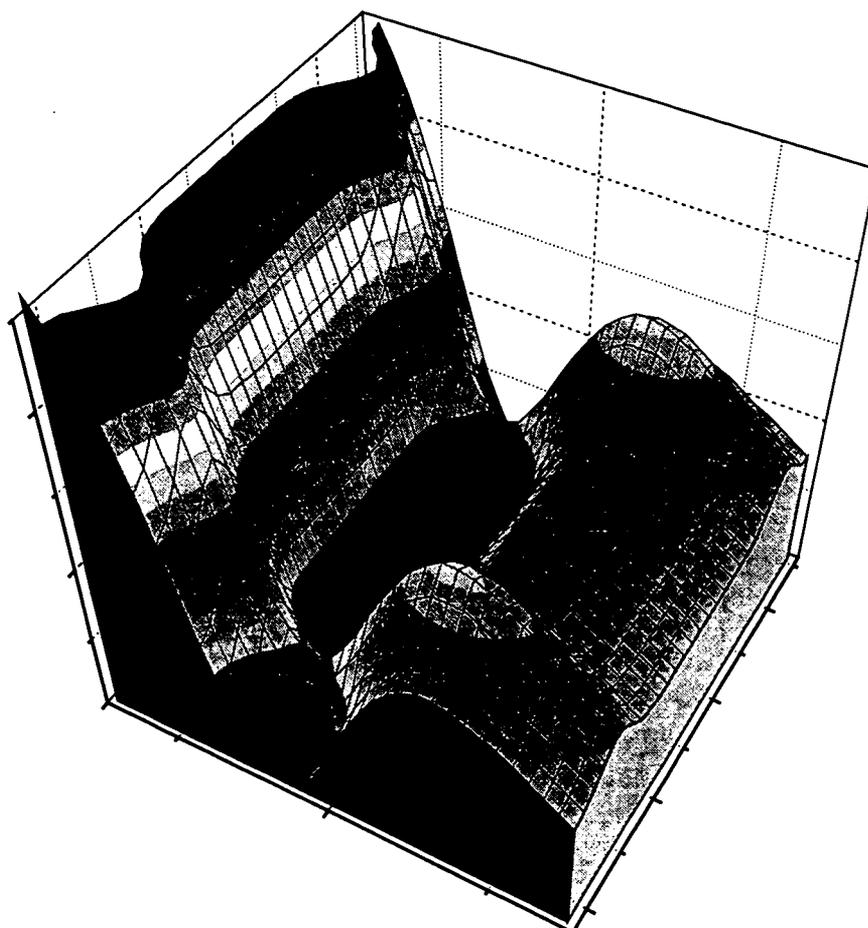


FIG. 2.13: *Potentiel incluant la gravité, le faisceau YAG ($P = 0.7 \text{ W}$, $w_{pd} = 50 \mu\text{m}$) et les deux faisceaux bleus ($P=50 \text{ mW}$, $w_x = 15 \mu\text{m}$ et $w_x = 80 \mu\text{m}$).*

Chapitre 3

Montage expérimental

Dans ce chapitre nous allons décrire le montage que nous avons utilisé pour nos expériences. La première partie est consacrée aux lasers de refroidissement (diodes DBR) et de piégeage (laser YAG et diode laser à 800 nm). Nous décrivons leurs principales caractéristiques et leur mise en place dans le montage expérimental. Dans un deuxième temps nous détaillerons le montage proprement dit. Finalement, dans une troisième partie, nous décrivons les méthodes de mesure que nous avons utilisées : temps de vol, résonance induite par le recul, imagerie par absorption. Ces techniques vont nous permettre de mesurer la température dans les trois directions de l'espace, la taille du nuage atomique, les fréquences d'oscillation du potentiel de piégeage.

I Lasers de refroidissement

Les expériences de refroidissement par laser sur l'atome de césium utilisent la raie $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ (raie D2) à 852 nm (infra-rouge). Comme l'efficacité des mécanismes de refroidissement dépend fortement de la fréquence, la largeur en fréquence de ces lasers doit être faible devant la largeur naturelle du niveau excité $\Gamma = 2\pi \times 5.3$ MHz. Or, généralement, les diodes lasers libres ont intrinsèquement une largeur plus importante, de l'ordre de 30 MHz. Dans un premier temps, nous allons donc décrire deux méthodes pour réduire la largeur spectrale d'une diode laser, méthodes qui nous avons utilisées dans le montage sur les réseaux optiques. Une autre solution consiste à utiliser un type différent de laser : les diodes DBR (Distributed Bragg Reflector) intrinsèquement plus fines et d'une grande souplesse d'utilisation.

I.1 Méthodes d'affinement de la largeur spectrale d'une diode laser

La première méthode consiste à utiliser une rétro-action optique sur un Fabry-Pérot extérieur. A la sortie de la diode le faisceau laser est divisé en deux parties. La première est le faisceau de sortie et la seconde traverse un Fabry-Pérot (cf. figure 3.1) disposé de telle sorte que la réflexion sur le deuxième miroir (celui qui est monté sur cale piézo-électrique) soit colinéaire avec le faisceau issu de la diode. Pour trouver la condition d'injection il faut donc prendre en compte la cavité totale allant de la diode jusqu'au Fabry-Pérot. Deux critères deviennent importants : l'ajustement entre la fréquence de la diode laser et l'un des pics de résonance du Fabry-Pérot et la phase du faisceau qui est réinjecté dans la diode. Ces deux conditions peuvent être réalisées par les cales piézo-électrique. L'étude de cette cavité étendue montre qu'il existe une zone d'accrochage de la fréquence du faisceau utile sur un pic du Fabry-Pérot [65, 66]. On contrôle la position de la fréquence de résonance de celui-ci à l'aide d'une absorption saturée. Cette technique permet d'atteindre des largeurs de l'ordre de 10 kHz. Elle est cependant assez lourde à mettre en oeuvre, nécessite un double asservissement et est très sensible aux vibrations acoustiques et mécaniques. D'autre part, dans la plupart des cas il n'est pas nécessaire d'avoir des largeurs aussi faibles. C'est une méthode qui est aujourd'hui peu utilisée au profit de la méthode que nous allons maintenant décrire.

Celle-ci consiste à allonger la cavité laser (laser à cavité étendue) au moyen d'un réseau [67]. L'ordre 1 du réseau est renvoyé dans la cavité et forme ainsi une cavité externe de plusieurs centimètres (position de Littrow). Par cette technique, on peut obtenir des largeurs de la raie d'émission de l'ordre de 100 kHz. L'ordre 0 est alors le faisceau de sortie de ce laser (cf. figure 3.1). L'accord en fréquence s'obtient par ajustement de l'angle de rétro-reflexion du réseau. L'inconvénient de cette méthode est sa grande sensibilité à des perturbations externes telles que les ondes acoustiques et thermiques car il faut maintenir aussi stable que possible la position du réseau par rapport à la diode laser. De plus la rétro-reflexion étant importante, la puissance de sortie est typiquement deux fois plus faible en cavité étendue que si la diode était libre. Si nécessaire, on palie à cet inconvénient en injectant une ou plusieurs autres diodes esclaves.

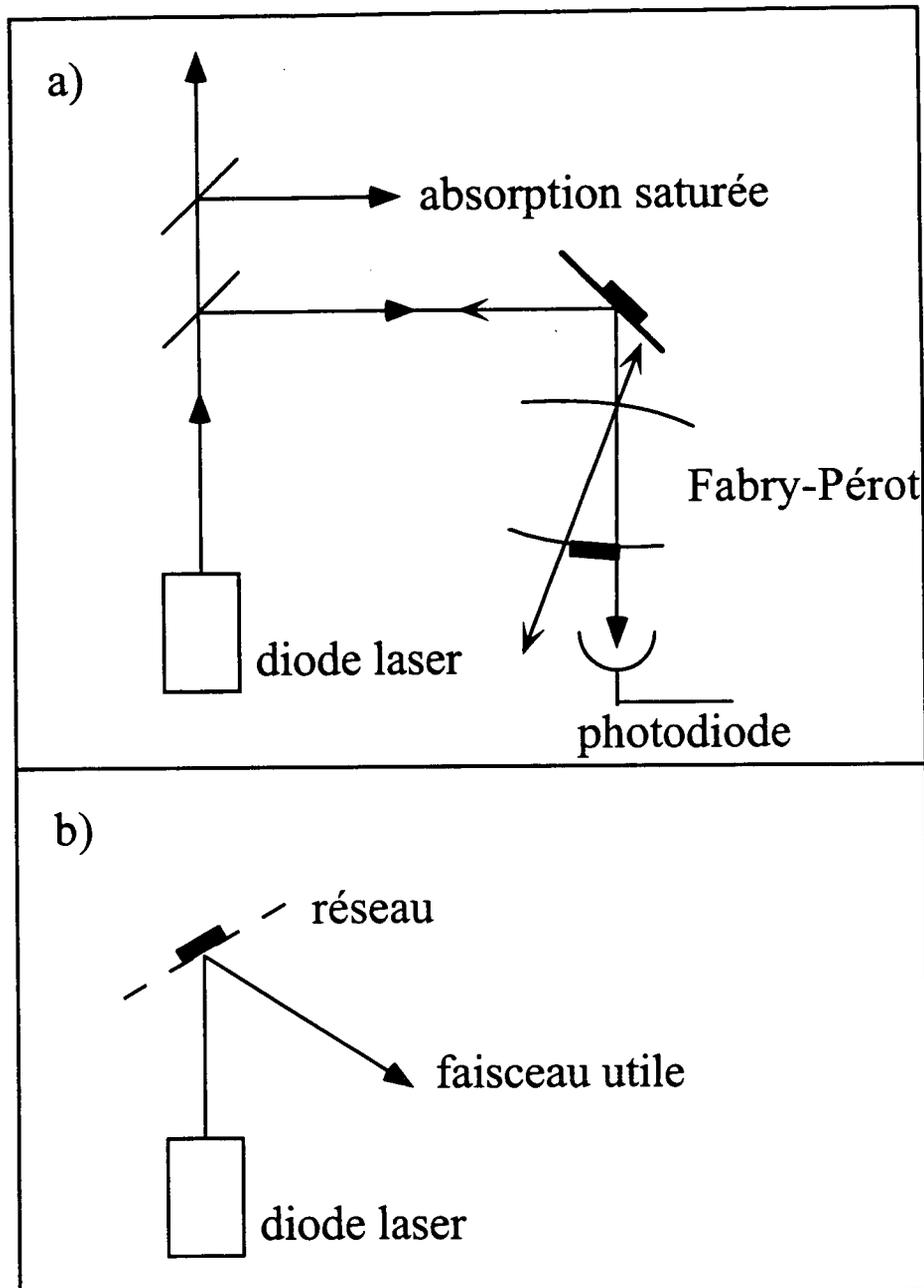


FIG. 3.1: Deux méthodes pour affiner la largeur de raie d'une diode laser : a) Couplage avec un Fabry-Pérot. b) Couplage avec un réseau. Le faisceau utile est l'ordre 0 du réseau. Les rectangles noirs représentent des cales piézo-électrique.

I.2 Les diodes DBR

I.2.1 Principe

Nous avons décidé de tester une troisième possibilité : les diodes DBR (Distributed Bragg Reflector). Dans ce type de diode, le semi-conducteur est séparé en deux zones : la partie active (gain) et une zone où a été gravé un réseau directement dans le matériau. Comme dans le cas précédent le réseau va assurer la finesse du laser et le fait qu'il soit incorporé dans le matériau va assurer une plus grande stabilité. La dépendance en courant électrique est de l'ordre de $0.05 \text{ \AA}/\text{mA}$, soit environ $-2 \text{ GHz}/\text{mA}$. La simplicité du système, le faible nombre de sauts de mode (typiquement un sur toute la plage de variation du courant) font de ces lasers de bons candidats pour des expériences de refroidissement.

Il faut cependant noter que les largeurs de raie ne sont pas aussi faibles qu'avec un réseau externe (longueur de la cavité plus faible). La largeur annoncée par le constructeur est de 3 MHz. En effectuant un battement avec une diode fine nous avons mesuré 8 MHz comme largeur à mi-hauteur (bruit électrique sur la source de courant de la diode laser, feed-back optique...). D'autre part ces diodes sont extrêmement sensibles au retour inverse de la lumière. Il est donc nécessaire d'utiliser de très bons isolateurs optiques. Nous avons utilisé des isolateurs double étage de la marque Gsänger qui isolent jusqu'à 60 dB.

I.2.2 De l'intérêt des diodes DBR

Généralement la fréquence d'une diode laser est stabilisée sur une raie d'absorption saturée. On peut tout de même modifier la fréquence du faisceau lumineux en faisant passer celui-ci dans un modulateur acousto-optique [68]. Les principales caractéristiques de ces modulateurs sont les suivantes :

- une radio-fréquence de fréquence f et de puissance P crée une onde progressive dans le matériau du modulateur
- par diffraction de Bragg le faisceau est défléchi et sa fréquence modifiée
- le décalage en fréquence de l'ordre $+1$ est f , celui de l'ordre -1 est $-f$, etc.
- l'efficacité de transfert, dans l'ordre $+1$ par exemple, dépend de P et est au maximum de 90% pour le modèle 3080 de Crystal Technology (correspondant à $P \sim 1 \text{ Watt}$).

- pour éviter la déflexion angulaire on utilise généralement un montage en oeil de chat (double passage), mais au détriment de la puissance (efficacité maximale $0.9 \times 0.9 = 81 \%$)
- l'efficacité dépend en plus de f et limite l'utilisation du modulateur à une modification maximale de la fréquence de l'ordre de 20 % autour de la fréquence f centrale ($f = 80$ MHz pour le modèle 3080).
- le réglage pour optimiser l'ordre +1 n'est pas le même que pour l'ordre -1.
- la qualité spatiale du faisceau à la sortie du modulateur est dégradée, a fortiori dans le cas d'un double passage
- en conséquence dans une même expérience on ne peut pas changer la fréquence de part et d'autre de la fréquence du faisceau issu de la diode laser.

La flexibilité des diodes DBR permet de s'affranchir de cette limitation. Au début de l'expérience la diode est verrouillée (à l'aide d'une absorption saturée). Puis, à un certain moment, nous déverrouillons le laser et nous appliquons un saut de courant sur l'alimentation de la diode. Ce saut peut faire augmenter ou diminuer la fréquence, et son amplitude est quelconque. Au cours de nos expériences nous avons effectué des sauts de 400 MHz sans aucune difficulté. A la fin de l'expérience un saut d'amplitude opposée est appliqué à la diode et celle-ci est verrouillée à nouveau. On s'affranchit ainsi de la limitation en fréquence des modulateurs acousto-optiques et de plus il n'y a pas de perte de puissance. D'autre part, notre expérience, comme c'est généralement le cas, ne nécessite pas plus de deux fréquences simultanément. Nous n'avons donc besoin que de deux diodes DBR.

Il faut cependant émettre deux réserves sur cette méthode, toute deux provenant du fait que durant l'expérience la fréquence de la diode n'est pas verrouillée. Lorsque l'on applique le saut, il y a une "discontinuité" de la puissance électrique envoyée sur la diode. Il s'en suit un échauffement ou un refroidissement de celle-ci et cela va modifier la fréquence. La diode étant de très petite taille, un quasi-équilibre s'installe assez rapidement (de l'ordre de la milliseconde pour un saut de 300 MHz) à une température légèrement différente de la température de consigne. Sur des temps courts il est donc difficile de connaître la valeur de la fréquence de la diode. Si la durée pendant laquelle la diode est libre excède typiquement 100 ou 200 ms, le diode ne se revérrouille plus à la fin de l'expérience ; cela signifie que la fréquence s'est déplacée de plus de ~ 20 MHz par rapport à sa valeur initiale. Evidemment on pourrait améliorer cette situation en revérrouillant le laser sur le profil Doppler par exemple.

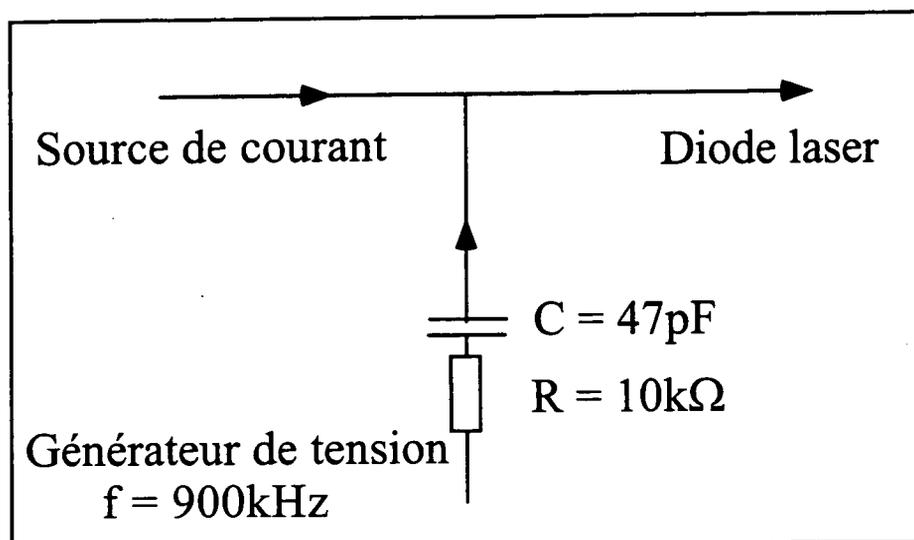


FIG. 3.2: Circuit électrique permettant de moduler la diode laser à haute fréquence (900 kHz).

I.2.3 Asservissement

L'asservissement d'une diode DBR s'effectue via le courant d'alimentation de celle-ci. Pour la diode utilisée sur la transition $F_g = 3 \rightarrow F_e$ la fréquence d'asservissement est 100 kHz (déjà un peu élevée pour la bande passante de notre source de courant qui est de 30 kHz). La démodulation s'effectue de manière classique avec une détection synchrone. Pour la diode utilisée sur la transition $F_g = 4 \rightarrow F_e$ nous avons choisi une fréquence plus élevée, à savoir 900 kHz. L'intérêt de cette technique est que l'on peut obtenir une bande passante plus importante pour l'asservissement. A 900 kHz il ne pouvait être question de faire la modulation au niveau de l'alimentation de la source de courant. Nous l'avons donc introduite à la sortie de celle-ci (cf figure 3.2). Au niveau de la photodiode de détection, le signal haute fréquence est séparé du signal basse fréquence par un filtre passe-haut et amplifié. La démodulation s'effectue simplement à l'aide d'un mélangeur haute fréquence type ZAD-1H à partir du signal de la photodiode et d'un signal provenant du générateur 900 kHz. La sortie, c'est-à-dire le signal d'erreur, est ensuite amplifiée et envoyée sur la source de courant pour clore la boucle d'asservissement.

II Laser YAG

Nous avons utilisé un laser YAG 904 de Micro-Contrôle. En fait nous n'avions à notre disposition que l'alimentation et le milieu amplificateur. Il a donc fallu construire la cavité laser. Au fil des expériences nous avons dû opter pour plusieurs configurations différentes que nous allons décrire plus précisément dans les deux paragraphes ci-dessous.

II.1 Cavité linéaire

Le barreau de YAG est long de 10 cm (4 pouces), a un diamètre de 3 mm et est pompé par deux lampes à arc au krypton NL4718 de Heraeus. L'ensemble est refroidi par de l'eau permittivée circulant en circuit fermé. Cette eau est elle-même refroidie par de l'eau provenant de l'alimentation générale. Les lampes sont amorcées par un flash à 20 kV et sont ensuite régulées en courant. Le bloc d'alimentation permet d'atteindre un courant de 17.5 A dans les lampes (branchées en série). Malgré le refroidissement un effet thermique important persiste. Le barreau est ainsi soumis à un gradient de température, les bords étant plus froids que le centre. L'indice du barreau de YAG est ainsi modulé spatialement et conduit à l'existence d'une lentille dite thermique. J'indique ci-dessous (tableau 3.1) les données correspondantes. Comme nous allons travailler à fort courant ces focales thermiques sont loin d'être négligeables. Pour contre-balancer cette focale

Intensité (A)	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Focale (cm)	80	70	60	50	43	35	31	28	24	22	20

TAB. 3.1: Distance focale du barreau de YAG en fonction du courant traversant les lampes de pompage.

nous avons utilisé un miroir R_{max} convexe (c'est-à-dire divergent) de rayon de courbure -50 cm, donc de focale -25 cm. Ce miroir est de plus placé assez près de la tête du laser (à 10 cm de son extrémité). Le miroir de couplage est plan, situé à 15 cm de l'extrémité de la tête, et a un coefficient de transmission de 20 %.

Dans ce type de laser le gain est très important, le laser est donc fortement multimode, longitudinalement et transversalement. Nous verrons dans le paragraphe suivant comment rendre ce laser monomode longitudinal. Pour l'aspect transverse, le plus simple est de mettre un diaphragme dans la cavité. En effet, les pertes produites par celui-ci seront proportionnellement plus importantes pour les modes transverses TEM_{mn} à indices élevés que pour le mode fondamental (TEM_{00}). Sans diaphragme la puissance est supérieure à 15 Watts, limite de notre détecteur (les données du constructeur indiquent une puissance de 70 Watts dans ce régime). Cette puissance passe à 4 Watts en régime monomode transverse. Dans la cavité, le col est estimé à $\sim 300\mu\text{m}$, le faisceau émergent est donc légèrement divergent (faisceau de col 1mm à 1m).

Ce faisceau n'est pas a priori polarisé. La solution la plus simple pour la polariser linéairement est de placer dans la cavité une lame orientée à angle de Brewster. Ainsi l'une des deux polarisations ne subira pas de perte supplémentaire au contraire de l'autre. En pratique il faut retoucher aux réglages de la cavité car l'épaisseur de la lame modifie le trajet du faisceau et il faut augmenter la taille du diaphragme. De plus il a toujours résulté une perte de puissance, pour aboutir à une valeur de l'ordre de 2.5 W. Il y a donc eu un transfert de puissance d'une polarisation sur l'autre mais faible. Une autre possibilité est de sélectionner la polarisation avec le diaphragme. La légère biréfringence du barreau de YAG suffit à séparer spatialement les faisceaux de polarisation orthogonale ; il suffit alors de centrer le diaphragme sur l'un des faisceaux pour que la perte sur l'autre soit très importante. L'avantage de cette méthode est sa simplicité et son efficacité puisque nous avons obtenu jusqu'à 3.3 W de lumière polarisée. L'inconvénient est que cela nécessite un réglage très fin du diaphragme et une très bonne stabilité de la cavité laser. Il a donc fallu "de temps en temps" retoucher les miroirs de la cavité ou la position du diaphragme. C'est néanmoins cette méthode que nous avons utilisée dans nos expériences.

II.2 Cavité en anneau

A une certaine époque nous avons envisagé de piéger et de refroidir des atomes dans un réseau optique très désaccordé. Pour ce faire, nous avons décidé de rendre le laser YAG monomode transverse *et* longitudinal. Nous avons vu au paragraphe précédent comment vérifier la première condition. Pour la deuxième, nous avons testé deux méthodes. Nous choisirons celle qui permet d'obtenir le plus de puissance lumineuse.

Dans une cavité de longueur L tout mode de fréquence $\nu = \frac{c}{2L}n$, où n est entier, peut exister. Même si le matériau de gain va sélectionner les modes dont la longueur d'onde est proche de $1.06 \mu\text{m}$, il peut encore en rester un grand nombre (~ 10), et cela d'autant plus que la cavité est grande ($c/2L$ est alors plus petit). Pour avoir accès à la structure de modes, nous avons utilisé un faisceau parasite du laser. Celui-ci traverse un Fabry-Pérot confocal et son intensité de sortie est mesurée par une photodiode. Cette cavité confocale est balayée en longueur donc en fréquence par un élément piezo-électrique sur un des deux miroirs.

La première méthode consiste à rester en cavité linéaire et à y placer des étalons d'épaisseur variable. Ceux-ci agissent comme des Fabry-Pérot et vont donc sélectionner certains modes longitudinaux de la cavité. Le nombre de mode dépend de la largeur spectrale libre et de la finesse de ces étalons. Si cela ne suffit pas, on place deux lames quart-d'onde en quadrature de part et d'autre du milieu amplificateur. Ceci avec l'aide d'une lame à Brewster permet de polariser le faisceau laser et d'éviter toute modulation d'intensité dans le milieu amplificateur (phénomène de "hole burning" [69]). Cette méthode s'est révélée peu efficace avec une puissance maximale de sortie de l'ordre de 300 mW.

Nous avons alors opté pour un laser en anneau ou plutôt en huit. La cavité comporte, en plus des deux miroirs précédents, deux miroirs concaves de longueur focale 50 cm et de perte 2 % (cf figure 3.3). Les positions des deux miroirs déjà utilisés sont les mêmes et les distances relatives sont respectées.

Au contraire d'un laser en cavité linéaire, il est possible ici de supprimer un sens de parcours du faisceau dans la cavité et ainsi de supprimer tout effet de hole burning. On place dans la cavité un isolateur optique composé d'une lame demi-onde et d'une lame de Hoya FR5 placée dans un champ magnétique de 5 kGauss. Par effet Faraday, le déphasage introduit par cette lame par rapport à l'axe de propagation dépend du sens de parcours de la lumière dans la cavité, ce qui n'est pas le cas de la lame demi-onde. En ajustant l'orientation de celle-ci on peut compenser le déphasage de la lame de Hoya dans un sens de propagation alors que le déphasage est double dans l'autre sens. Ainsi, dans le "mauvais sens", le champ électrique ne se reconstruit pas après un tour ; en théorie la condition de démarrage de l'effet laser peut quand même avoir lieu mais avec des pertes plus importantes. En pratique il persiste effectivement un faisceau circulant dans le "mauvais" sens, mais sa puissance est négligeable devant l'autre. La lame de Hoya est en plus à un angle de Brewster.

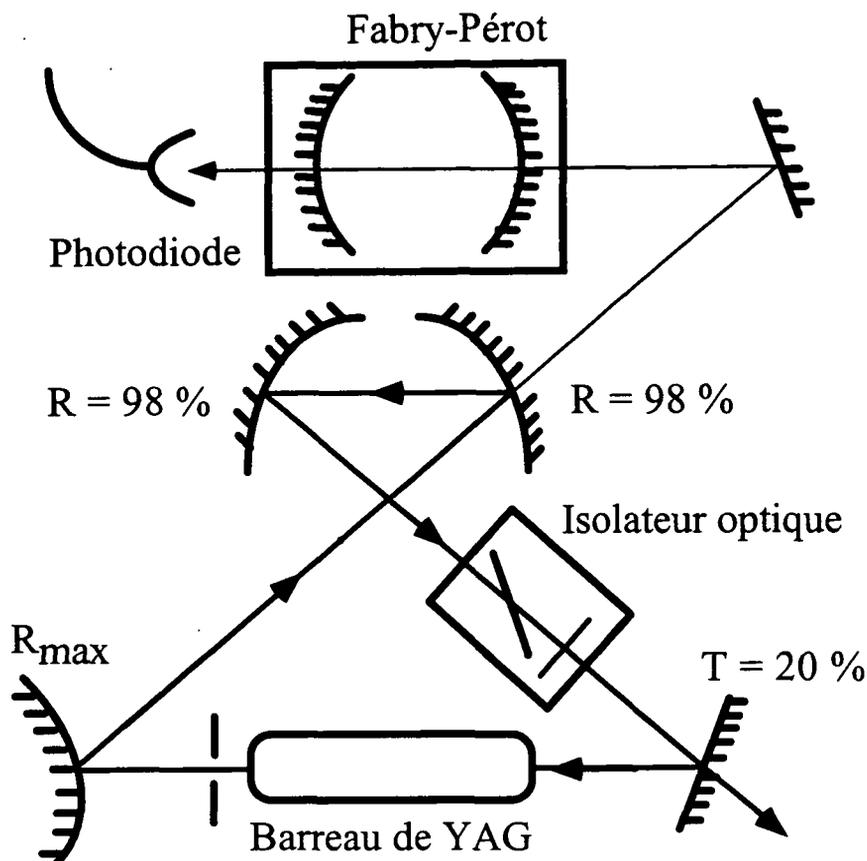


FIG. 3.3: Configuration de la cavité laser en anneau du laser YAG. L'isolateur optique est composé d'une lame quart d'onde et d'une lame de Hoya placée à l'incidence de Brewster, le tout soumis à un champ magnétique de 5 kGauss. Sur l'un des miroirs du Fabry-Pérot est appliquée une cale piezo-électrique pour pouvoir balayer la longueur de la cavité.

Il n'est pas évident a priori d'obtenir un effet laser dans une cavité qui comporte quatre miroirs plus une lame de Hoya qui, à cause de sa position à angle de Brewster, présente un diamètre effectif de l'ordre de 5 mm. Nous avons donc commencé par fabriquer une cavité sans diode optique, sachant que ce réglage devra être retouché après son introduction. Une méthode relativement simple consiste à utiliser la lumière de pompe comme repère. En effet, une partie de la lumière issue des lampes pompes est diffusée hors de la tête du laser. On peut, en première approximation, admettre que le faisceau laser sera colinéaire à cette

lumière diffusée. L'inconvénient de cette méthode est que cette lumière étant fortement divergente, d'une part son intensité est vite très faible et d'autre part il faut placer un ou plusieurs diaphragmes sur son parcours pour conserver un faisceau de petite taille. Il faut ensuite régler les miroirs l'un après l'autre jusqu'à ce que la fluorescence fasse tout le tour de la cavité. Si le gain est suffisant et si la cavité est stable l'effet laser apparaît spontanément, ou presque. Après optimisation de la puissance de sortie, on place l'isolateur et on réitère le procédé sur la lumière de pompe.

Le laser n'est pas immédiatement monomode longitudinal mais on arrive facilement à ne conserver qu'un ou deux ou au maximum trois modes. La puissance de sortie est de l'ordre de 700 mW avec des pointes à 1 W quand l'alignement de tous les éléments est optimisé. En ajoutant une cale piezo-électrique sur un miroir, il aurait été possible de verrouiller le laser en fréquence sur un Fabry-Pérot extérieur de façon à ne conserver qu'un mode longitudinal. En fait cela ne s'est pas avéré nécessaire pour nos expériences.

II.3 Mise en place et paramètres expérimentaux

Nous allons décrire la méthode d'alignement utilisée dans les expériences du chapitre 5 section I (faisceau unique focalisé sur les atomes). Une méthode tout à fait similaire a été appliquée pour les expériences des sections II et III de ce même chapitre.

Nous devons contrôler la puissance, la valeur du col et la position du faisceau par rapport au piège magnéto-optique. La puissance est mesurée par un bolomètre. Nous avons ainsi pu estimer la perte de puissance par les différents éléments optiques sur le trajet du faisceau. En particulier chaque fenêtre de la cellule conduit à une perte de 5 %.

La mesure du col peut s'effectuer en continu. Nous avons utilisé un faisceau parasite transmis par un miroir. Nous avons ensuite placé les mêmes éléments optiques sur ce deuxième faisceau que sur le faisceau utile. La méthode de mesure du col est présentée au paragraphe IV.2.

Le faisceau YAG affecte peu les atomes de césium, en particulier des atomes localisés dans un piège magnéto-optique. Il n'est donc pas évident a priori de positionner ce faisceau. La méthode que nous avons utilisée consiste à superposer ce faisceau avec un autre faisceau qui est, lui, résonant ($F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ du césium) et qui exerce ainsi une très forte pression de radiation. Ce faisceau est

appelé faisceau traceur. Il peut être coupé par un obturateur mécanique. On mélange les deux faisceaux par un miroir (M) à $1.06 \mu\text{m}$ poli des deux côtés (miroir quasi transparent à 852 nm). Au premier ordre l'orientation de ce miroir ne modifie pas celle du faisceau traceur ((M) agit sur lui comme une lame à face parallèle). En s'aidant de deux miroirs positionnés avant (M), on aligne le faisceau traceur sur le piège magnéto-optique. Grâce à (M) et un miroir en amont on superpose le faisceau YAG sur le faisceau traceur. On ajoute ensuite la lentille de focalisation fixée sur une monture X-Y-Z et on bouge celle-ci jusqu'à de nouveau aligner le traceur sur le piège magnéto-optique. A ce stade le faisceau YAG traverse le piège à la précision du réglage près. Il reste cependant encore à vérifier qu'il est focalisé dessus. Cette dernière opération est a priori plus difficile à effectuer. En fait, expérimentalement, ce réglage ne nécessite pas une très grande précision car la distance de Rayleigh est assez importante (quelques centimètres). La lentille de focalisation a une focale de 150 mm et est placée à $\sim 17 \text{ cm}$ du piège magnéto-optique. On obtient ainsi un col de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ et une distance de Rayleigh de 7.4 mm .

III Diode laser sur le bleu de la raie D2 du césium

Au contraire du laser YAG dont la fréquence est sur le rouge de la transition du césium, une diode SDL 5402 H1 émet à une longueur d'onde de 795 nm (raie de résonance du rubidium). Nous avons donc utilisé une telle diode pour pouvoir réaliser une force dipolaire expulsante c'est-à-dire une barrière de potentiel. En jouant sur la température nous avons amené cette diode jusqu'à une longueur d'onde de 797.6 nm . La diode utilisée est une diode 50 mW . La longueur d'onde étant éloignée de celle du césium il n'est pas nécessaire d'asservir la fréquence de la diode ni d'utiliser d'isolateur optique. A l'aide de prismes anamorphoseurs l'anisotropie du faisceau émergent de la diode a été amplifiée. En effet la puissance de la diode n'étant pas très élevée il faut fortement focaliser le faisceau pour induire un potentiel non négligeable sur les atomes. Avec une lentille de focale 200 mm les cols sont de $15 \mu\text{m}$ et $80 \mu\text{m}$.

Comme pour le laser YAG nous avons recours à un faisceau traceur. Nous avons en fait utilisé le même. Mais cette fois le réglage s'est avéré beaucoup plus ardu. Il est facile de superposer le traceur sur le piège magnéto-optique mais il est

beaucoup plus délicat de le faire sur le faisceau YAG. Ce pose ensuite le problème de la précision de l'alignement du traceur et du faisceau bleu car le col du faisceau YAG est de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ et ceux du faisceau à 800 nm de $15 \mu\text{m}$ et $80 \mu\text{m}$! Le volume d'intersection est donc très faible. La distance de Rayleigh de ce dernier est également assez courte (quelques millimètres). La difficulté provient aussi du fait que la seule méthode pour vérifier cet alignement consiste à prendre une image et voir un trou dans le nuage d'atomes piégés par le faisceau rouge. C'est une méthode qui n'a pas un rapport signal sur bruit très important et qui prend du temps.

Pour obtenir deux faisceaux bleus, la procédure est la même que précédemment. Une fois que le premier faisceau est en position il est beaucoup plus facile d'aligner le deuxième. En effet nous réutilisons l'aller que nous rétro-réfléchissons sur lui-même (cf figure 3.4). Il suffit alors de décaler transversalement la deuxième lentille par rapport à la première d'une distance d pour que les deux faisceaux soient séparés de $2d$ dans le plan focal.

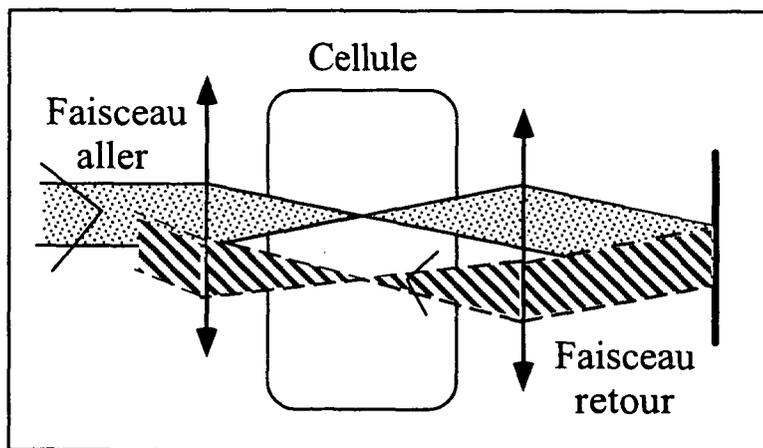


FIG. 3.4: Montage permettant d'obtenir deux faisceaux qui se focalisent à la même distance et qui sont séparés d'une distance ajustable. Un déplacement dans son plan de la lentille de droite, d'une quantité d , conduit à un déplacement du faisceau retour dans la même direction et d'une quantité $2d$.

IV Montage expérimental

IV.1 Schéma de la partie laser du montage

Comme décrit précédemment nous n'avons utilisé que deux diodes lasers dans notre montage (pour le refroidissement), l'une sur la transition $F_g = 3 \rightarrow F_e$ et l'autre sur $F_g = 4 \rightarrow F_e$. Je vais brièvement décrire le trajet des faisceaux. Les schémas simplifiés se trouvent sur les figures 3.5 et 3.6.

Commençons par décrire le montage concernant le laser sur la transition $F_g = 4 \rightarrow F_e$ (figure 3.5). Ce laser est verrouillé sur la transition $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ par absorption saturée. A la sortie du laser le faisceau est donc à une fréquence décalée de la fréquence de résonance $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ par 2×87.7 MHz. Ainsi les faisceaux qui traversent la cellule ultra-vide (après double passage dans le deuxième modulateur acousto-optique) sont sur le rouge de la transition avec un désaccord $\delta = 2 \times 7.7 = 15.4$ MHz $\approx -3\Gamma$. Ces faisceaux sont rétro-réfléchis avec une polarisation orthogonale pour obtenir un système de trois paires de faisceaux $\sigma^+ - \sigma^-$. Une paire est horizontale dans l'axe des bobines du gradient de champ magnétique. Les deux autres paires sont dans un plan vertical et font un angle de $+45^\circ$ et -45° par rapport à la verticale. Notons que ces faisceaux ne sont pas mélangés avec ceux du laser $F_g = 3 \rightarrow F_e$ (séparation d'environ 15°) ce qui nous a permis de choisir pour ces derniers n'importe quel type de polarisation (cf plus bas). La partie du faisceau qui va vers le temps de vol est à résonance et est présent en permanence.

Le cadre pointillé situé à droite sur la figure symbolise la zone où est créé le faisceau traceur (cf. paragraphe précédent). Ceci est effectué au moyen d'un cube polariseur et d'une lame $\lambda/2$. Le deuxième cadre représente la zone de création du faisceau d'absorption et est détaillé sur la figure 3.7.

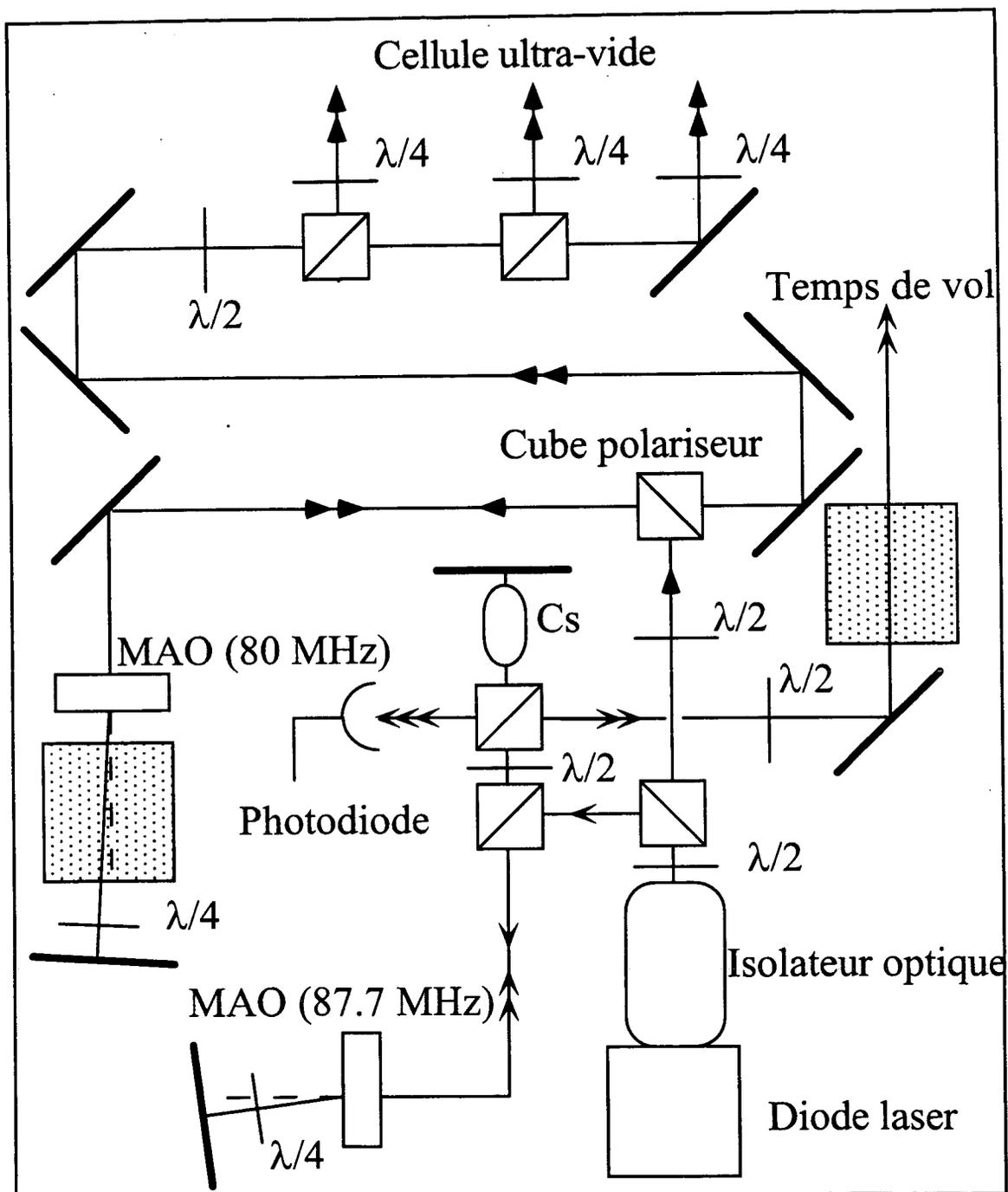


FIG. 3.5: Schéma expérimental des faisceaux provenant du laser $F_g = 4 \rightarrow F_e$. Aucune lentille n'a été représentée. Les deux zones pointillées seront décrites ultérieurement.

Le laser $F_g = 3 \rightarrow F_e$ (figure 3.6) est, quant à lui, verrouillé sur la transition $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$. Après double passage par le modulateur acousto-optique (MAO) à 80 MHz, le faisceau lumineux est donc à +10 MHz de la transition $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ qui nous sert de repompeur pendant la phase de piège magnéto-optique et pendant d'éventuelles phases de mélasse $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$. Remarquons que la partie du faisceau qui va vers le temps de vol peut être coupé par le modulateur acousto-optique. Sans ce faisceau, le signal de temps de vol détectera uniquement les atomes dans $F_g = 4$ alors que s'il est présent tous les atomes sont détectés. Cela nous permet donc de distinguer le niveau hyperfin des atomes. La partie du faisceau qui va vers le piège est séparée en trois bras indépendants dont les faisceaux sont rétro-réfléchis. La polarisation des faisceaux qui traversent la cellule n'est pas forcément σ^+ ou σ^- . Nous avons également fait des expériences avec des polarisations linéaires ($lin \perp lin$).

IV.2 Mesure du col d'un faisceau

Au chapitre 2 nous avons vu que la profondeur du piège, l'influence de la gravité et la fréquence d'oscillation transverse sont très sensibles à la valeur du col du faisceau piègeant. Il faut donc mesurer aussi précisément que possible cette grandeur. Or cela est délicat lorsque le col est petit (nous avons utilisé des cols entre 10 et 80 μm). Nous avons utilisé tour à tour deux méthodes de mesure. La première consiste à mesurer la puissance transmise par le faisceau au travers d'un trou de filtrage de 20 μm . La photodiode de mesure est placé le plus près possible du trou (~ 5 mm) pour récupérer toute la lumière diffractée. Celui-ci est placé sur une monture X-Y-Z (translation micro-contrôle de pas 20 μm). Il suffit alors de mesurer la puissance reçue par la photodiode en fonction de la position du trou de filtrage. On voit immédiatement que cette mesure sera d'autant plus précise que le col est grand devant 20 μm . Cependant le col mesuré étant la convolution entre la fonction de transfert du trou de filtrage et la vraie valeur du col, dans l'approximation gaussienne, ce sont les carrés des grandeurs caractéristiques qui interviennent et donc cette méthode est valable pour des cols supérieurs à 40 μm . Pour des tailles plus petites il faut effectuer numériquement la convolution.

La deuxième méthode consiste à placer sur le trajet du faisceau un demi-plan absorbant qui vient le couper plus ou moins. On enregistre comme précédemment la puissance transmise en fonction de la position du demi-plan. On retrouve la valeur du col en ajustant la courbe obtenue par une courbe théorique que l'on calcule numériquement (il faut présumer une forme gaussienne pour le profil du faisceau).

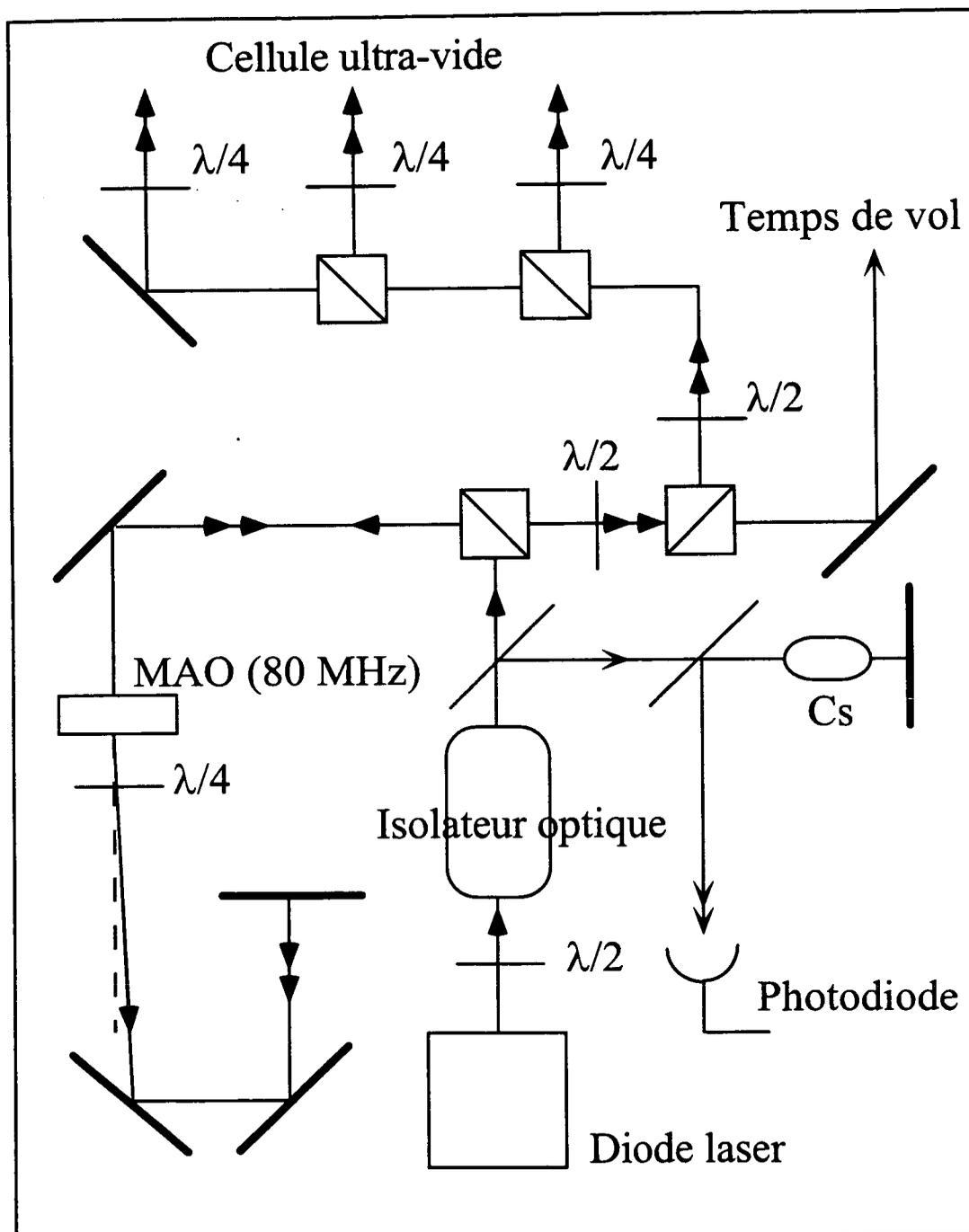


FIG. 3.6: Schéma expérimental des faisceaux provenant du laser $F_g = 3 \rightarrow F_e$. Aucune lentille n'a été représentée.

V Les méthodes de détection

V.1 Temps de vol

Cette technique est la plus communément utilisée pour mesurer la température et le nombre d'atomes d'un nuage [31, 70]. Son principe est simple ; on laisse tomber les atomes en coupant tous les faisceaux lasers. Lors de la chute libre, le nuage s'étend dans les trois directions de l'espace en fonction de la température dans chacune de ces directions. Quelques centimètres plus bas (12 cm dans notre expérience), les atomes traversent un faisceau résonnant. Une photodiode à faible bruit et fort gain détecte la fluorescence émise lors de la traversée du faisceau. Nous allons voir que la largeur de ce signal temporel est proportionnelle à la vitesse rms des atomes et que l'aire de ce pic est proportionnel au nombre d'atomes.

Soit h la hauteur de chute, v_0 la vitesse initiale d'un atome et z_0 sa position initiale avant le lâcher. En un temps ultérieur t , la position z et la vitesse v sont données par :

$$\begin{cases} v = v_0 + gt \\ z = \frac{1}{2}gt^2 + v_0t + z_0 \end{cases} \quad (3.1)$$

On peut alors déterminer le temps de passage de l'atome. Soit τ ce temps.

$$h = \frac{1}{2}g\tau^2 + v_0\tau + z_0 \quad (3.2)$$

Ainsi, le temps de chute moyen est $\tau_m = 2h/g = 156$ ms dans notre cas. Supposons la largeur de faisceau sonde faible (on reviendra plus tard sur ce point) ainsi que celle du nuage atomique. Supposons également faible la température. Posons $\tau = \tau_m + \delta\tau$ et faisons l'hypothèse $\delta\tau \ll \tau_m$. Il vient alors :

$$h = \frac{1}{2}g(\tau_m + \delta\tau)^2 + v_0(\tau_m + \delta\tau) + z_0 \quad (3.3)$$

$$\Rightarrow h \approx \frac{1}{2}g\tau_m^2 + v_0\tau_m + g\tau_m\delta\tau \quad (3.4)$$

$$\Rightarrow \delta\tau = \frac{v_0}{g} \quad (3.5)$$

Ainsi on voit sur cette équation que la largeur du temps de vol est proportionnelle à celle de la distribution de vitesses : cqfd. Une analyse plus approfondie montre que dans le cadre de nos approximations la structure temporelle du signal de temps de vol est une gaussienne si tel est le cas pour la vitesse. Si l'on va un rang

plus loin dans le développement, c'est-à-dire si l'on tient compte des largeurs du faisceau sonde et du nuage atomique, il vient :

$$\langle v_0^2 \rangle = \langle (\delta\tau)^2 \rangle g^2 + \frac{\langle z_0^2 \rangle + (\delta h)^2}{\tau_m^2} \quad (3.6)$$

Dans cette équation δh représente la largeur du faisceau sonde du temps de vol et :

$$\frac{1}{2} m \langle v_0^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T_{at} \quad (3.7)$$

où T_{at} est la température et $\sqrt{\langle z_0^2 \rangle}$ la largeur rms du nuage atomique. A la vue de l'équation 3.6 il est clair qu'il faut augmenter la distance de chute h pour améliorer la précision de la mesure de température. Dans notre cas on estime la correction apportée à la température à 0.3 μK (0.2 pour la sonde et 0.1 pour le nuage d'atomes).

Déterminons maintenant le nombre d'atomes détectés. Supposons que le faisceau temps de vol est caractérisé par un paramètre de saturation s et par une largeur δh . Chaque atome qui traverse le faisceau va émettre un certain nombre de photons donné par :

$$N_{phot} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{s+1} \frac{\delta h}{g\tau_m} \quad (3.8)$$

Plus δh est grand, plus on détectera de photons mais moins la précision sur la température sera bonne (cf 3.6). Le photo-courant créé par la photodiode est mesuré à l'aide d'une résistance de charge R . Le nombre d'atomes, N_{at} , se déduit de l'aire A du signal temps de vol par :

$$A = N_{phot} N_{at} d\Omega \hbar\omega_L \eta R \quad (3.9)$$

où η est le rendement quantique de la photodiode (0.57 A/Watt), $d\Omega$ l'angle solide de collection ($\sim 0.25\%$) et R la résistance de charge ($R=50\text{ M}\Omega$). Remarquons cependant que dans notre analyse nous avons admis que nous détectons tous les atomes, c'est-à-dire que tous les atomes traversaient la sonde. Pour vérifier ce point il faut comparer la largeur L du faisceau sonde à l'extension transverse du nuage atomique $2\sqrt{\langle x_0^2 \rangle + \langle v_0^2 \rangle \tau_m^2}$ quand il traverse celui-ci. Généralement cela revient à comparer $L/2$ à $\sqrt{\langle v_0^2 \rangle} \tau_m$. Pour une température de 2 μK ce dernier terme vaut 1.5 mm et pour 20 μK il vaut 4.9 mm. Expérimentalement $L/2$ vaut 5 mm. On voit immédiatement que pour des nuages atomiques à température élevée nous ne détecterons qu'une faible partie des atomes. Ceci est d'autant plus vrai que le faisceau sonde se situe dans une zone de la cellule séparée de la zone d'interaction

des faisceaux piégeants par un tube en graphite de 8 mm de diamètre et de 7 cm de longueur. C'est ainsi que pour $T = 50 \mu\text{K}$ nous ne détectons que $\sim 10\%$ des atomes. Nous avons modélisé cet effet pour pouvoir avoir accès au nombre d'atomes par la méthode du temps de vol. Cette détermination reste néanmoins moins précise (car dépendant du modèle) pour des nuages à température élevée.

V.2 Résonances induites par le recul

Comme nous venons de le voir la méthode du temps de vol est une méthode destructive qui permet la mesure de la température des atomes mais une mesure qu'il faut corriger de facteurs géométriques. Nous avons développé une autre méthode qui sera, elle, exempte de ces facteurs. Celle-ci est décrite en détail dans l'article "Method of velocimetry of cold atoms" que nous reproduisons ici.

Deux faisceaux lumineux, désaccordés l'un par rapport à l'autre d'une fréquence δ_f de l'ordre de la dizaine de kHz, se croisent au niveau d'un nuage d'atomes froids et libres. Par transition Raman il se produit un échange stimulé de photons entre ces deux faisceaux. En écrivant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement lors de ce processus on voit qu'une seule classe de vitesses peut y participer (classe proportionnelle à δ_f). Ainsi, en balayant δ_f de part et d'autre de 0, nous allons pouvoir exciter toutes les classes de vitesses. Le signal de transmission d'un des faisceaux est enregistré et il est alors possible, à partir de ce signal, de trouver la distribution de vitesses dans le nuage atomique.

L'étude de ce signal en régime transitoire (pour des temps très court après l'allumage des deux faisceaux) a été réalisée dans [71] et cette nouvelle approche a été utilisée pour l'étude de la dynamique des atomes dans un réseau optique [72, 73].

where the atomic velocity is changed from \vec{v} to $\vec{v} - \hbar\vec{q}/M$, v_q is the component of \vec{v} along \vec{q} , and $\omega_r \equiv \hbar k^2/2M = kv_r/2 \cong 2\pi \times 2$ kHz for Cs.

There are two competing processes that arise because Raman transitions can go in two directions, and for a given δ , one produces gain and the other loss to the detected beam. However, as long as the velocity distribution is peaked at $v_q = 0$ and decreases monotonically toward higher velocities, there will always be more atoms with small KE, and the dominant stimulated Raman process will always increase the atomic KE at the expense of optical energy [7]. This produces gain in the recorded beam 1 when its frequency is below that of beam 2, and loss otherwise. The amount of energy exchanged between the beams is proportional to the difference between the populations of the two velocity classes that are coupled by the transition, and therefore the signal shape is approximately the derivative of the velocity distribution [6,7]. For a thermal distribution characterized by temperature T , the peaks of the signal are separated by $2q\sqrt{k_B T/M}$.

In our experiment, a sample of approximately 10^8 cold Cs atoms is produced by first collecting them from vapor at room temperature in a magneto-optical trap as described in [8]. The trap magnetic field is then shut off in a few ms and the laser beam power reduced to provide a cooling phase in $\sigma^+ - \sigma^-$ optical molasses for 50–100 ms. The molasses beams are subsequently extinguished and the two temperature probe beams, which intersect in the atomic sample, are turned on. One of the transmitted beams is focused onto a photodiode of which the output is recorded. The situation is different from that of Ref. [7] because neither beam is retroreflected. This has the advantage of being easier to describe theoretically, but the disadvantage of accelerating the atoms by radiation pressure. However, the acceleration has only a small effect on our measurements as explained below.

The probe beams are derived from the same injection-locked diode laser. This reference laser is frequency stabilized to <1 MHz by a saturated absorption signal at $\lambda = 852$ nm in Cs vapor at room temperature. The beams are frequency shifted by acousto-optic modulators that are driven by separate rf synthesizers set at the same frequency, but one of them is frequency swept over a small range. Thus their optical frequency difference δ is stable to a few Hz. The spectroscopic resolution δ_{res} in a swept frequency experiment is roughly limited by the dwell time Δt in each frequency interval to $\delta_{\text{res}} \cong 1/\Delta t$. The sweep rate, $d\delta/dt < [\delta_{\text{res}}]^2$, and resolution of $3\omega_r$ require $d(\delta/2\pi)/dt < 225$ kHz/ms. The two beams are approximately Gaussian and collimated to waists smaller than the radius of the cloud of atoms (≈ 2 mm). They have parallel linear polarizations (perpendicular to their plane of propagation) and are detuned to the red of atomic resonance by about 30 MHz ($\approx 6\Gamma$ where $1/\Gamma \equiv \tau \cong 32$ ns for Cs). Their intensities are varied from saturation ($I_{\text{sat}} \equiv \pi\hbar c/3\lambda^3 \tau \cong 1.1$ mW/cm²) to much lower values. We should like to point out that the probe beams employed in this scheme could equally well be produced from a single laser by dividing the beam in two at a beam splitter and then reflecting one of the beams with a moving mirror. The beat signal on a photodiode could then be used to monitor the frequency difference of the probe beams simultaneously with the recording of the spectrum.

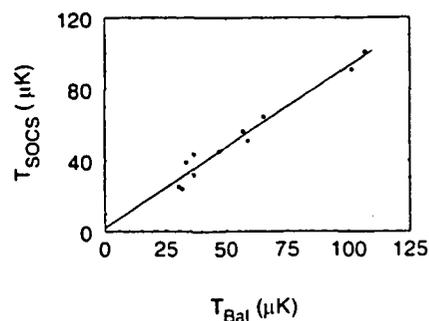


FIG. 2. A comparison of the measured temperatures T_{Bal} and T_{SOCS} using the two methods of ballistics and stimulated optical Compton scattering. The uncertainty on each temperature is a few μK . The values of T_{SOCS} have been found by extrapolation to zero delay as discussed in the text and in Fig. 3.

A typical signal is shown in Fig. 1(b) for $\theta \cong 10^\circ$. The maximum gain or absorption is typically 5% of the incident beam intensity. The smooth line is a fitted derivative of a Gaussian [7] corresponding to a temperature of 60 ± 6 μK . We have not found another shape that fits as well. We have varied the relative polarizations of the beams to drive Raman transitions connecting different magnetic sublevels and have seen signals located at appropriately light-shifted frequencies. These additional resonances are considerably broadened by several effects such as the optical pumping limitation of the ground-state lifetime.

Our apparatus is equipped with an independent system for ballistic (time-of-flight) measurements consisting of a separate, resonant, laser beam 3 cm below the magneto-optical trap through which released atoms fall and fluoresce. The time dependence of the recorded fluorescence provides information about the atomic velocity distribution in the vertical direction. A comparison of the temperature calculated from the widths measured by this ballistic setup, T_{Bal} , with that measured by stimulated optical Compton scattering, T_{SOCS} , is shown in Fig. 2. The measured temperatures are proportional. We find a slope of 0.9 ± 0.1 , the uncertainty being dominated by the precision in our measurement of the angle θ .

During the time the temperature probe beams are on, the atoms of the sample are optically pumped at the rate γ_p . They experience acceleration of the order of $v_r \gamma_p$ from the resulting radiation pressure. For typical operating conditions, $\gamma_p \approx \Gamma/50$, and the measurements are completed in 250 μs , so the velocity change is $\approx 100v_r$, and the atomic displacement is < 100 μm . However, this motion has little impact because we measure only the velocity component parallel to \vec{q} . This radiation pressure acceleration is directed perpendicular to \vec{q} for equal intensities of the two probe beams, and its angle with \vec{q} never differs from $\pi/2$ by more than $\theta/2$, which is typically 5° in our experiment. Thus the maximum influence it could have for $\theta = 10^\circ$ is an overall displacement of the center of the velocity distribution by $8v_r$. The displacement we induced in our experiments by changing the beam intensities never exceeded $5v_r$.

The major effect of these radiation pressure forces in our experiments is the heating of the atoms along \vec{q} because of the random walk in velocity space caused by the momentum

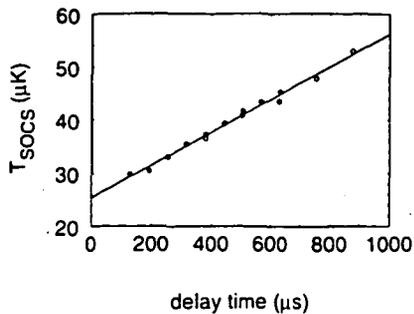


FIG. 3. The heating vs time of application of the two probe beams. We begin with an atomic sample cooled in molasses and apply the delay by two methods. The solid circles represent shifting the resonance within the sweep interval by changing the starting rf frequency, and the open circles result from delaying the sweep after the turn-on of the probe beams. The temperature extrapolated to zero delay is $25 \pm 3 \mu\text{K}$.

recoil of spontaneous emission. Such heating is also present for the case of retroreflected beams [7]. During an interaction time t this heating increases the rms atomic velocity along \bar{q} by $(2/5)v_r\sqrt{\gamma_p t}$ (the $2/5$ arises because we are concerned with one dimension). We have studied this heating of the atomic sample by delaying the frequency scan after the turn-on of the laser beams, or by displacing the starting frequency of the sweep (varying t). In each case we find that the temperature calculated from the width of the velocity distribution increases linearly with both light intensity (for either beam) and with time. Figure 3 shows the dependence of T_{SOCs} on the delay time. We find $dT/dt = 0.03 \mu\text{K}/\mu\text{s}$ in reasonable agreement with the expected value $(8/25)\hbar\omega_r\gamma_p/k_B \cong 0.02 \mu\text{K}/\mu\text{s}$. We note that the values of T_{SOCs} plotted in Fig. 2 have been extrapolated to zero delay using data similar to that of Fig. 3.

Although the resonances studied here are not the result of Raman transitions between discrete atomic states, we might still expect that their strength is proportional to the product of the two beam intensities. Figure 4 shows this linearity, even to the highest intensities employed, suggesting that our transitions are not saturated under the conditions of our experiments. Indeed the width of the resonance varies by less than 10% over the range of intensities covered by Fig. 4.

Up to now the discussion of these signals has focused on their inhomogeneous width that arises from the width of the atomic velocity distribution. At first thought, it would seem

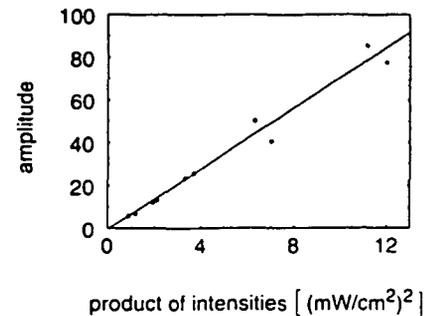


FIG. 4. Amplitude in arbitrary units of the observed resonances vs the product of the beam intensities.

that the homogeneous width should be γ_p because this represents the lifetime against optical excitation of the ground states connected by the Raman resonances, followed by spontaneous emission. We have recorded signals with widths more than ten times smaller than γ_p . Furthermore, the excellent fit of the Gaussian derivative to our narrowest signals (width less than 10 kHz) suggests that the homogeneous width is significantly less than this.

We believe that our very small measured widths derive from the preservation of momentum space coherence, even in the presence of spontaneous emission. This arises because we drive a transition that connects two external momentum states, independent of the internal atomic states. The largest contributions to our signal come from atoms with velocity of the order of the measured half width of the velocity distribution (steepest slope of velocity distribution). Since this is typically ten times larger than v_r , the energy difference between the external states, $\approx \hbar q v_q$, coupled by the transition is changed very little by spontaneous emission. Because of the transfer of coherence between states that have approximately the same Bohr frequency [9], the Raman coherence established between the external states is not destroyed by spontaneous emission. This notion can be confirmed by a more careful theoretical treatment that would also be useful to determine the limitations of this method.

The authors thank P. Verkerk for helpful discussions. This work was supported in part by Ultimatech (CNRS) and NEDO (Japan). D.R.M. is grateful to EPSRC (U.K.) for financial support. Laboratoire Kastler Brossel is a "Unité de Recherche de l'École Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, Associée au CNRS."

[1] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould, and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988).
 [2] C. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990).
 [3] R. Spreuw, P. Jessen, A. Kastberg, W. Phillips, and S. Rolston (unpublished).
 [4] C. Westbrook, R. Watts, C. Tanner, S. Rolston, W. Phillips, P. Lett, and P. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 33 (1990).
 [5] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741 (1992).

[6] J. Guo, P. Berman, B. Dubetsky, and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **46**, 1426 (1992); J. Guo and P. Berman, *ibid.* **47**, 4128 (1993); J. Guo, *ibid.* **49**, 3934 (1994); R. Bonifacio and L. de Salva, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **341**, 350 (1994).
 [7] J.-Y. Courtois, G. Grynberg, B. Lounis, and P. Verkerk, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3017 (1994).
 [8] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3861 (1991).
 [9] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions* (Wiley, New York, 1992), p. 431.

Method for velocimetry of cold atoms

D. R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf,* C. Salomon, and G. Grynberg

Laboratoire Kastler Brossel, Département de Physique de l'École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris, France

(Received Received 21 June 1994)

We describe our use of recoil-induced resonances or stimulated optical Compton scattering to measure the velocity distribution of laser-cooled cesium atoms in one dimension. The technique works well at velocities near 1 cm/s, is insensitive to the effects of light shifts or stray fields, requires only a few mm³ of work space, and may be completed in 1 ms. It may be extended to allow the measurement of velocity distributions in three dimensions and for *in situ* measurements in optical molasses, traps, or lattices. Our measurements are compared with traditional ballistic measurements in the same apparatus.

PACS number(s): 32.80.Pj, 42.50.Vk

Recent laser-cooling experiments in many laboratories have produced atomic vapors with narrow velocity distributions corresponding to microkelvin temperatures. Traditionally, these velocity distributions have been measured by various ballistic techniques [1-3], but at least two other measurement methods have been developed [4,5]. In this paper we report the use of stimulated optical Compton scattering (SOCS), also called recoil-induced resonances [6,7], to measure the velocity distribution of laser-cooled atoms. These resonances have previously been studied theoretically [6], and have been observed and compared with the free electron laser [7]. They correspond to Raman transitions between different states of atomic motion. This technique can be utilized in a compact space and has the advantage of producing larger signals than [4] and being easier to implement than [5]. Its accuracy is not compromised by inhomogeneous light shifts in Gaussian beams, Zeeman shifts from stray magnetic fields, or a host of other systematic effects. Furthermore, it promises the capability for nondestructive, *in situ* measurements of atoms in optical molasses, optical lattices, and traps. Finally, an extension of the technique described here, employing additional pairs of probe beams, would allow measurements of velocity distributions in three dimensions.

The principle underlying the generation of the signals is identical to that of the Compton effect: when incoming light is deflected and frequency shifted by a free scattering center, conservation of both energy and momentum constrain the outgoing field. For stimulated processes, where light is transferred from one traveling-wave laser beam to another, the momentum and frequency of the light beams are fixed experimentally, thereby determining the values of the atomic velocity that are coupled by the Raman process.

We consider two equivalent light beams described by $\vec{k}_{1,2}$ and $\omega_{1,2}$, having parallel linear polarization, that cross in an atomic vapor at an angle θ [see Fig. 1(a)]. Their detuning from atomic resonance $\Delta \equiv \omega_{\text{laser}} - \omega_{\text{atom}}$ is large compared with the natural linewidth $\Gamma \equiv 1/\tau$, but their mutual detuning $\delta \equiv \omega_2 - \omega_1 \ll \Gamma$. The only distinction between them is that the frequency dependence of the power of beam 1 transmit-

ted through the vapor is recorded. When absorption from beam 1 is followed by stimulated emission into beam 2, the light field and the atom exchange energy $\hbar \delta$ and momentum $\hbar \vec{q}$, where $\vec{q} \equiv \vec{k}_2 - \vec{k}_1$. Because δ is so small in our experiment (≈ 20 kHz), and because the polarizations of the light beams are the same, the internal atomic state is unchanged and the atom behaves as a free particle with no internal structure. From the conservation of momentum and atomic kinetic energy (KE) we find

$$\vec{q} \cdot \vec{v} \equiv qv_q = \delta + \hbar q^2/2M \equiv \delta + 4\omega_r \sin^2(\theta/2), \quad (1)$$

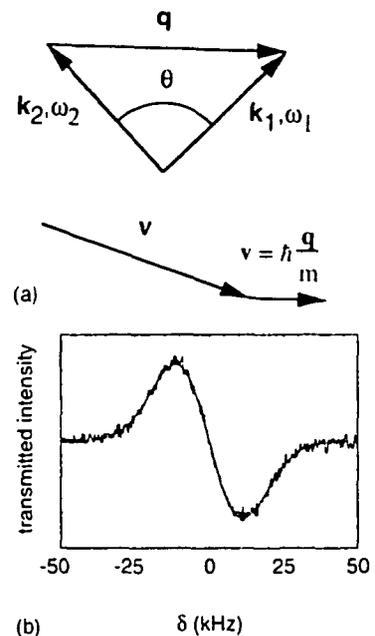


FIG. 1. (a) The plane of interest showing the \vec{k} vectors, \vec{q} , and the velocity of the atom before and after scattering, $q = 2k \sin(\theta/2)$. (b) Recoil-induced resonances or stimulated optical Compton scattering (SOCS) used to obtain the velocity distribution of atoms released from three-dimensional $\sigma^+ - \sigma^-$ optical molasses. $\theta = 10^\circ$, probe beam intensities 1 mW/cm^2 , and detunings -5Γ . The frequency sweep of 100 kHz is completed in 0.4 ms. The smooth line is a fitted Gaussian derivative corresponding to a temperature of $60 \pm 6 \mu\text{K}$.

*Permanent address: Physics Department, SUNY, Stony Brook, NY 11790.

V.3 Imagerie

Il existe de nombreuses techniques pour observer la structure spatiale d'un nuage d'atomes froids. On peut en distinguer trois grands types : imagerie par fluorescence (V.3.1), par absorption (V.3.3) et imagerie de phase (V.3.2). Expérimentalement nous avons utilisé les deux premières. En imagerie, il existe toujours un compromis entre la qualité de l'image (rapport signal sur bruit) et la résolution. Il faut d'un côté, que le photo-courant délivré par un pixel du capteur CCD de la caméra excède le bruit d'intensité de lecteur de ce pixel et il faut également qu'il excède le photo-courant créé par la lumière parasite. De ce point de vue il faut donc concentrer l'image sur un nombre minimum de pixels. D'un autre côté ceci va limiter la résolution de l'image à cause de la taille finie de chaque pixel. Par exemple, sur notre caméra, celle-ci vaut $15 \mu\text{m}$. Nous verrons que, suivant la nature de l'objet à imager, le meilleur compromis sera atteint par l'une ou l'autre des méthodes d'imagerie.

V.3.1 Fluorescence

C'est la méthode la plus simple à mettre en oeuvre puisqu'elle ne nécessite qu'une caméra et une lentille de collection. Il est ainsi très facile d'observer et de mesurer la taille d'un nuage atomique confiné dans un piège magnéto-optique ou dans une mélasse brillante peu désaccordée. Dans cette situation, c'est une méthode non destructive et elle permet ainsi une étude en temps réel de la taille de l'échantillon atomique.

Si l'on ne souhaite pas diminuer la résolution de l'image, cette tâche devient plus difficile à mesure que le taux d'émission de photons diminue (influence de la lumière parasite, du bruit électronique du capteur CCD). L'émission spontanée d'un nuage d'atomes étant isotrope, tous les photons émis ne sont pas détectés. La lentille qui sert à imager les atomes sur le capteur CCD de la caméra doit donc avoir une grande ouverture numérique. Sans modification de la cellule (mise en place d'une lentille à l'intérieur même de la cellule), l'angle solide maximale est de 0.4% . Il devient ainsi plus difficile d'utiliser cette méthode pour imager un nuage d'atomes refroidis dans une mélasse grise et encore bien plus difficile pour un nuage confiné dans un piège dipolaire non dissipatif (le nuage atomique étant de très petite taille la résolution de l'image doit être importante).

Dans ces situations nous avons alors utilisé un subterfuge : avant d'enregistrer une image nous éclairons l'échantillon atomique par un flash de lumière résonnante. Cette solution rend la méthode destructive et peu précise car le flash perturbe

le milieu atomique (pression de radiation, chauffage du nuage). Cette méthode a été très vite abandonnée pour des mesures dans le piège dipolaire car pour avoir un rapport signal sur bruit suffisant, le flash devait avoir une durée de l'ordre de 10 ms! Le nuage atomique est alors nécessairement perturbé.

V.3.2 Contraste de phase

En première approximation (cf [74]) l'indice n d'un milieu atomique, de densité uniforme ρ , soumis à un faisceau de faible paramètre de saturation, de désaccord δ et de vecteur d'onde k est :

$$n = 1 - \frac{3\pi\rho\Gamma c^3}{2\omega_{at}^3(\delta + i\Gamma/2)} \quad (3.10)$$

Pour $|\delta| \ll \Gamma$ il vient :

$$n \approx 1 - \frac{3\pi\rho\Gamma c^3}{2\omega_{at}^3\delta} \approx 1 - \frac{3\pi\rho\Gamma}{2k^3\delta} \quad (3.11)$$

Le terme de phase du faisceau laser devient alors :

$$iknz = ikz - i\frac{3\pi\rho\Gamma}{k^2\delta}z = ikz - i\frac{\sigma_0}{4}\rho\frac{\Gamma}{\delta}z \quad (3.12)$$

où $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ est la section efficace à résonance (cf. paragraphe suivant). Ainsi la variation du champ électrique du faisceau lumineux sur une épaisseur dz vaut :

$$dE = E_0 e^{-i\frac{\sigma_0}{4}\frac{\Gamma}{\delta}\rho(x,y,z)dz} \quad (3.13)$$

Donc, après traversée du nuage, le champ électrique vaut :

$$E(x, y) = E_0 \prod_{-\infty}^{\infty} e^{-i\frac{\sigma_0}{4}\frac{\Gamma}{\delta}\rho(x,y,z)dz} = e^{-\frac{\sigma_0}{4}\frac{\Gamma}{\delta} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x,y,z)dz} \quad (3.14)$$

La technique du contraste de phase [75, 76] fut imaginée par F. Zernike (il reut le prix Nobel en 1953 pour ce travail). Soit T la fonction de transmission du nuage. Si celui-ci peut être considéré comme un objet de phase on peut écrire : $T = \exp[i\phi(x_0, y_0)]$. A l'image géométrique de la source se trouve la transformée de Fourier de l'objet. Donc si on écrit : $T = 1 + (T - 1)$ le faisceau non diffracté par l'objet (le "1" dans l'expression précédente) sera concentré à l'image géométrique de la source, et le faisceau diffracté sera lui peu intense à cet endroit. Si on place un objet de petite dimension à l'image géométrique de la source, seule la partie non diffractée sera influencée. Supposons que cet objet soit caractérisé par une fonction de transmission de la forme : $a \exp(i\alpha)$. Au niveau de l'image géométrique de l'objet, l'amplitude lumineuse $A(x, y)$ aura donc pour expression

(on néglige ici tout effet diffractif, voir la paragraphe sur la limite de résolution pour une étude plus détaillée) :

$$\begin{aligned} A(x, y) &= ae^{i\alpha} A_0(x, y) + [A_{obj}(x, y) - A_0(x, y)] \\ A_{obj}(x, y) &= T(Gx, Gy) \text{ où } G \text{ est le grandissement} \end{aligned} \quad (3.15)$$

On va se placer dans le cas où $\phi \ll 1$ et où $A_0(x) = 1$ (sans objet le faisceau illumine de manière homogène le plan image de l'objet). L'intensité lumineuse aura donc pour expression :

$$|A(x)|^2 = |ae^{i\alpha} A_0(x) + (A_{obj}(x) - A_0(x))|^2 \quad (3.16)$$

$$= (a \cos \alpha + \cos \phi - 1)^2 + (a \sin \alpha + \sin \phi)^2 \quad (3.17)$$

$$= a^2 + 2a\phi \sin \alpha \quad (3.18)$$

En prenant $\alpha = \pi/2$ (lame $\lambda/4$) on voit qu'un objet de phase a une image en amplitude dont l'intensité est proportionnelle à celle-ci et dont la sensibilité est augmentée si la lame $\lambda/4$ que l'on a rajouté est absorbante ($a < 1$).

Cette technique a été utilisée par l'équipe de W. Ketterle au MIT (USA) [77] pour connaître la structure spatiale d'un nuage d'atomes froids (condensat de Bose Einstein en fait). La méthode d'imagerie par absorption était en effet devenue inutilisable car les densités des condensats étaient trop importantes et ainsi l'absorption trop forte (cf. paragraphe suivant).

V.3.3 Absorption

Au lieu d'étudier la partie réelle de l'indice, on peut utiliser la partie imaginaire. En effet, un faisceau résonnant interagit de façon maximale avec les atomes. L'absorption qui s'en suit peut être très importante. Nous verrons plus loin que le "trou" dans le faisceau résonnant va permettre de remonter à la structure spatiale du nuage atomique ainsi qu'au nombre d'atomes.

Si le faisceau est à résonance l'expression de l'indice du milieu est (cf. équation 3.10) :

$$n = 1 + i \frac{3\pi\rho}{k^3} \quad (3.19)$$

Donc le terme de phase en $inkz$ devient :

$$ikz - \frac{3\pi\rho z}{k^2} = ikz - \frac{3\lambda^2}{4\pi} \rho z \quad (3.20)$$

On voit ainsi réapparaître le terme de section efficace à résonance $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ (le facteur 2 provient du fait que la section efficace est définie pour l'intensité et non

pour l'amplitude du champ électrique). Un calcul similaire à celui sur la partie réelle de l'indice conduit à une atténuation totale A , après la traversée du nuage, de :

$$A(x, y) = \exp\left(-\sigma_0 \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y, z) dz\right) \quad (3.21)$$

De plus :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy \ln(A) = -\sigma_0 N_{at} \quad (3.22)$$

Expérimentalement nous avons facilement accès à A . Il suffit de prendre deux images, l'une avec le nuage atomique et l'autre sans. La division de ces deux images pixel par pixel permet de s'affranchir de la forme transverse du faisceau d'absorption. Dans le cas où l'absorption est faible, et dans l'hypothèse d'une densité atomique à variable séparable, le facteur d'atténuation A est directement proportionnel à la densité transverse du faisceau. Dans tous les cas la méthode d'absorption permet de connaître le nombre d'atome par l'équation 3.22 et les tailles transverses du nuage atomique.

Remarquons que l'atténuation A est indépendante de l'intensité du faisceau d'absorption. Nous avons donc intérêt à ce que celle-ci soit faible car nous utilisons un faisceau à résonance ; celui-ci a donc une forte influence sur les atomes. Il va induire une accélération du nuage par pression de radiation et un chauffage par émission spontanée. Le premier effet n'est pas a priori gênant puisque l'accélération a lieu dans la même direction que le faisceau ; le seul ennui potentiel est que le déplacement du nuage excède la profondeur de champ du système optique utilisé pour l'imagerie. Le deuxième effet intervient comme une augmentation de la température des atomes qui va conséquemment augmenter la largeur du nuage atomique par intégration temporelle. Pour ces raisons le faisceau d'absorption est pulsé et de faible intensité. La seule limite qui nous est imposée sur l'intensité du faisceau d'absorption vient de la sensibilité du détecteur de la caméra CCD et de son bruit.

On peut se demander quel est le véritable avantage par rapport à l'imagerie par fluorescence. Dans cette dernière, l'information est contenue dans les 4π stéradians. Dans la deuxième méthode, l'ombre due à l'absorption a les mêmes propriétés optiques qu'un faisceau lumineux ayant la structure transverse du nuage atomique (en d'autre terme la fonction réponse de l'un est le complémentaire de celle de l'autre). On voit ainsi que l'information est ici contenue dans un cône

de diffusion vers l'avant, qui sera d'autant plus étroit que le nuage sera large. On s'attend donc à un bien meilleur rapport signal sur bruit (avec cette méthode, une source de bruit supplémentaire vient du bruit d'intensité de la sonde d'absorption). La méthode d'absorption est donc beaucoup plus efficace que la fluorescence pour des objets de petite taille et c'est celle qui fut notamment utilisée pour l'observation de la condensation de Bose Einstein d'atomes froids [4].

Le montage expérimental permettant d'utiliser cette méthode correspondait à la partie pointillée de gauche du schéma 3.5. Il a été représenté sur la figure 3.7. Le premier modulateur acousto-optique représenté (en bas à gauche) était

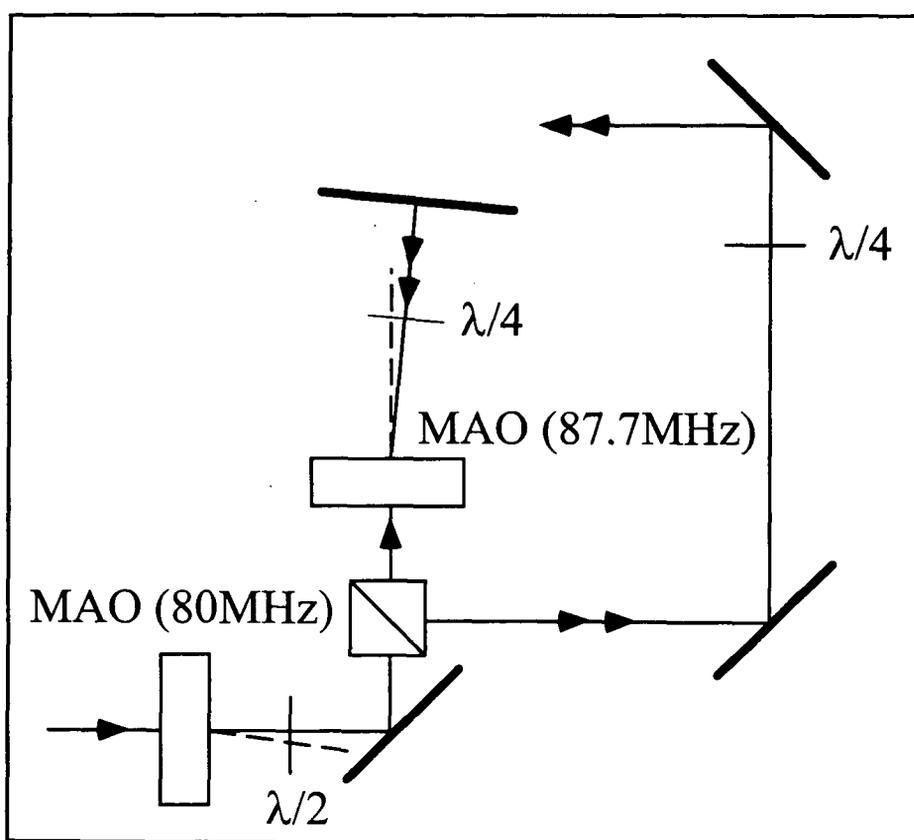


FIG. 3.7: Montage expérimental du faisceau d'absorption.

déjà sur le schéma de la figure 3.5. Lorsque nous voulons prendre une photo on supprime la puissance rf sur ce modulateur. L'ordre 0 est récupéré et envoyé

dans un deuxième modulateur en double passage. Ainsi le faisceau émergent est à résonance.

V.3.4 Limite de résolution

Le système optique que nous utilisons comporte plusieurs lentilles, des lames à face parallèle (hublot de la cellule ultra-vide, cube polariseur dans certaines expériences) susceptibles de détériorer la reproduction de l'objet au niveau de la camera CCD. On peut distinguer deux types d'effet. Le premier type correspond à toutes les aberrations engendrées par les dioptries. En ce qui nous concerne il s'agit principalement de l'aberration sphérique. A priori celle-ci peut être compensée en utilisant des lentilles spécialement conçues à cet effet. Ainsi il est préférable d'utiliser des doublets voire encore mieux des doublets d'achromat. Ce n'est pas sa fonction d'achromat qui nous recherchons mais juste le fait que le nombre de dioptries y est plus important ce qui est donc également le cas du nombre de paramètres ajustables pour la compensation des aberrations. Nous avons utilisé un doublet 01CMP025 et un doublet d'achromats 01LAO225 de Melles Griot. On pourra trouver dans ce catalogue des simulations numériques de tracé de rayons sur ces lentilles [78].

Si les aberrations peuvent être corrigées, il n'en est rien de la diffraction. L'ouverture numérique des lentilles n'étant pas infinie on ne peut pas s'en affranchir. Nous allons dans un premier temps utiliser le critère de Rayleigh pour caractériser cette limitation. Celle-ci spécifie que deux objets distant d'une longueur inférieure à $1.22\lambda f/D$ ne sont plus discernables (f est la focale de la lentille et D son diamètre). Pour une focale de 200 mm et un diamètre de 4 cm cette distance vaut $1.22 \times 0.85 \times 5 = 5.2 \mu\text{m}$. Physiquement ce critère correspond à la distance pour laquelle le premier zéro de la figure de diffraction du premier objet se situe au niveau du centre de la figure du deuxième objet. La valeur $1.22\lambda f/D$ représente la une largeur minimale d'un objet non déformé par la diffraction.

De manière plus rigoureuse l'amplitude d'un objet peut se calculer par la formule de Kirchoff [79, 80]. A une dimension d'espace, en oubliant le facteur d'obliquité et en développant l'onde sphérique on obtient une formule du type (cf. figure 3.8) :

$$A(x) \approx \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 T(x_0) e^{ikz_0 + ik \frac{x^2 + x_0^2 - 2xx_0}{2z_0}} \quad (3.23)$$

où $T(x_0)$ est la fonction de transfert de l'objet. Si on étudie maintenant l'image d'un tel objet par une lentille de focale f on obtient :

$$A_1(x_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dx T(x_0) e^{ikz_0 + ik\frac{(x-x_0)^2}{2z_0}} e^{-\frac{ikx^2}{2f}} T_{(lent)}(x) e^{ikz_1 + ik\frac{(x-x_1)^2}{2z_1}} \quad (3.24)$$

où $T_{(lent)}(x)$ vaut 1 si $|x| < D/2$ et 0 sinon (D : diamètre de la lentille).

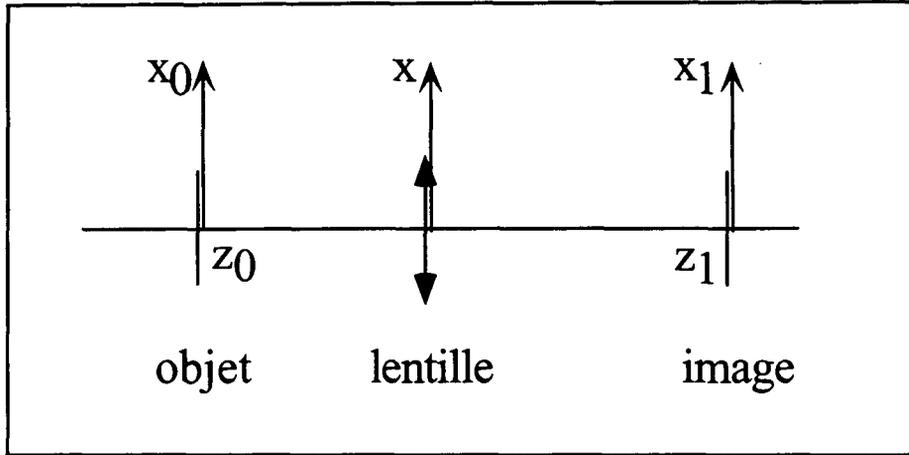


FIG. 3.8:

On se place à l'image géométrique : $1/z_0 + 1/z_1 = 1/f$; les termes en x^2 disparaissent de la formule précédente. Il reste donc :

$$A_1(x_1) = e^{i\frac{kx_1^2}{2z_1}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dx T(x_0) e^{ik\frac{x_0^2 - 2xx_0}{2z_0}} T_{(lent)}(x) e^{ik\frac{-2xx_1}{2z_1}} \quad (3.25)$$

$$= e^{i\frac{kx_1^2}{2z_1}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 T(x_0) \exp\left(ik\frac{x_0^2}{2z_0}\right) \int_{-D/2}^{+D/2} dx e^{-ik\left(\frac{x_1}{z_1} + \frac{x_0}{z_0}\right)x} \quad (3.26)$$

$$= e^{i\frac{kx_1^2}{2z_1}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 T(x_0) \exp\left(ik\frac{x_0^2}{2z_0}\right) D \operatorname{sinc}\left[\frac{k}{2}\left(\frac{x_1}{z_1} + \frac{x_0}{z_0}\right)D\right] \quad (3.27)$$

Il apparaît donc trois termes dans cette dernière expression, chacune ayant une échelle de distance caractéristique. Soient $Zc1$, $Zc2$ et $Zc3$ respectivement ces échelles :

$$\begin{cases} Zc1 = \sqrt{z_0\lambda} & \text{correspondant à } \exp\left(ik\frac{x_0^2}{2z_0}\right) \\ Zc2 = \frac{z_0\lambda}{D} & \text{au terme en sinus cardinal} \\ Zc3 = w_{obj} & \text{à } T(x_0) \end{cases} \quad (3.28)$$

- Z_0 largeur rms du nuage d'atome avant la coupure
- $V_0 = Z_0\omega_0$

Ainsi $\langle z \rangle$, $\langle \dot{z} \rangle$ oscille à la pulsation ω_1 alors que les valeurs rms au carré des positions et des vitesses dans les trois directions de l'espace oscille à deux fois la pulsation ω_1 de la direction considérée. De même la température oscille à $2\omega_1$.

Expérimentalement nous avons mesuré l'oscillation de \dot{z} avec le temps de vol. Soit t_c le moment où le piège est définitivement éteint et τ la durée de la chute jusqu'à la sonde temps de vol située à une distance h . Si on se reporte à l'équation 3.2 et si on étudie le comportement du centre du pic de temps de vol on obtient alors l'équation suivante :

$$h = \frac{1}{2}g\tau^2 + \langle z(t_c) \rangle + \langle \dot{z}(t_c) \rangle \tau \quad (3.43)$$

Donc en première approximation le centre du temps de vol va osciller à la fréquence ω_1 à travers la vitesse et la position du nuage à l'instant t_c . Cependant le rapport des amplitude de ces oscillations est de $\omega_1\tau_m$ où τ_m est le temps moyen ; ce terme est généralement très grand devant 1. Ainsi l'oscillation du pic de temps de vol est essentiellement due à l'oscillation de la vitesse initiale du nuage atomique.

Les fréquences d'oscillation dans le plan horizontal sont mesurées par la mesure de $\sqrt{\langle x^2(t) \rangle}$ et $\sqrt{\langle y^2(t) \rangle}$ grâce à l'imagerie par absorption.

Toutes ces mesures ne sont valables que si le nuage reste dans la région harmonique du potentiel. Il faut donc que l'extension du nuage soit faible devant le col du faisceau créant le piège. Il faut donc vérifier (cf. équations 3.40 et 3.42) :

$$\begin{cases} w_x > X_0\sqrt{1 + (\tau\omega_x)^2} \\ w_y > Y_0\sqrt{1 + (\tau\omega_y)^2} \\ w_z > Z_0\sqrt{1 + (\tau\omega_z)^2} \\ w_z > A_z \end{cases} \quad (3.44)$$

VI.2.2 Excitation paramétrique

Les atomes sont piégés dans un potentiel que l'on peut considérer en première approximation comme harmonique. Si on perturbe la fréquence d'oscillation ω_{osc} du piège de façon sinusoïdale, pour certaines valeurs de cette fréquence, il y aura échange d'énergie entre l'excitateur et le nuage d'atomes. Lors de ce processus les atomes vont acquérir de l'énergie au cours du temps (augmentation de la température) et vont donc finir par être expulsés du piège. Ainsi, à chaque

rouge. Cette lentille a pour effet d'augmenter l'influence de la diffraction. On peut donc réécrire l'équation 3.27 sous la forme :

$$A_1(x_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \exp[-(\frac{1}{2l_{at}^2} + \frac{ik}{2f'})x_0^2] \exp(ik\frac{x_0^2}{2z_0}) D \operatorname{sinc}[\frac{k}{2}(\frac{x_1}{z_1} + \frac{x_0}{z_0})D] \quad (3.34)$$

Il apparaît donc une nouvelle échelle caractéristique $Zc4 = \sqrt{\lambda f'}$. Cet effet de lentille dégradera donc l'image si $Zc4 \leq Zc2$. Il faut donc :

$$f' \leq \frac{z_0^2 \lambda}{D^2} \sim 20 \mu\text{m} \quad (3.35)$$

Cette condition est par exemple réalisée pour $\delta = \Gamma$, $l_{at} = 1 \mu\text{m}$ et $\rho_0 = 10^{13} \text{ at/cm}^3$.

V.3.5 Profondeur de champ

Soit (P) la position conjuguée à la caméra par notre système optique. La profondeur de champ p est la plage de positions autour de (P) sur laquelle un objet reste net. Elle dépend donc du système optique considéré et en particulier du matériau photo-sensible. Dans notre cas il s'agit de pixels. On définira donc la profondeur de champ comme étant la distance maximale pour que l'agrandissement de l'image d'un objet soit imperceptible par rapport à la taille d d'un pixel ($d = 15 \mu\text{m}$).

Nous allons tout d'abord refaire le calcul classique fait dans l'approximation géométrique.

On considère un objet ponctuel. Son image est agrandie G fois par une lentille de focale f et de rayon R (cf figure 3.9). Si on déplace l'objet d'une quantité δx , l'image sera déplacée d'une quantité $\delta x' = G^2 \delta x$. L'angle φ est défini par : $R = x' \varphi$. Ainsi, $\varphi = \frac{R}{f} \frac{f}{x'} = \frac{\#}{1+G}$ où $\# = R/f$ est l'ouverture numérique de la lentille. La profondeur de champ vaut δx quand $d = \varphi \delta x'$. D'où :

$$p = \frac{1 + G}{G^2} \frac{d}{\#} \quad (3.36)$$

Plus le grandissement est grand, plus la profondeur de champ est petite. De même il est préférable d'utiliser une petite ouverture numérique pour que p soit important. Numériquement avec une ouverture de 0.2 et un grossissement de 5 on obtient une profondeur de champ de $18 \mu\text{m}$!

Dans notre situation expérimentale si l'objet n'est pas trop petit (s'il vérifie le critère de Rayleigh) la profondeur de champ est en fait plus importante parce

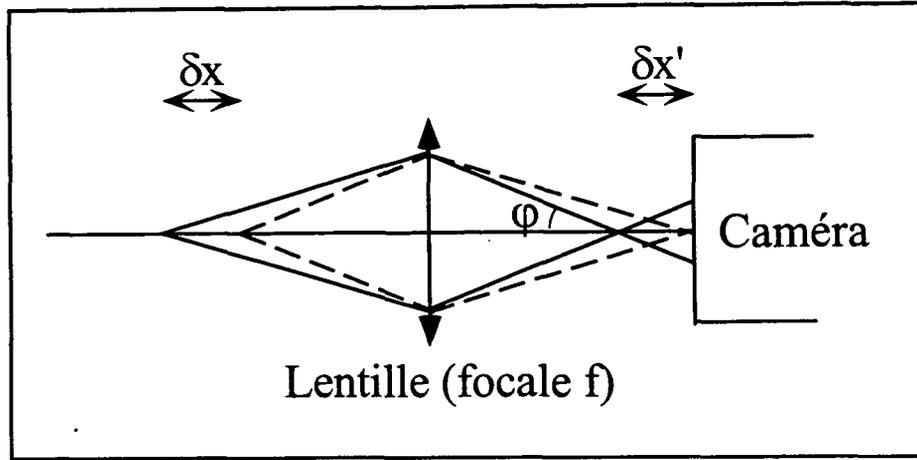


FIG. 3.9: Schéma descriptif pour la mesure de la profondeur de champ.

que nous utilisons une méthode d'absorption. Supposons que l'objet, dont le profil transverse est gaussien (caractérisé par un col w_0), soit, comme précédemment, imagé par une lentille de grossissement G . L'image de cet objet a également un profil gaussien dont le col est $w'_0 = Gw_0$ et son paramètre confocal associé vaut donc $b' = k(Gw_0)^2$. De plus, si l'objet se trouve à une distance δx du plan objet de la caméra, l'image de cet objet se trouve à une distance $\delta x' = G^2\delta x$ de la caméra. Au niveau de l'image, le col est défini par :

$$w_0'^2(\delta x') = (Gw_0)^2 \left[1 + 4 \left(\frac{\delta x'}{b'} \right)^2 \right] = G^2 w_0^2 \left[1 + 4 \left(\frac{\delta x}{k w_0^2} \right)^2 \right] \quad (3.37)$$

En approximant la structure d'un pixel par une gaussienne, la profondeur de champ est définie par :

$$w_0'^2(\delta x') = d^2 + w_0'^2 \Rightarrow d = 2Gw_0 \frac{p}{k w_0^2} \quad (3.38)$$

Donc :

$$p = \frac{1}{G} \frac{d}{2/(k w_0)} \quad (3.39)$$

Cette expression montre que la profondeur de champ est plus grande à faible grossissement comme dans le cas de la fluorescence. Ici, l'ouverture numérique est simplement remplacée par le terme $2/(k w_0)$ (qui est son analogue logique). On voit clairement sur cette expression que si la lentille ne diaphragme pas l'onde de lumière émise par l'objet ($2/(k w_0) \ll \#$), la profondeur de champ est plus importante que ce que l'on peut déduire d'un calcul d'optique géométrique (autrement

dit la profondeur donnée par l'optique géométrique est la profondeur de champ minimale). Numériquement avec un grossissement de 5 et avec un col de $10 \mu\text{m}$ on trouve une profondeur de champ de $110 \mu\text{m}$.

VI Mesures complémentaires

Les deux techniques exposées dans les paragraphes précédents—temps de vol et imagerie—peuvent être utilisées pour mesurer les températures du nuage atomique et les fréquences d'oscillation dans un piège dans les trois directions de l'espace.

VI.1 Mesure de la température par imagerie

Supposons les atomes confinés dans un piège. A un instant $t = 0$, le piège est éteint de façon instantanée. Les atomes évoluent alors librement, uniquement sous l'action de la gravité, et le nuage d'atomes va s'étendre dans les trois directions de l'espace en fonction de la température dans ces trois directions. Prenons alors une série d'images du nuage en expansion. De chaque photo nous pouvons déduire la structure spatiale du nuage. Or, en vol libre, et dans un plan horizontal, la largeur du nuage évolue suivant la loi : $\langle y^2 \rangle(t) = \langle y_0^2 \rangle + \langle v_0^2 \rangle t^2$ (expression analogue sur l'autre axe horizontal) On doit donc obtenir une droite de pente $\langle v_0^2 \rangle = k_B T_{at}^{(y)} / m$ si on reporte sur un graphique le carré de la largeur déduite des images en fonction du carré du temps t . La mesure de $\langle y^2 \rangle(t)$ et donc de la température dans cette direction sera plus précise dans le cas où on peut négliger la taille initiale du nuage.

Cette mesure de $\langle y^2 \rangle(t)$ sera valable tant que le nuage reste dans la limite de la profondeur de champ de notre système optique. Le long de l'axe vertical, la position moyenne du nuage par rapport à sa position initiale est $gt^2/2$. Si on note p_c la profondeur de champ, la méthode de temps de vol par imagerie peut être utilisée jusqu'à des temps t tels que $t^2 < 2p_c/g$. Par exemple, pour une profondeur de champ de $100 \mu\text{m}$, il faut donc $t < 4.5 \text{ ms}$. Dans ce cas nous pourrions effectuer une mesure de la température si $\langle y_0^2 \rangle \ll \langle v_0^2 \rangle \times 2p_c/g$. Avec les mêmes données que dans l'exemple précédent, cette méthode permet de mesurer des températures de l'ordre de la température de recul pour un nuage de taille initiale $5 \mu\text{m}$ et de l'ordre de $5 \mu\text{K}$ pour une taille initiale de $20 \mu\text{m}$. Notons pour finir que comme au cours du temps le nuage s'étale, le rapport signal sur bruit de l'image va se dégrader (même flux lumineux mais réparti sur un plus grand nombre de pixels du

capteur CCD de la caméra); ceci peut également imposer une limite supérieure au temps t de mesure.

En conclusion, cette méthode permet de mesurer (de manière indirecte) la température et cela à deux dimensions.

VI.2 Fréquence d'oscillation

Nous avons utilisé deux méthodes pour mesurer les fréquences d'oscillation : l'excitation paramétrique et l'excitation percussionnelle.

VI.2.1 Excitation percussionnelle

Le principe est le suivant : on excite le nuage atomique en coupant le piège pendant une durée τ ; lorsque le piège est rebranché, le nuage ne se trouve plus dans les conditions stationnaires et va donc se déformer au cours du temps. Nous allons voir dans la suite que l'on peut déduire de l'évolution de ce nuage la fréquence d'oscillation suivant la verticale. Les calculs détaillés sur cette évolution ont été reportés dans l'annexe B. Je rappelle ici les résultats du calcul (voir l'annexe B pour les notations utilisées) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle z(t) \rangle = A_z \sin(\omega_1 t + \psi) \\ \langle \dot{z}(t) \rangle = A_z \omega_1 \cos(\omega_1 t + \psi) \\ \text{avec :} \\ A_z = \frac{1}{2} \omega_1 g \tau^2 \sqrt{1 + \left(\frac{2}{\omega_1 \tau}\right)^2} \\ \tan(\psi) = \frac{\omega_1 \tau}{2} \end{array} \right. \quad (3.40)$$

Et sur les autres directions :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle x(t) \rangle = \langle y(t) \rangle = 0 \\ \langle \dot{x}(t) \rangle = \langle \dot{y}(t) \rangle = 0 \end{array} \right. \quad (3.41)$$

De plus :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle z^2(t) \rangle - \langle z(t) \rangle^2 = Z_0^2 \left\{ \cos^2(\omega_1 t) + [\tau \omega_0 \cos(\omega_1 t) + \frac{\omega_0}{\omega_1} \sin(\omega_1 t)]^2 \right\} \\ \langle \dot{z}^2(t) \rangle - \langle \dot{z}(t) \rangle^2 = V_0^2 \left\{ [\cos(\omega_1 t) - \tau \omega_1 \sin(\omega_1 t)]^2 + \left(\frac{\omega_1}{\omega_0}\right)^2 \sin^2(\omega_1 t) \right\} \\ \text{on obtient les mêmes expressions pour } x \text{ (resp. } y \text{) où } \omega_0 \text{ et } \omega_1 \\ \text{sont maintenant les fréquences d'oscillation dans la direction } x \text{ (resp. } y \text{)} \end{array} \right. \quad (3.42)$$

avec :

- ω_0 fréquence d'oscillation du piège avant la coupure
- ω_1 fréquence d'oscillation du piège après le rebranchement

- Z_0 largeur rms du nuage d'atome avant la coupure
- $V_0 = Z_0\omega_0$

Ainsi $\langle z \rangle$, $\langle \dot{z} \rangle$ oscille à la pulsation ω_1 alors que les valeurs rms au carré des positions et des vitesses dans les trois directions de l'espace oscille à deux fois la pulsation ω_1 de la direction considérée. De même la température oscille à $2\omega_1$.

Expérimentalement nous avons mesuré l'oscillation de \dot{z} avec le temps de vol. Soit t_c le moment où le piège est définitivement éteint et τ la durée de la chute jusqu'à la sonde temps de vol située à une distance h . Si on se reporte à l'équation 3.2 et si on étudie le comportement du centre du pic de temps de vol on obtient alors l'équation suivante :

$$h = \frac{1}{2}g\tau^2 + \langle z(t_c) \rangle + \langle \dot{z}(t_c) \rangle \tau \quad (3.43)$$

Donc en première approximation le centre du temps de vol va osciller à la fréquence ω_1 à travers la vitesse *et* la position du nuage à l'instant t_c . Cependant le rapport des amplitude de ces oscillations est de $\omega_1\tau_m$ où τ_m est le temps moyen ; ce terme est généralement très grand devant 1. Ainsi l'oscillation du pic de temps de vol est essentiellement due à l'oscillation de la vitesse initiale du nuage atomique. Les fréquences d'oscillation dans le plan horizontal sont mesurées par la mesure de $\sqrt{\langle x^2(t) \rangle}$ et $\sqrt{\langle y^2(t) \rangle}$ grâce à l'imagerie par absorption.

Toutes ces mesures ne sont valables que si le nuage reste dans la région harmonique du potentiel. Il faut donc que l'extension du nuage soit faible devant le col du faisceau créant le piège. Il faut donc vérifier (cf. équations 3.40 et 3.42) :

$$\begin{cases} w_x > X_0\sqrt{1 + (\tau\omega_x)^2} \\ w_y > Y_0\sqrt{1 + (\tau\omega_y)^2} \\ w_z > Z_0\sqrt{1 + (\tau\omega_z)^2} \\ w_z > A_z \end{cases} \quad (3.44)$$

VI.2.2 Excitation paramétrique

Les atomes sont piégés dans un potentiel que l'on peut considérer en première approximation comme harmonique. Si on perturbe la fréquence d'oscillation ω_{osc} du piège de façon sinusoïdale, pour certaines valeurs de cette fréquence, il y aura échange d'énergie entre l'excitateur et le nuage d'atomes. Lors de ce processus les atomes vont acquérir de l'énergie au cours du temps (augmentation de la température) et vont donc finir par être expulsés du piège. Ainsi, à chaque

fréquence de résonance, le nombre d'atomes restant piégés sera plus faible. Nous ne reproduirons pas ici le calcul permettant de déterminer ces fréquences de résonance. Remarquons simplement que la résonance principale se situe à deux fois la fréquence d'oscillation avec une largeur proportionnelle à l'amplitude h de modulation. En fait il existe des résonances à $2\omega_{osc}/n$ où $n \in \mathbb{N}$, la largeur de ces résonances étant plus faible (elle varie en h^n). Une étude détaillée peut être trouvée dans [81].

Chapitre 4

Mélasses grises—résultats expérimentaux

Lors du chapitre 1 nous avons détaillé le refroidissement sur une transition du type $J \rightarrow J - 1$ et nous avons présenté les résultats d'une simulation numérique sur la transition que nous avons testée expérimentalement, à savoir la transition $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ de la raie D2 à 852 nm de l'atome de césium. Ces expériences se sont déroulées en deux étapes. La première a démarré en 1994 dans le groupe de Gilbert Grynberg. Nous avons utilisé une configuration à quatre faisceaux [84]. Ces expériences ont déjà été présentées dans le cadre de la thèse de Christine Triché [28] et nous allons donc uniquement résumer les principaux résultats (paragraphe I.1). Les annexes C et D reproduisent les articles [82, 83].

Les résultats ont été suffisamment motivants pour monter une nouvelle expérience au printemps 1995 ; son but initial était de connaître les limites de ce refroidissement. Un certain nombre d'améliorations technologiques ont été apportées par rapport au montage précédent pour pouvoir finaliser cette recherche (cf. chapitre 3). Nous avons choisi une configuration à six faisceaux sans contrôle de phase (configuration de mélasse). Une manipulation similaire a été réalisée dans le groupe d'André Clairon du L.P.T.F. (Laboratoire Primaire du Temps et des Fréquences) et l'annexe E reproduit l'article relatant les principaux résultats de ces deux manipulations complémentaires.

La première section de ce chapitre décrit les principales caractéristiques du refroidissement sur la transition $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$: température minimale et variation de celle-ci avec l'intensité et le désaccord, constante de temps de refroidissement, comparaison du refroidissement en configuration $lin \perp lin$ et en

configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, influence d'un champ magnétique et d'un gradient de champ magnétique. Nous comparerons en permanence nos résultats expérimentaux au résultats de la simulation numérique et au refroidissement sur une mélasse brillante (transition $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ de la raie D2 du césium).

L'explication théorique du mécanisme de refroidissement d'une mélasse grise n'impose pas d'utiliser une transition $J \rightarrow J - 1$. On attend le même type de comportement sur une transition du type $J \rightarrow J$. Nous donnerons, dans la deuxième section de ce chapitre, les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur la transition $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$.

Nous avons vu au chapitre 1 que le taux de fluorescence dans une mélasse grise est beaucoup plus faible que dans une mélasse brillante. Or, dans cette dernière il est bien connu que la diffusion multiple de photons joue un rôle important et conduit à un chauffage du nuage atomique. Nous nous intéresserons donc dans la section III au rôle de cette diffusion via l'influence de la densité atomique sur la température.

I Refroidissement sur $3 \rightarrow 2$

I.1 Refroidissement dans un réseau optique à quatre faisceaux

Expérimentalement, un effet du refroidissement transverse à une dimension d'un jet atomique sur la transition $3 \rightarrow 2$ du césium a déjà été observé en 1992 dans [37] (la limite de résolution expérimentale de la température était de l'ordre de $20 \mu\text{K}$, trop élevée pour faire une étude détaillée de celle-ci). A trois dimensions, ce refroidissement fut testé pour la première fois, dans une géométrie à quatre faisceaux (réseau optique). Les principaux résultats sont les suivants. Il a été possible de refroidir par cette méthode des nuages atomiques de température initiale $70 \mu\text{K}$ avec une efficacité de capture proche de 100 %. La température finale la plus froide fut de $5 \mu\text{K}$. Aucune mélasse ne fut détectée lorsque les faisceaux lasers de la mélasse furent décalés sur le rouge de la transition $3 \rightarrow 2$. Par un spectre Raman nous avons également mis en évidence que la plupart des atomes sont dans des niveaux non couplés à la lumière. Pour plus de détail nous renvoyons de nouveau à l'annexe C.

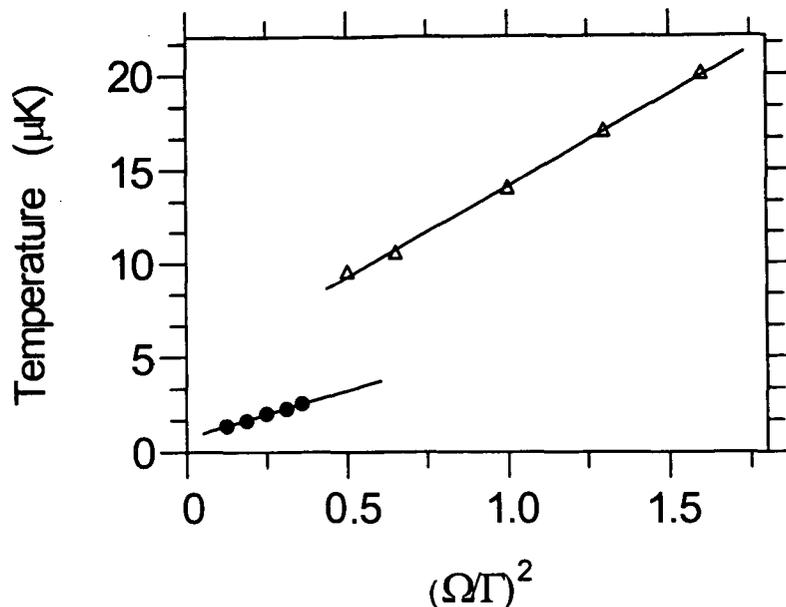


FIG. 4.1: Température de la mélasse grise (●) et de la mélasse brillante (Δ) en fonction du paramètre Ω^2/Γ^2 (par faisceau) en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ et à $|\delta| = 6\Gamma$.

I.2 Température

Nous nous plaçons maintenant dans la géométrie à six faisceaux décrite au chapitre 3. La figure 4.1 permet de comparer le refroidissement sur $3 \rightarrow 2$ avec celui sur $4 \rightarrow 5$. Dans le premier cas la température est plus basse (typiquement pour un même paramètre de saturation, la température est trois fois plus faible) et la pente environ deux fois plus faible. La température mesurée la plus basse est de $1.1 \mu\text{K}$. Des températures encore inférieures ont été atteintes mais au prix d'une perte d'atomes. Cette température correspond à une vitesse de 2.3 fois la vitesse de recul. Dans l'expérience première génération la température minimale était plus élevée certainement à cause d'une mauvaise compensation du champ magnétique (voir plus loin) plus difficile à réaliser dans ce premier montage par manque d'automatisation de l'expérience. Le montage expérimental a été depuis amélioré et une température de $0.8 \mu\text{K}$ a été atteinte [28] (l'écart entre les deux mesures s'explique vraisemblablement par une perte d'atomes plus importante dans ce dernier cas).

Nous avons vu au chapitre 1 que, pour le modèle que nous avons utilisé, la

température était proportionnelle au déplacement lumineux de l'état couplé. Dans notre situation expérimentale, nous devrions donc trouver que la température est proportionnelle à $I/|\delta|$ où I est l'intensité et δ le désaccord. Le figure 4.2 montre l'évolution de la température en fonction de l'intensité à désaccord fixé (a) et en fonction du désaccord à intensité fixée (b).

La courbe 4.2a présente l'allure attendue : pente linéaire avec l'intensité, existence d'un seuil en-dessous duquel le refroidissement n'est plus efficace. La figure 4.2b représente une courbe en cloche. La partie gauche de la courbe (valeurs faibles du désaccord) est en bon accord avec une dépendance de la température en $1/|\delta|$. L'augmentation de la température pour des désaccords importants a, elle, pour origine la proximité de la raie $3 \rightarrow 3$. En effet on se trouve sur le rouge de cette transition, donc dans une situation correspondant à un chauffage.

La figure 4.3, représentant la température en fonction de I/δ pour différents couples (I, δ) , illustre bien ce phénomène : la température n'est pas définie de manière univoque par le paramètre de saturation. On observe l'existence d'un optimum en désaccord, confirmant ainsi le rôle de la transition $3 \rightarrow 3$. Notons que l'efficacité de capture est supérieure à 90% sur ces données et que ces températures sont en accord satisfaisant avec la théorie (qui ne tient pas compte de $3 \rightarrow 3$) compte-tenu des incertitudes expérimentales et de simulations.

On peut ajouter que la suppression d'un des six faisceaux de la mélasse grise n'empêche pas le bon fonctionnement de celle-ci (pas de différence notable sur la température et le nombre d'atomes). On revoie ici que la pression de radiation est faible dans la mélasse grise (atomes dans des états peu couplés à la lumière).

Dans notre expérience, la température la plus basse que nous ayons mesurée est $1.5 \mu\text{K}$ alors qu'au L.P.T.F. ils ont atteints $1.1 \mu\text{K}$. Il est vraisemblable que cet écart est dû à la source laser de refroidissement. Dans leur cas il s'agit de lasers à cavité étendue et dans le notre de diodes DBR dont nous savons qu'elles sont spectralement plus larges que la largeur naturelle Γ du niveau excité (cf paragraphe 3.I.2).

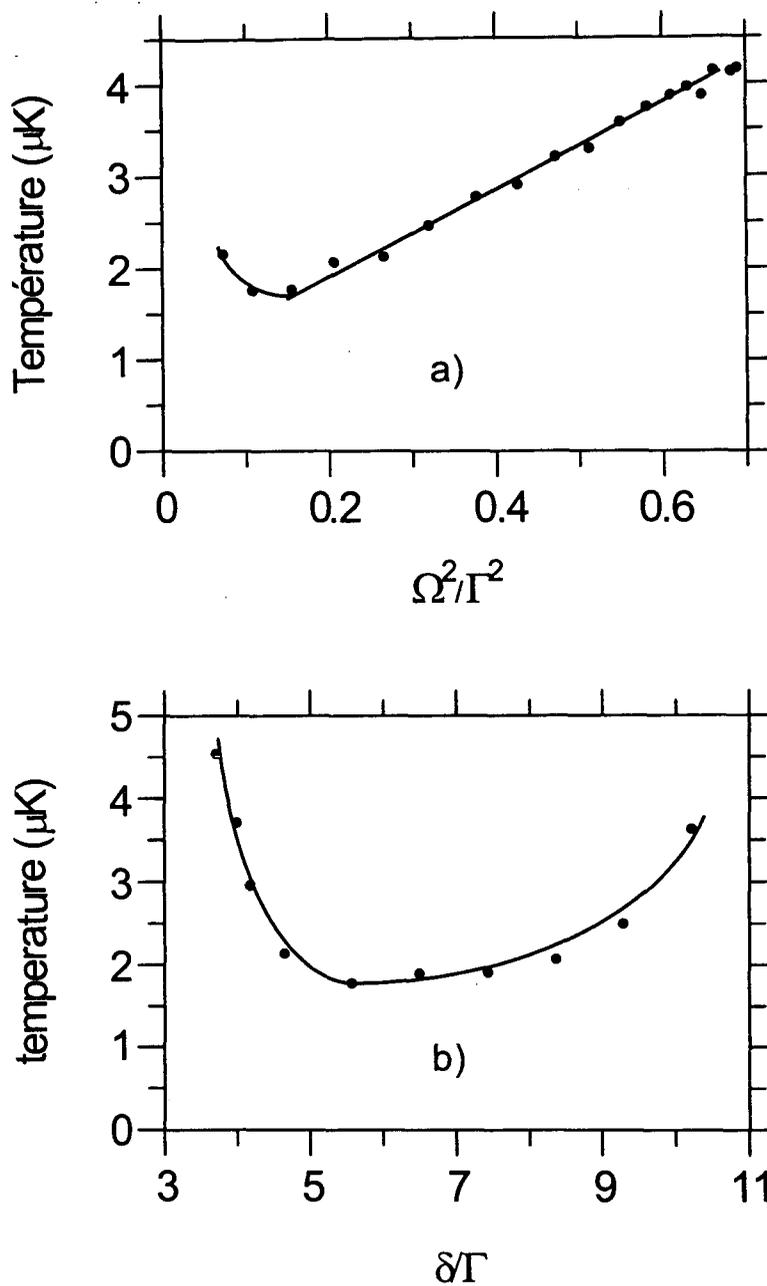


FIG. 4.2: Température de la mélasse grise a) en fonction de l'intensité à désaccord fixé ($\delta = 6\Gamma$) et b) en fonction du désaccord à intensité fixée (0.5 mW/cm^2). Les lignes sont uniquement des guides pour les yeux.

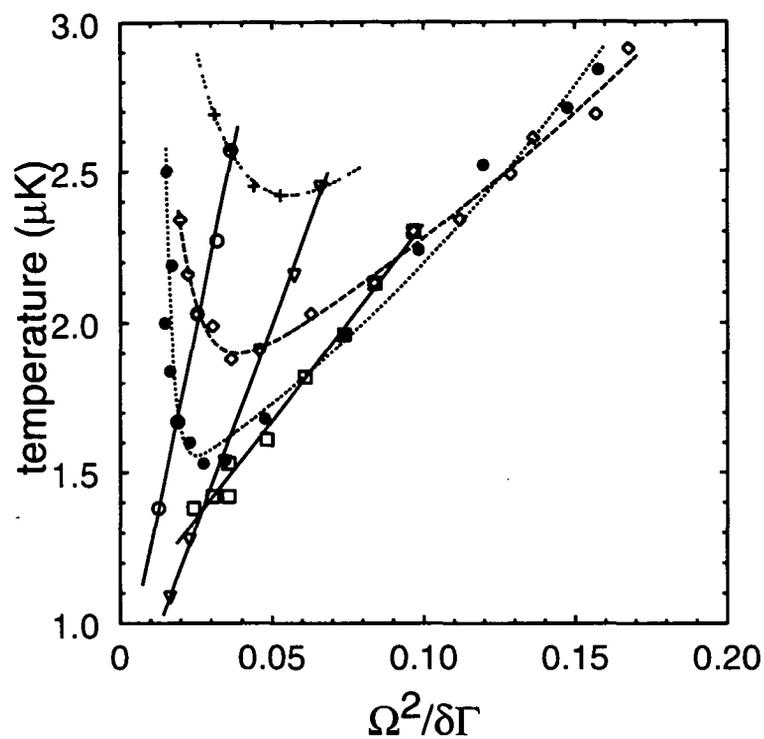


FIG. 4.3: Température de la mélasse grise en fonction du paramètre $\Omega^2/\delta\Gamma$. Les lignes droites correspondent à des données à désaccord fixe (de la gauche vers la droite $\delta/\Gamma = 6.8, 3.4$ et 2.3). Les lignes courbes correspondent à des données à intensité fixe (de bas en haut $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.13, 0.18$ et 0.25).

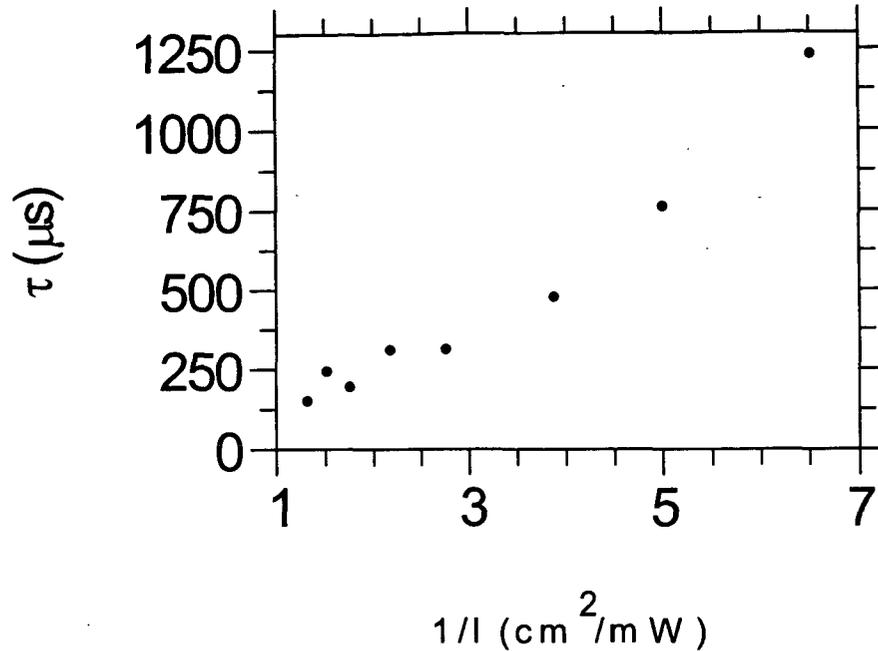


FIG. 4.4: Constante de temps de refroidissement en fonction de l'inverse de l'intensité des faisceaux de la mélasse grise pour un désaccord de $\delta = +6\Gamma$.

I.3 Constante de temps de refroidissement

La figure 4.4 représente l'évolution de la constante de temps de refroidissement de la mélasse grise en fonction de l'intensité des faisceaux de celle-ci. L'échelle caractéristique est la centaine de microsecondes, et, plus l'intensité est faible (c'est-à-dire plus la température est basse), plus la constante de temps est grande (jusqu'à 2 ms pour les basses températures) : la constante de temps de refroidissement semble inversement proportionnelle à l'intensité.

Une simulation numérique réalisée par Yvan Castin semble conduire à deux constantes de temps. L'une est inversement proportionnelle au paramètre de saturation, l'autre est proportionnelle au désaccord. Ainsi, l'influence de l'intensité que nous avons trouvée expérimentalement est en accord avec la simulation. Sur la transition $4 \rightarrow 5$ c'est tout à fait différent car les constantes de temps mesurées [86] sont de l'ordre de $50 \mu\text{s}$, ne dépendent ni du désaccord dans la gamme $2-7\Gamma$ ni de l'intensité (pour $\Omega^2/\Gamma^2 \in [0.8, 1.6]$) aux incertitudes expérimentales près ($\pm 20\%$). Ainsi le refroidissement est beaucoup plus lent dans le cas de la mélasse grise.

I.4 Influence de la polarisation

Au chapitre 1 nous avons décrit le mécanisme de refroidissement dans le cas de la configuration $lin \perp lin$ et de la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$. Nous allons ici comparer expérimentalement ces deux types de refroidissement. Comme dans notre montage expérimental les faisceaux provenant du laser 3 sont distincts des faisceaux du laser 4 il suffit de tourner les trois lames quart d'onde des faisceaux entrant dans la cellule ultra-vide pour passer d'une configuration de polarisation à l'autre. Remarquons tout de même que comme nous utilisons trois faisceaux rétro-réfléchis la lame quart d'onde devant chaque faisceau retour doit être ajustée dans le cas de la polarisation linéaire (ce qui n'est pas le cas pour la polarisation circulaire).

La figure 4.5 représente l'évolution de la température dans les deux configurations de polarisation en fonction de l'intensité des faisceaux. La différence de température entre les deux configurations de polarisation est très faible. La température dans le cas $lin \perp lin$ est légèrement plus faible de $0.2 \mu K$. A part cela le comportement vis-à-vis de l'intensité et du désaccord est identique.

On obtient le même constat pour la constante de temps de refroidissement.

Ainsi, pour une mélasse grise à six faisceaux le choix de la configuration de polarisation importe peu, comme le laissait présager la simulation numérique.

I.5 Influence du champ magnétique

Le champ magnétique peut avoir une influence sur la température, la vitesse moyenne du nuage. Il est donc nécessaire d'étudier son effet sur la mélasse grise (voir la section sur les réseaux gris au chapitre 1). Les figures 4.6 et 4.7 présentent les résultats expérimentaux correspondants. Pour cela un champ magnétique variable, dirigé selon la verticale, a été appliqué pendant la phase de mélasse grise (durée $\tau = 100$ ms, configuration $\sigma^+ - \sigma^-$). Notons qu'aucun faisceau de la mélasse n'est colinéaire au champ magnétique. Figurent également sur ces courbes les résultats obtenus sur la transition $4 \rightarrow 5$ dans les mêmes conditions expérimentales.

La température dépend quadratiquement du champ magnétique dans les deux cas. Sur la mélasse grise, la courbure est de $\sim 5 \cdot 10^{-5} \mu K/mG^2$, environ quatre fois plus importante que sur une mélasse traditionnelle. On voit ainsi qu'il est nécessaire de compenser le champ magnétique à mieux que 40 mGauss pour avoir une influence sur la température inférieure à $0.1 \mu K$. Le comportement est

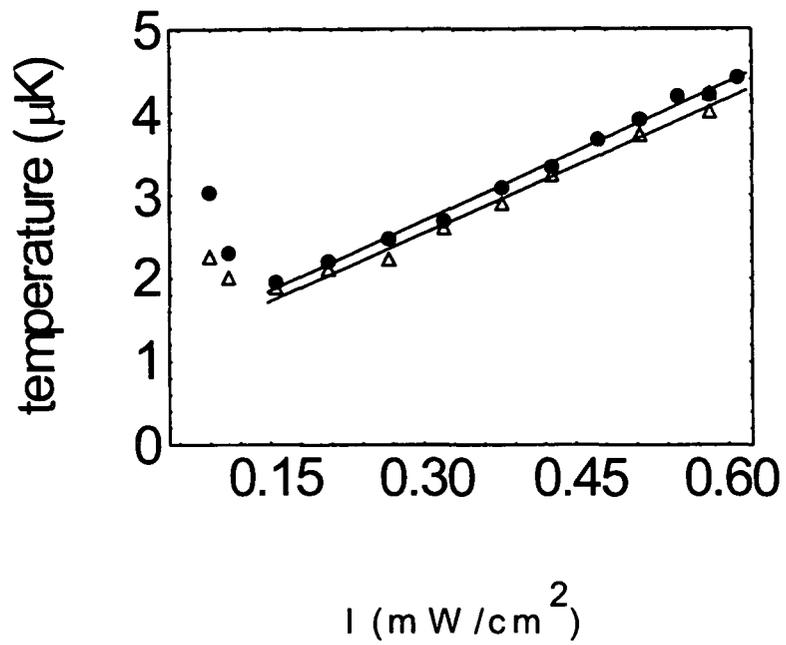


FIG. 4.5: Température de la mélasse grise en fonction de l'intensité en configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ (Δ) et en configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ (\bullet) pour $\delta = +7\Gamma$.

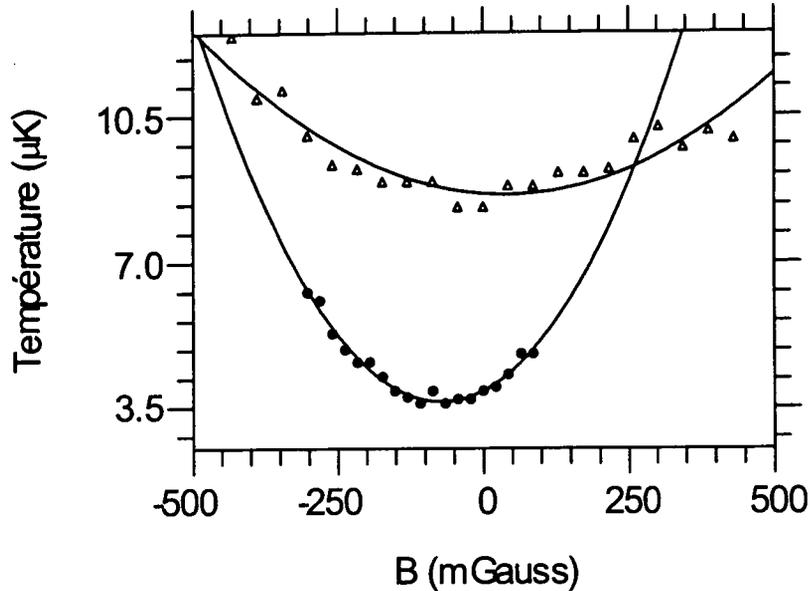


FIG. 4.6: Température de la mélasse grise (●) et de la mélasse brillante (Δ) en fonction du champ magnétique.

similaire en configuration $lin \perp lin$.

Comme dans le cas de la mélasse brillante l'ajout d'un champ magnétique conduit à une vitesse de dérive du nuage atomique [85]. Au premier ordre, si δt est l'écart au temps de chute moyen t_m et v_d la vitesse de dérive, on a la relation :

$$\delta t = \frac{t_m + \tau}{gt_m} v_d \approx 0.17 v_d \quad (4.1)$$

Cette fois la pente est environ quatre fois plus importante pour la mélasse brillante.

En conclusion le comportement de la mélasse grise vis-à-vis d'un champ magnétique a un comportement différent d'une mélasse brillante : chauffage plus important et effet de dérive plus faible.

Nous avons également testé l'effet d'un gradient de champ magnétique. Celui-ci conduit à un emballement de la température du nuage et à une perte d'atomes au cours du temps. Vue l'influence d'un champ uniforme ce résultat n'est pas surprenant. Ainsi, on ne peut pas utiliser un gradient de champ magnétique pendant la phase de mélasse grise. Il n'existe pas d'analogie au piège magnéto-optique.

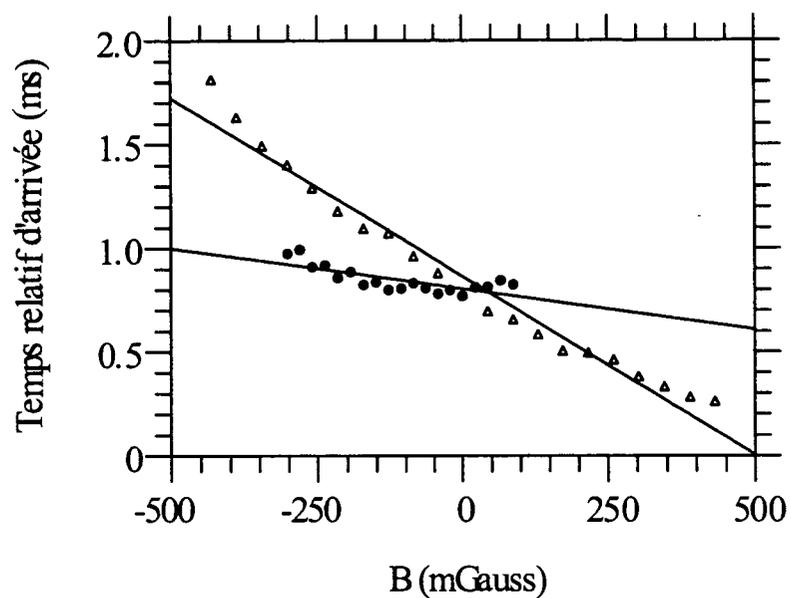


FIG. 4.7: Temps relatif d'arrivée au niveau de la sonde de temps de vol des atomes de la mélasse grise (●) et de la mélasse brillante (△) en fonction d'un champ magnétique vertical.

II Refroidissement sur $3 \rightarrow 3$

Au chapitre 1 nous avons bien spécifié que le mécanisme de refroidissement que nous étudions est présent sur une transition de type $J \rightarrow J - 1$ et $J \rightarrow J$. Nous allons donc nous intéresser dans ce paragraphe au refroidissement sur la transition $3 \rightarrow 3$. Sur le césium cette transition est intrinsèquement très différente de la transition $3 \rightarrow 2$. En effet cette dernière est une transition fermée : un atome dans le niveau excité $F_e = 2$ ne peut se désexciter que vers l'état fondamental $F_g = 3$ à cause des règles de sélection. Par contre, un atome dans $F_e = 3$ peut, lui, se désexciter vers n'importe lequel des deux niveaux hyperfins de l'état fondamental.

Ainsi dans le premier cas, les atomes ne peuvent que cycler sur la transition $3 \rightarrow 2$. En fait, comme nous l'avons déjà mentionné, le niveau $F_e = 3$ n'étant distant de $F_e = 2$ que de 150 MHz un atome a une probabilité faible mais non nulle d'être excité dans $F_e = 3$. Cette excitation parasite nécessite l'utilisation d'un repompeur qui, dans notre cas, est résonnant sur la transition $4 \rightarrow 4$.

Dans le cas du refroidissement sur la transition $3 \rightarrow 3$ il faut également rajouter ce faisceau mais il n'a plus du tout le rôle d'un repompeur. En ce sens on ne devrait pas parler de refroidissement sur $3 \rightarrow 3$ mais de refroidissement sur le couple $(3 \rightarrow 3, 4 \rightarrow 4)$ ou $(3 \rightarrow 3, 4 \rightarrow 3)$.

Les données de la figure 4.8 ont été prises pour un désaccord bleu de la transition $4 \rightarrow 4$ ($\delta_4 = +6\Gamma$). On voit clairement sur cette figure qu'il y a un refroidissement efficace (basse température et grand nombre d'atomes) lorsque le laser 3 est sur le bleu de $3 \rightarrow 2$ et sur celui de $3 \rightarrow 3$. Au contraire, sur le rouge de ces transitions il n'existe pas de mélasse stable (pas d'atomes). Sur cette courbe les températures sont équivalentes pour les deux transitions. Cependant il n'a pas été possible d'obtenir sur $3 \rightarrow 3$ des températures inférieures à $2 \mu\text{K}$.

Si maintenant le laser 4 est décalé sur le rouge de $4 \rightarrow 4$, nous n'avons pas observé de mélasse près de la transition $3 \rightarrow 3$. Ainsi il existe aussi un refroidissement sur $3 \rightarrow 3$ mais il faut que le désaccord de $3 \rightarrow 3$ et de $4 \rightarrow 4$ soient positifs. Ce refroidissement a aussi été observé si le laser 4 est sur le bleu de $4 \rightarrow 3$.

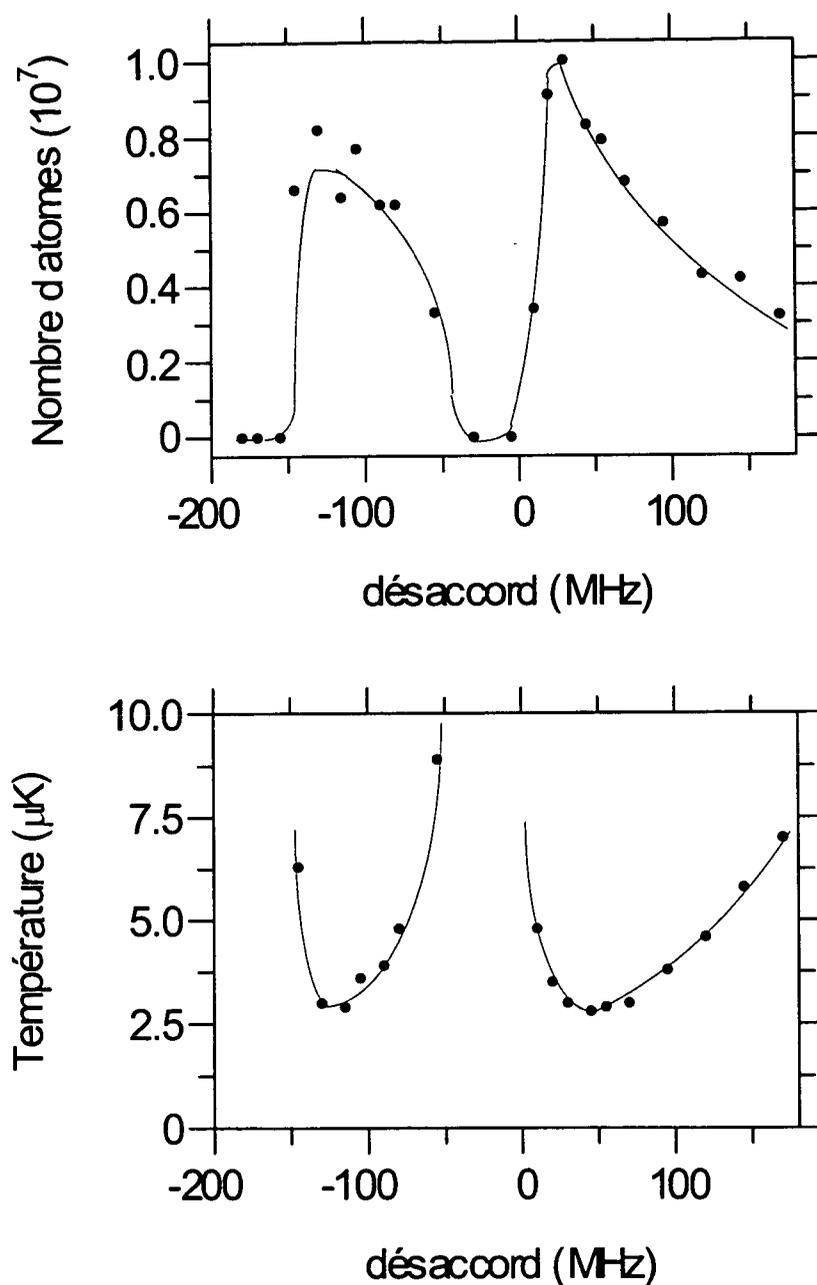


FIG. 4.8: Nombre d'atomes et température en μK des atomes de la mélasse grise en fonction du désaccord par rapport à la transition $3 \rightarrow 3$. Les lignes ne sont que des guides pour les yeux.

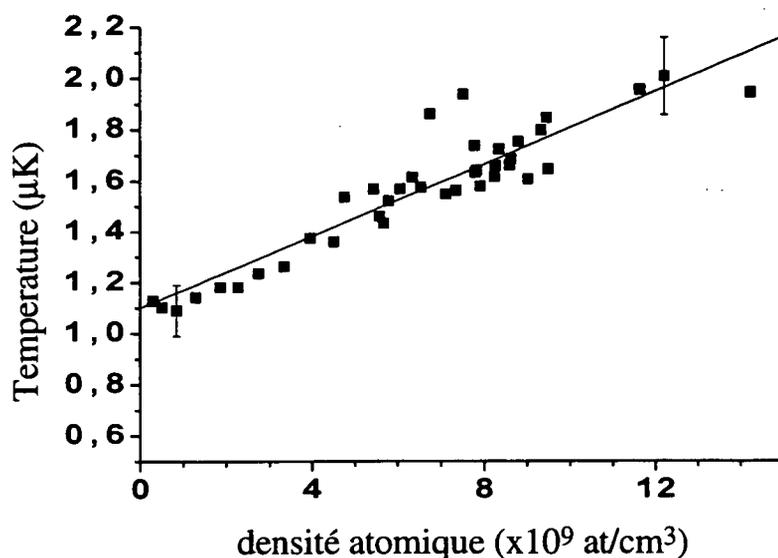


FIG. 4.9: Température des atomes dans la mélasse grise en fonction de la densité pic atomique. On déduit de cette courbe une pente de $0.6\mu K/(10^{10} \text{at}/\text{cm}^3)$.

III Influence de la densité

La figure 4.9 représente la température d'un nuage atomique refroidi par mélasse grise en fonction de la densité atomique pic. Les mesures de taille ont été obtenues par fluorescence, en appliquant à la fin de la mélasse une phase de mélasse brillante de 2 ms. La comparaison de cette courbe avec celle obtenue sur une mélasse brillante traditionnelle montre que les pentes sont très similaires. Ce résultat peut paraître surprenant car, dans une mélasse grise, les atomes étant dans des états non couplés, émettent peu de photons. Par là, l'influence de la densité sur la température devrait être plus faible¹ En fait il y a un biais dans le raisonnement précédent : effectivement le nombre de photons émis est plus faible (la fluorescence émise par la mélasse grise est ~ 60 fois plus faible que pour une mélasse traditionnelle), donc le chauffage induit par ces photons est plus faible. Cependant la température d'un nuage atomique résulte d'un équilibre entre ce chauffage et le refroidissement dont l'efficacité dépend du mécanisme correspon-

¹Les atomes sont dans des états non couplés aux photons de la mélasse mais pas aux photons de fluorescence, l'absorption de ces derniers est donc tout à fait possible.

dant. Or, au paragraphe I.3 nous avons mesuré une constante de temps de refroidissement considérablement plus longue que dans le cas de la transition $4 \rightarrow 5$. C'est cet effet qui annihile le gain escompté sur l'influence de la densité sur la température.

Pour estimer ce phénomène de diffusion multiple, nous allons utiliser un raisonnement simplifié dans le cas où ce phénomène peut se traiter perturbativement. Considérons un nuage de N_{at} atomes en forme de boule de densité uniforme et de rayon R . Le système atomique sera décrit uniquement par deux niveaux : un état couplé de population Π_C (et de largeur radiative Γ_C) et un état non couplé de population Π_{NC} . Nous allons également tenir compte de l'excitation parasite de la transition $3 \rightarrow 3$ (distante de $3 \rightarrow 2$ de seulement 150 MHz) à travers un taux de transition Γ_0 . Soit finalement σ la section efficace d'absorption, ρ_{phot} la densité de photons et c la vitesse de la lumière. Le nombre de photons contenus à l'intérieur du nuage, N_{phot} , vérifie :

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_{phot}}{dt} = & -4\pi R^2 \rho_{phot} c & : \text{terme de départ géométrique} \\
 & +\Gamma_0 N_{at} & : \text{terme d'excitation parasite de la transition } 3 \rightarrow 3 \\
 & +\Gamma_C N_{at} \Pi_C & : \text{terme source dû aux atomes dans l'état couplé} \\
 & -N_{at} \sigma \rho_{phot} c & : \text{terme de départ dû à la réabsorption}
 \end{aligned} \quad (4.2)$$

La population Π_C de l'état couplé vérifie, elle :

$$\frac{d\Pi_C}{dt} = -\Gamma_C \Pi_C + (\Gamma_{NC} + \Gamma_0 + \rho_{phot} c \sigma) \Pi_{NC} \quad (4.3)$$

Dans cette expression, comme dans la précédente nous avons tenu compte de l'excitation parasite de la transition $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$. Notons $d\Gamma$ le terme $\Gamma_0 + \rho_{phot} c \sigma$. Nous allons faire l'hypothèse : $\Pi_{NC} \approx 1$. Nous connaissons d'autre part l'expression du couplage de l'état non couplé vers l'état couplé (couplage motionnel) :

$$\Gamma_{NC} = C \frac{\langle k^2 v^2 \rangle}{(\delta s)^2} \Gamma s \quad (4.4)$$

où C est une constante, s le paramètre de saturation et $\langle v^2 \rangle = k_B T / m$. Comme nous cherchons à estimer l'influence de la diffusion multiple sur la température, nous allons écrire la température sous la forme $T = T^{(0)}(1 + d\Gamma/\gamma)$. On peut écrire par conséquent : $\Gamma_{NC} = \Gamma_{NC}^{(0)}(1 + d\Gamma/\gamma)$.

A l'état stationnaire et au premier ordre, il vient :

$$\begin{cases} \rho_{phot} c \sigma = \frac{\sigma}{4\pi R^2} N_{at} (\Gamma_C \Pi_C + \Gamma_0) & (\text{équation 4.2}) \\ \Gamma_C \Pi_C = \Gamma_{NC} + d\Gamma & (\text{équation 4.3}) \end{cases} \quad (4.5)$$

Le terme de réabsorption de l'équation 4.2 est du second ordre (terme en $N \times \rho_{phot}$) et a donc été négligé. Ainsi, à cet ordre le seul effet de la diffusion multiple est d'augmenter la population de l'état couplé, et a peu d'influence sur le nombre de photons présent dans le nuage atomique.

En combinant ces deux dernières équations on obtient :

$$\rho_{phot} c \sigma = \frac{\sigma}{4\pi R^2} N_{at} (\Gamma_{NC}^{(0)} (1 + d\Gamma/\gamma) + d\Gamma + \Gamma_0) \quad (4.6)$$

En négligeant de nouveau les termes en ρ_{phot} dans le membre de droite, il vient :

$$\rho_{phot} c \sigma = \frac{\sigma}{4\pi R^2} N_{at} [2\Gamma_0 + \Gamma_{NC}^{(0)} (1 + \Gamma_0/\gamma)] \quad (4.7)$$

Le chauffage induit par l'excitation parasite $3 \rightarrow 3$ est indépendant du nombre d'atomes. Donc si l'on veut estimer le chauffage dû à ce dernier il faut calculer le terme :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T - T^{(0)} (1 + \Gamma_0/\gamma)}{T^{(0)} (1 + \Gamma_0/\gamma)} = \frac{\rho_{phot} c \sigma / \gamma}{1 + \Gamma_0/\gamma} \quad (4.8)$$

D'où :

$$\frac{\Delta T}{T} \approx \frac{\sigma}{4\pi R^2} N_{at} \frac{2\Gamma_0 + \Gamma_{NC}^{(0)}}{\gamma} \quad (4.9)$$

Pour comparer ce terme avec la figure 4.9, on peut réécrire cette équation sous la forme :

$$\frac{\Delta T}{T} \approx \frac{\sigma R}{3} \frac{2\Gamma_0 + \Gamma_{NC}^{(0)}}{\gamma} n \quad (4.10)$$

En utilisant les résultats expérimentaux et les simulations numériques on peut estimer Γ_0 , $\Gamma_{NC}^{(0)}$ et γ . Pour comparer notre modèle à la théorie il faut estimer ces taux quand la mélasse grise est à son optimum, c'est-à-dire quand la température est la plus petite. $\Gamma_{NC}^{(0)}$ est déduit de la simulation numérique et vaut :

$$\Gamma_{NC}^{(0)} \approx 2.3 \cdot 10^{-4} \Gamma \quad (4.11)$$

Γ_0 est estimé par la formule empirique $\Gamma_0 = 6 \times \Gamma_{s33}/2$ où s_{33} correspond au paramètre de saturation de la transition $3 \rightarrow 3$.

$$\Gamma_0 \approx 3.6 \cdot 10^{-4} \Gamma \quad (4.12)$$

On voit ici que l'excitation parasite à un taux non négligeable et même plus important que le couplage motionnel.

Finalement γ est déduit des résultats expérimentaux à travers la déviation de la température en fonction du paramètre de saturation s ($T = T^{(0)} (1 + \Gamma_0/\gamma)$) où $\Gamma_0/\Gamma = 1.5\Omega^2/(\delta - 28.3\Gamma)^2$. On trouve :

$$\gamma \approx 2 \cdot 10^{-3} \Gamma \quad (4.13)$$

L'expression 4.10 devient alors :

$$T \approx 1 + 0.4 \cdot 10^{-10} n \text{ où } T \text{ est en } \mu\text{K} \text{ et } n \text{ en } \text{at}/\text{cm}^3 \quad (4.14)$$

Cette expression est en très bon accord avec l'expérience vue la simplicité du modèle. Nous reviendrons dans le chapitre suivant sur la diffusion multiple, pour l'étudier dans un piège.

Etudions maintenant le cas d'une mélasse brillante. Avec les mêmes notations que précédemment il vient :

$$\frac{dN_{phot}}{dt} = -4\pi R^2 \rho_{phot} c \quad (\text{terme géométrique de départ hors du nuage}) \\ + 6 \times N_{at} \frac{\Gamma_s}{2} \quad (\text{six faisceaux}) \quad (4.15)$$

En régime permanent on obtient donc :

$$\rho_{phot} c = \frac{3N_{at}\Gamma_s}{2\pi R^2} \quad (4.16)$$

La température étant déterminée par le rapport entre le coefficient de diffusion en impulsion, D et le coefficient de friction [34], l'accroissement relatif de température dû à la diffusion multiple s'exprime comme :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta D}{D} \quad (4.17)$$

où : $D = D_0 + \Delta D = D_0 + \frac{1}{2} \langle (\hbar k)^2 \rangle \rho_{phot} c \sigma$, σ étant la section efficace d'absorption.

En prenant :

$$D \approx D_0 \approx \frac{1}{2} \langle (\hbar k)^2 \rangle \left(6 \frac{\Gamma_s}{2}\right) \quad (4.18)$$

il vient :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{N_{at}\sigma}{2\pi R^2} = \frac{2}{3} n R \sigma \quad (4.19)$$

On voit ainsi que la variation de la température avec la densité atomique n'est pas la même dans les deux cas (équations 4.10 et 4.19). Le rapport de ces pentes vaut :

$$\frac{2\Gamma_0 + \Gamma_{NC}^{(0)}}{2\gamma} \quad (4.20)$$

On devrait donc s'attendre, dans ce modèle, à une pente sensiblement équivalente, tout de même quatre fois plus faible dans le cas de la mélasse grise.

Chapitre 5

Piège dipolaire—résultats expérimentaux

Dans toutes les expériences décrites au précédent chapitre les atomes étaient uniquement soumis aux faisceaux de la mélasse grise ; en d'autres termes nous avons étudié un mécanisme de refroidissement efficace sur des atomes libres. Ce présent chapitre est dévolu au refroidissement d'atomes dans un piège, et plus précisément dans un piège dipolaire. Nous allons étudier la compatibilité de ce type de piège avec la mélasse grise.

Le piégeage permet de localiser des atomes dans une région bien précise de l'espace. La taille du nuage atomique ainsi obtenu va dépendre de la force de confinement et de la température de nuage. Plus la température sera faible plus celui-ci sera contracté au fond du piège et donc plus la densité et la densité dans l'espace des phases seront importantes. Si on se place au voisinage du fond du piège et dans l'approximation harmonique, la valeur moyenne de l'énergie potentielle est égale à la valeur moyenne de l'énergie cinétique (principe d'équipartition de l'énergie) :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m\Omega_{osc}^2\langle x^2 \rangle &= \frac{1}{2}m\langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{2}k_B T \\ \Rightarrow \sqrt{\langle x^2 \rangle} &= \frac{\sqrt{\langle v_x^2 \rangle}}{\Omega_{osc}} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Ainsi la taille du nuage est proportionnelle à la vitesse rms du nuage (donc à la racine carrée de la température) et inversement proportionnelle à la fréquence d'oscillation du piège (d'où l'intérêt d'un piège raide). A trois dimensions, la densité varie comme $1/T^{3/2}$ et la densité dans l'espace des phases comme $1/T^3$.

Nous allons d'abord étudier le cas du piégeage créé par un unique faisceau

gaussien très désaccordé et focalisé. Puis nous décrirons des expériences où les atomes sont piégés dans un réseau optique à deux et à trois dimensions. Nous terminerons par la réalisation d'un confinement d'atomes dans une figure de tavelures (speckle).

I Piège dipolaire créé par un faisceau unique

Nous avons déjà décrit aux chapitres 2 et 3 le principe du piège dipolaire et sa réalisation expérimentale avec un laser YAG à $1.06 \mu\text{m}$. La figure 5.1 représente le montage expérimental utilisé. Le laser piégeant est horizontal et focalisé sur les atomes (initialement confinés dans un piège magnéto-optique). Le col du faisceau YAG est de $45 \mu\text{m}$ dans les expériences où ce laser à une puissance de 700 mW et est de $70 \mu\text{m}$ quand cette puissance est de 4 W.

Nous allons commencer par décrire les expériences faites avec un laser YAG monomode de 700 mW. Puis, avec un laser piégeant plus puissant nous verrons sur quelques exemples les changements apportés. Nous évoquerons ensuite quelques expériences montrant la possibilité d'obtenir un piège à trois dimensions de petite taille avec un deuxième laser, désaccordé sur le bleu de la transition. Nous terminerons cette partie en montrant quelques images de piégeage dans un laser YAG multimode transverse.

I.1 Premières expériences avec un laser YAG de 700 mW

I.1.1 Evidence expérimentale du piégeage

Le déroulement temporel typique d'une expérience est le suivant : après une phase de piège magnéto-optique, les faisceaux de la mélasse grise sont allumés pendant une durée d'environ 20 ms, puis éteints. Le faisceau YAG est présent pendant ces deux phases et n'est coupé que plusieurs dizaines de millisecondes après la fin de la mélasse grise.

Expérimentalement on constate un piégeage par le faisceau YAG sur le signal de temps de vol. En effet ce signal comporte deux pics (voir par exemple la figure 5.2) dont les temps d'arrivée correspondent exactement avec ceux qui résulteraient de deux nuages atomiques tombant respectivement à la fin de la mélasse grise et à la fin du piège dipolaire. De plus ce deuxième pic disparaît si le faisceau YAG n'est pas allumé. La largeur de ce deuxième pic donne accès à la température des atomes confinés dans le piège dipolaire. On obtient une valeur caractéristique de $2 \mu\text{K}$.

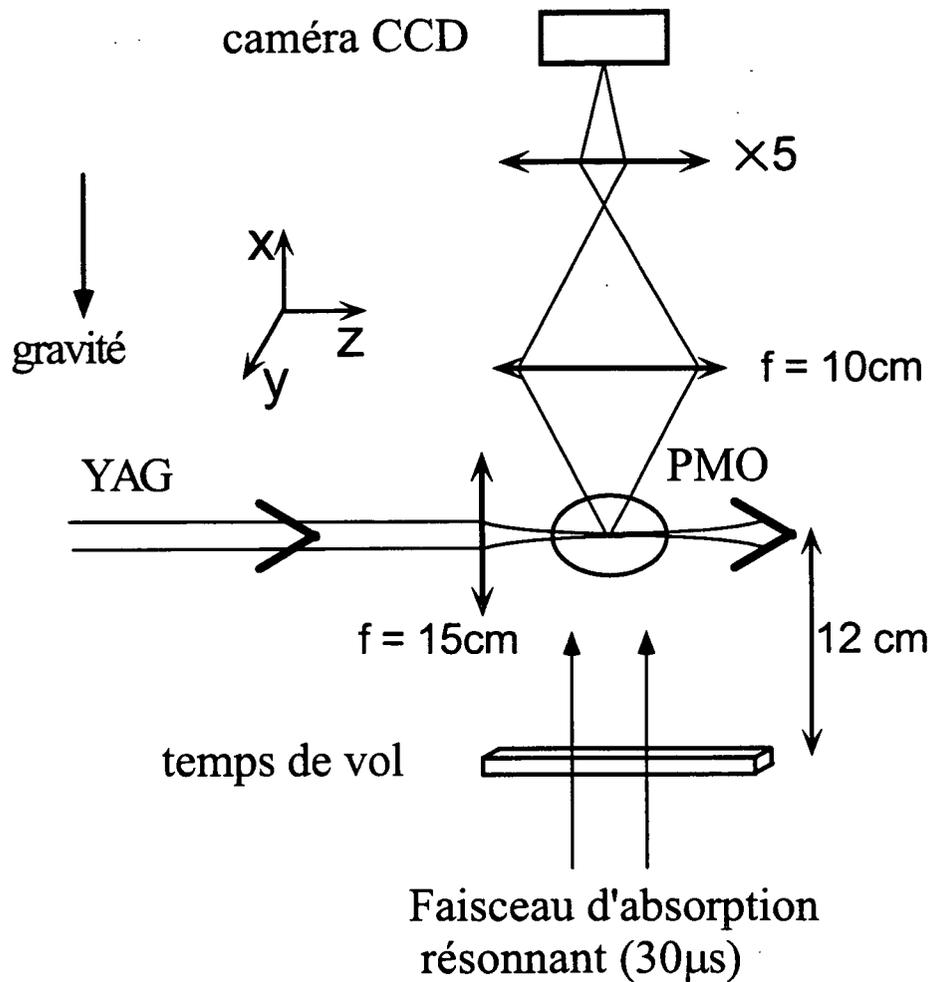


FIG. 5.1: Schéma du montage expérimental. Nous avons uniquement représenté la partie concernant le laser YAG ainsi que les techniques de détection (temps de vol et imagerie par absorption).

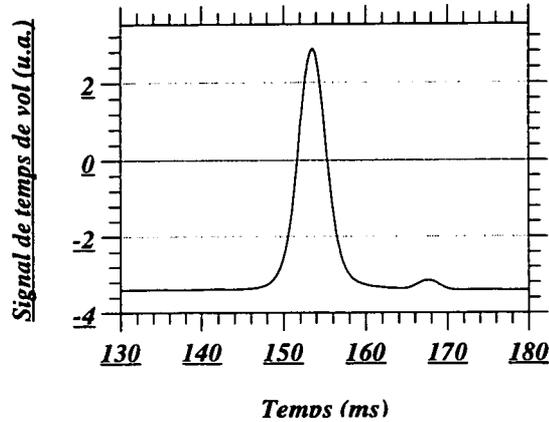


FIG. 5.2: *Signal de temps de vol. Les faisceaux de la mélasse grise sont coupés 12 ms avant le faisceau YAG. Cette durée correspond bien à la différence des temps d'arrivée des deux pics.*

On vérifie également l'existence du piégeage sur les photos d'absorption. En effet si on prend une image alors que le faisceau YAG est présent et que la mélasse grise est éteinte depuis 50 ms, on constate la présence d'atomes arrangés suivant une forme allongée (voir par exemple la figure 5.3), comme attendu. Le fait que l'image soit nette (la profondeur de champ n'est que de quelques centaines de micron) prouve que les atomes sont bien confinés radialement.

I.1.2 Structure spatiale du nuage d'atomes piégés

La figure 5.3a illustre l'aspect du nuage d'atomes confinés dans le piège dipolaire. Cette photo a été prise 20 ms après la phase de chargement dans la mélasse grise, le faisceau YAG étant encore allumé. Avec une puissance de 700 mW et un col de $45 \mu\text{m}$ la profondeur attendue est de $40 \mu\text{K}$ et les fréquences d'oscillation sont de 390 Hz pour la direction transverse et de 2 Hz longitudinalement. Avec une température de $2 \mu\text{K}$ les tailles rms attendues dans ces deux directions sont $5 \mu\text{m}$ et 1 mm.

Sur la figure 5.3a la taille rms longitudinale est de $\sim 300 \mu\text{m}$, donc inférieure à la taille d'équilibre. Toutes les données que nous avons prises ont été faites à des

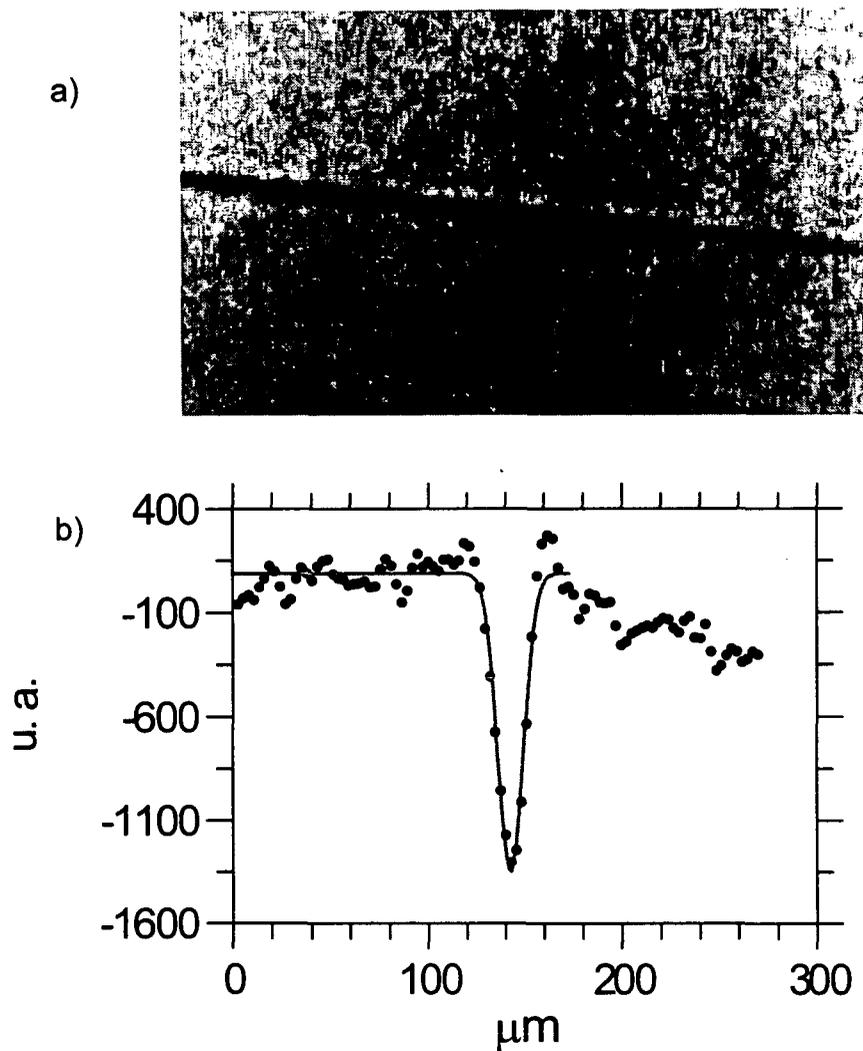


FIG. 5.3: a) Image par absorption du nuage d'atomes piégés dans le faisceau YAG. Celui-ci est horizontal, a une puissance de 700 mW et un col de 45 μm . Cette photo a été prise 20 ms après la coupure des faisceaux de refroidissement. b) Coupe transverse de a). La largeur rms du nuage atomique déduite de cette mesure est de 6 μm .

temps plus courts que le temps de mise à l'équilibre (d'au moins $1/2 = 500$ ms, temps plus long que la durée de vie de notre piège (voir plus loin)).

Une coupe transversale de la figure 5.3a est représentée sur la figure 5.3b. La valeur de la taille rms mesurée est de $6 \pm 0.5 \mu\text{m}$. La résolution, de l'ordre de $2.5 \mu\text{m}$, et la taille finie des pixels (compte-tenu du grandissement celle-ci est de $\sim 5 \mu\text{m}$) augmente la véritable valeur de la taille du nuage atomique. La mesure expérimentale corrigée de ces facteurs est de l'ordre de $\sqrt{6^2 - 2 \times 2.5^2} \approx 4.8 \mu\text{m}$. L'accord avec la théorie est donc excellent.

I.1.3 Densité—densité dans l'espace des phases

Avec les données du paragraphe précédent la densité pic vaut :

$$n = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} x_{rms} y_{rms} z_{rms}} = \frac{2 \cdot 10^5}{(2\pi)^{3/2} 5^2 300 \cdot 10^{-12}} \approx 2 \cdot 10^{12} \text{at/cm}^3 \quad (5.2)$$

En prenant un facteur de dégénérescence de $2F + 1 = 7$ (on suppose que, une fois la mélasse grise éteinte, par collisions, les atomes vont se redistribuer sur tous les sous-niveaux accessibles), la densité dans l'espace des phases vaut alors :

$$\rho_{phase} \approx 3 \cdot 10^{-4} \quad (5.3)$$

Ces chiffres, de deux à trois ordres de grandeur plus élevés que ceux dans un piège magnéto-optique, montrent bien toute la potentialité de l'association piège dipolaire—mélasse grise.

I.1.4 Température—Influence de la géométrie

Dans le chapitre 4 nous avons montré expérimentalement que la mélasse grise induisait un chauffage sur les atomes par diffusion multiple. Nous en avons déduit un accord satisfaisant entre expérience et théorie. Nous avons trouvé une pente de $0.6 \mu\text{K}/(10^{10} \text{at/cm}^3)$. Or nous venons d'estimer la densité à $2 \cdot 10^{12} \text{at/cm}^3$ avec des températures qui restent de l'ordre de $2 \mu\text{K}$. Si on extrapole la pente précédente nous aurions dû trouver $\sim 60 \mu\text{K}!!$

En fait nous n'avons pas le droit d'utiliser la formule précédente car cette pente avait été mesurée dans le cas d'un nuage atomique isotrope ; la photo de la figure 5.3 montre clairement que nous sommes plus dans cette situation. La forme du nuage est maintenant cylindrique.

Le nombre de photons présents à l'intérieur du nuage atomique résulte d'un équilibre entre le nombre de photons qui sortent du milieu (terme proportionnel à la surface du nuage atomique) et le nombre de photons créés dans le milieu (terme proportionnel au nombre d'atomes, donc au produit de la densité atomique par le volume du nuage). Au coefficient numérique près, que nous avons déjà calculé, l'accroissement de la température dû à la densité atomique est proportionnel au rapport volume sur surface. Dans le cas isotrope, avec une boule de rayon R , ce rapport vaut $\frac{4}{3}\pi R^3/(4\pi R^2) = R/3$. Dans le cas présent avec un cylindre de rayon r et de longueur h il vaut $\pi r^2 h/(2\pi r h) = r/2$. Donc, à densité fixe, l'accroissement de température est réduit du facteur $\frac{3r}{2R}$. En prenant les valeurs rms pour r et R ce rapport vaut ~ 0.01 ($r = 5 \mu\text{m}$, $R = 700 \mu\text{m}$). Ainsi, à densité fixée, l'effet de la diffusion multiple est considérablement réduit dans un piège anisotrope. Autrement dit, en utilisant cette géométrie il est possible d'avoir une densité atomique importante et une température faible.

Dans notre situation expérimentale on s'attend donc à une pente de l'ordre de :

$$\Delta T \approx 0.6 \mu\text{K}/(10^{12} \text{at}/\text{cm}^3) \quad (5.4)$$

Il n'est donc pas étonnant que nous n'ayons pas noté d'échauffement du nuage dans le piège dipolaire au niveau de $0.5 \mu\text{K}$.

Dans l'analyse précédente la valeur de r a été déterminée par l'expérience. En réalité r dépend aussi de la température car le refroidissement s'effectue en présence du piège. Il n'existe que quatre paramètres indépendants : les fréquences d'oscillation longitudinale et transverse, le nombre d'atomes et la température à faible densité. Nous allons dans ce paragraphe exprimer l'excès de température en fonction de ces paramètres et donc trouver les situations expérimentales adéquates pour réduire ce chauffage.

Nous venons de voir que l'on peut exprimer la température de la façon suivante :

$$T = T_0 + Cnr \quad (5.5)$$

où C est une constante indépendante de la géométrie, r la taille du nuage et n la densité atomique. Or à l'équilibre et dans l'approximation harmonique on a :

$$\begin{cases} n = \frac{N_{\text{at}}}{(2\pi)^{3/2} r^2 h} \\ r = \frac{\sqrt{k_B T/m}}{\omega}, \omega \text{ est la fréquence d'oscillation transverse} \\ h = \frac{\sqrt{k_B T/m}}{\Omega}, \Omega \text{ est la fréquence d'oscillation longitudinale} \end{cases} \quad (5.6)$$

D'où :

$$\begin{aligned}
 T &= T_0 + Cr \frac{N_{at}}{(2\pi)^{3/2} r^2 h} = T_0 + C \frac{N_{at}}{(2\pi)^{3/2} r h} \\
 &= T_0 + C \frac{N_{at} \Omega \omega}{(2\pi)^{3/2} k_B T / m} \\
 \Rightarrow T &= T_0 + C' \frac{N_{at} \Omega \omega}{T}
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

On obtient donc :

$$T = \frac{1}{2} [T_0 + \sqrt{T_0^2 + 4C' N_{at} \Omega \omega}] \tag{5.8}$$

Si on reste dans le strict domaine de validité de notre modèle, $\Delta T/T \ll 1$, il vient :

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{C' N_{at} \Omega \omega}{T_0} \approx 3 \cdot 10^{-9} \frac{\Omega \omega}{(2\pi)^2} N_{at} \tag{5.9}$$

où les pulsations sont exprimées en rad/s.

Comme prévu, nous retrouvons que l'influence de la diffusion multiple est plus faible pour un nuage peu confiné. Dans cette situation, où on ne se place pas à densité fixée mais à nombre d'atomes fixé, l'influence de la géométrie n'apparaît plus (ce qui importe c'est le produit des fréquences d'oscillation et pas leur rapport). Remarquons que l'équation 5.7 prédit une loi en racine carrée de ce même coefficient quand celui-ci devient important.

En utilisant les expressions de 2.8 on obtient finalement :

$$\frac{\Delta T}{T_0} \propto \frac{N_{at} P}{w_0^5} \tag{5.10}$$

où P est la puissance du faisceau dipolaire et w_0 son col. Cette expression n'est valable que si $\Delta T/T \ll 1$.

De nouveau, cet effet est beaucoup plus sensible au col qu'à la puissance.

En fait dans les expériences décrites le nuage atomique n'a pas atteint l'équilibre suivant l'axe du faisceau YAG. Dans le cas où l'étalement initial du nuage peut être négligé, son extension sera linéaire avec le temps t et avec sa vitesse rms. Il suffit alors de remplacer Ω par $1/t$ dans les expressions précédentes.

Tout au long de ce paragraphe nous avons négligé la partie réactive de la force associée à la diffusion multiple. Cette force, répulsive, modifie la structure spatiale du piège ; elle va entraîner une diminution des fréquences d'oscillation du piège.

I.1.5 Chargement du piège dipolaire

Comme indiqué plus haut la phase de piège magnéto-optique est suivie d'une phase de contraction de ce piège afin de partir de la densité la plus élevée possible ($\sim 3 \cdot 10^{10}$ at/cm³). La figure 5.4 représente le nombre d'atomes piégés en fonction de la durée de la mélasse grise. Après la phase de piège magnéto-optique $\sim 4 \cdot 10^4$

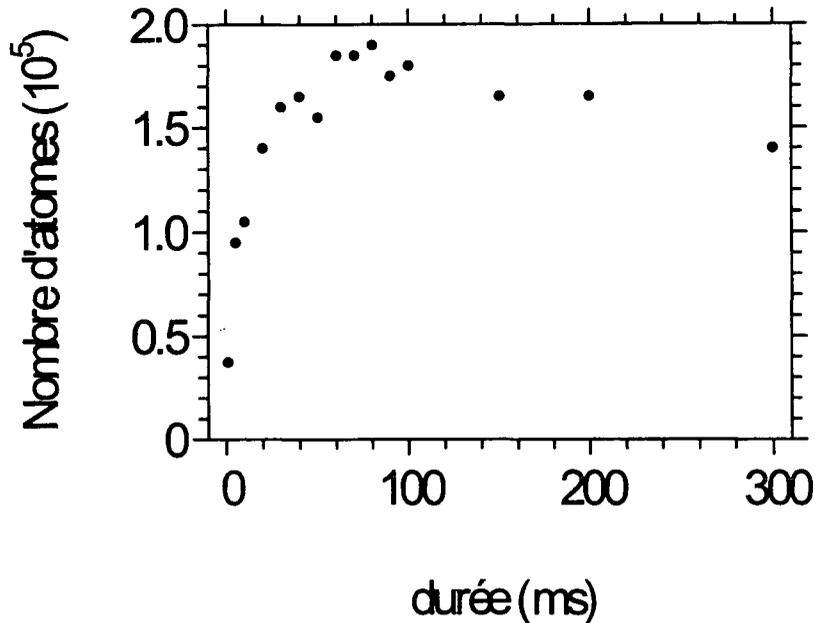


FIG. 5.4: Nombre d'atomes confinés dans le piège dipolaire en fonction de la durée de la mélasse grise. Celle-ci est appliquée juste après une phase de PMO.

atomes sont confinés dans le piège dipolaire. Si, après cette phase on rajoute une mélasse grise, le nombre d'atomes piégés augmentent : la force de friction peut faire perdre suffisamment d'énergie à un atome pour que celle-ci devienne inférieure à la profondeur du piège et qu'ainsi cet atome soit capturé (cf chapitre 2). Le gain maximal est ici de cinq ($\sim 2 \cdot 10^5$ atomes) et correspond à environ 4 % des atomes du piège magnéto-optique.

La constante de chargement est de l'ordre de 30 ms. La température des atomes piégés ne varie pas au cours du temps et vaut $2.2 \mu\text{K}$.

Nous allons maintenant étudier plus en détail l'influence des paramètres de la mélasse grise et du faisceau YAG sur ce chargement.

Influence des paramètres du piège dipolaire Il est a priori possible de jouer sur deux facteurs : la puissance et le col du faisceau YAG. La figure 5.5 représente la variation du nombre d'atomes et de la température en fonction de la puissance du faisceau piégeant. Ces deux quantités augmentent avec la puissance de façon significative, multiplication par deux de la température et multiplication par six du nombre d'atomes. La figure 2.10 du chapitre 2 ne prévoit qu'une augmentation d'un facteur deux sur le nombre d'atomes (s'il n'y a pas de refroidissement), facteur cependant plus important si la valeur du col est plus importante que prévue. Compte-tenu des paramètres du piège dipolaire, la profondeur théorique de celui-ci varie de $30 \mu\text{K}$ pour 600 mW à $55 \mu\text{K}$ pour 900 mW . Pour ce qui est de la température, il s'agit vraisemblablement d'un effet de la géométrie (augmentation du nombre d'atomes et de la fréquence d'oscillation, donc un échauffement plus important par diffusion multiple). Si on augmente la valeur du col du faisceau

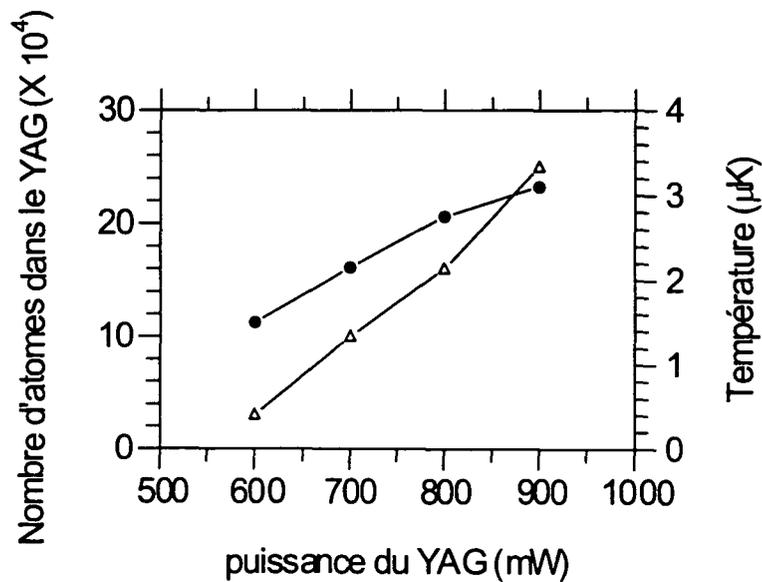


FIG. 5.5: Nombre d'atomes piégés (Δ) et température de ces atomes (\bullet) en fonction de la puissance du faisceau YAG.

YAG à $\sim 80 \mu\text{m}$ ($P = 800 \text{ mW}$) des températures aussi basses que $0.3 \mu\text{K}$ ont été atteintes (profondeur théorique de l'ordre de $5 \mu\text{K}$). Le nombre d'atomes est cependant faible, de l'ordre de 10^4 .

Influence des paramètres de la mélasse grise Le nombre d'atomes confinés dans le piège dipolaire est plus grand si la température de la mélasse grise est faible (figure 5.6). Ce comportement est à rapprocher de l'étude du paragraphe II.4 du chapitre 2 (par exemple la figure 2.7). La profondeur du piège est de $\sim 40 \mu\text{K}$. Le rapport entre celle-ci et la température de la mélasse grise varie donc de $40/4 = 10$ à $40/20 = 2$; c'est une gamme de paramètre où le remplissage varie encore significativement (cf figure 2.7).

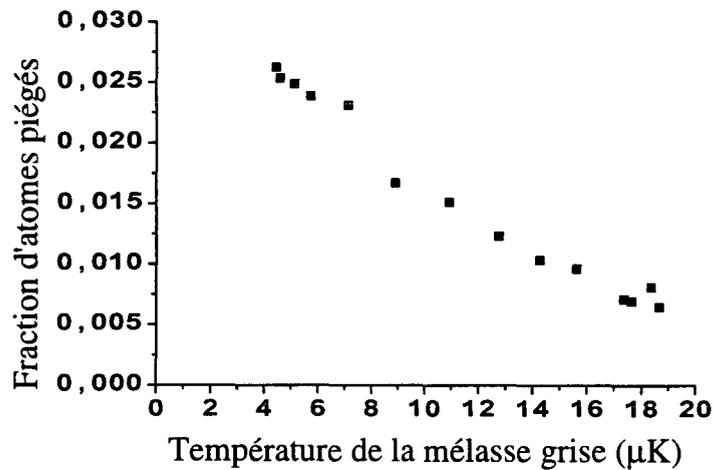


FIG. 5.6: *Pourcentage du nombre d'atomes piégés par rapport à celui dans le piège magnéto-optique en fonction de la température de la mélasse grise.*

I.1.6 Durée de vie

La figure 5.7 représente la durée de vie du piège dipolaire. Celle-ci vaut sur cette courbe environ 160 ms. Cette durée de vie va dépendre du vide résiduel dans la cellule, des collisions entre atomes piégés ... En fait les figures 5.8 et

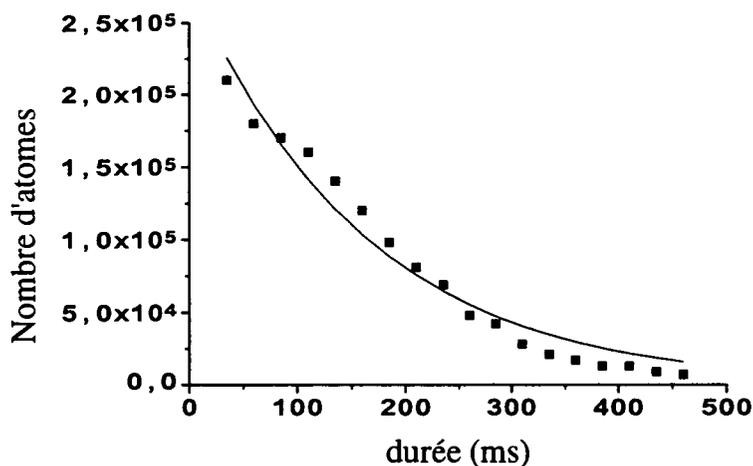


FIG. 5.7: Nombre d'atomes piégés en fonction de la durée du piège dipolaire.

5.9 montrent que l'évolution du nombre d'atomes dépend des conditions initiales (température et nombre d'atomes à la fin de la phase de chargement). En particulier la durée de vie est plus courte quand le nombre d'atomes est important et la température faible. La température décroît également avec le temps (facteur 2 sur 400 ms typiquement) mais avec une pente à peu près identique quelques soient les conditions initiales.

La limitation de la durée de vie la plus évidente provient des collisions entre les atomes confinés et les atomes chauds du gaz résiduel. Le transfert moyen d'énergie étant très important, la probabilité pour que l'atome reste confiné est très faible (profondeur du piège pas suffisante). Ainsi cet effet n'a, en première approximation, aucune influence sur la température. La durée de vie qui en résulte ne dépend pas non plus du nombre initial d'atomes. Ainsi, cette hypothèse ne permet pas à elle seule de reproduire les résultats expérimentaux.

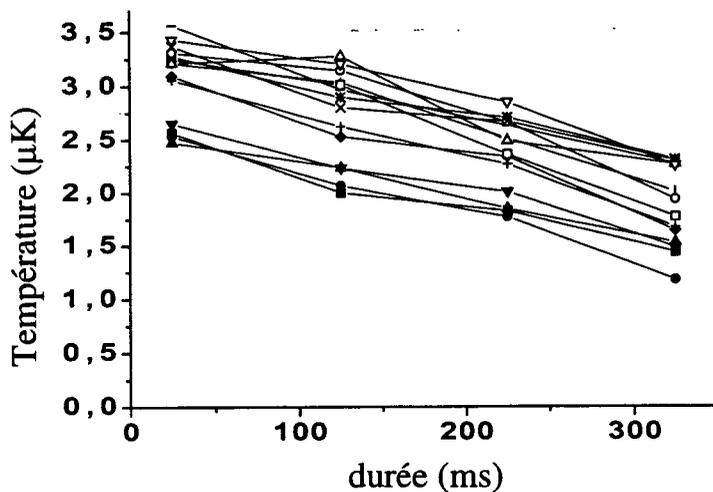


FIG. 5.8: Température du nuage d'atomes piégés en fonction du temps où le faisceau YAG est seul allumé pour différentes conditions initiales.

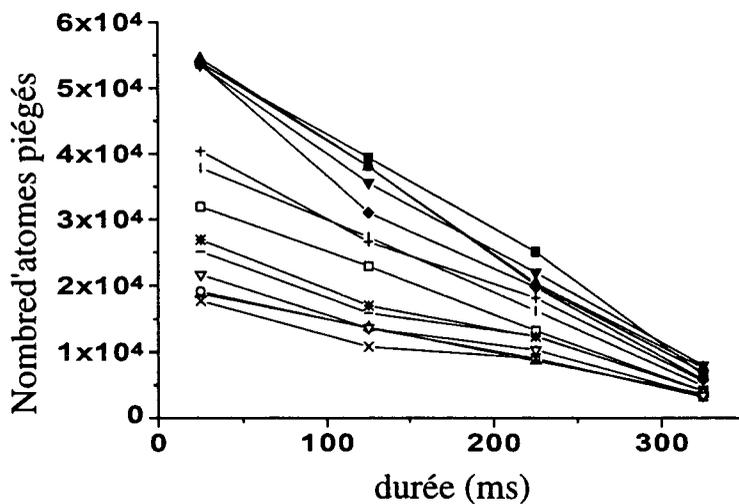


FIG. 5.9: Pourcentage d'atomes piégés en fonction du temps où le faisceau YAG est seul allumé et pour différentes conditions initiales (les symboles de cette figure correspondent à ceux de la figure 5.8).

Il s'agit vraisemblablement de refroidissement évaporatif spontané. Par collisions, les atomes les plus chauds sont expulsés du piège et, par rethermalisation, la température des atomes restants diminue. Le taux de collisions élastiques vaut $n\sigma v$ (σ section efficace de collisions, n densité atomique). Dans le cas d'un nuage atomique confiné dans un piège, ce taux de collisions est plus important pour une faible température et pour un nombre d'atomes plus grand. C'est exactement dans ces conditions que nous avons trouvé la durée de vie la plus faible.

I.1.7 Fréquence d'oscillation

La figure 5.10 représente la position du pic de temps de vol en fonction de la durée de faisceau YAG après la coupure de celui-ci pendant ~ 1 ms. Après cette microcoupure le nuage d'atomes va osciller en position et en vitesse et c'est cette dernière oscillation qui est mesurée par la méthode du temps de vol (cf chapitre 3 et annexe B). On en déduit ici une fréquence de 330 Hz. Connaissant

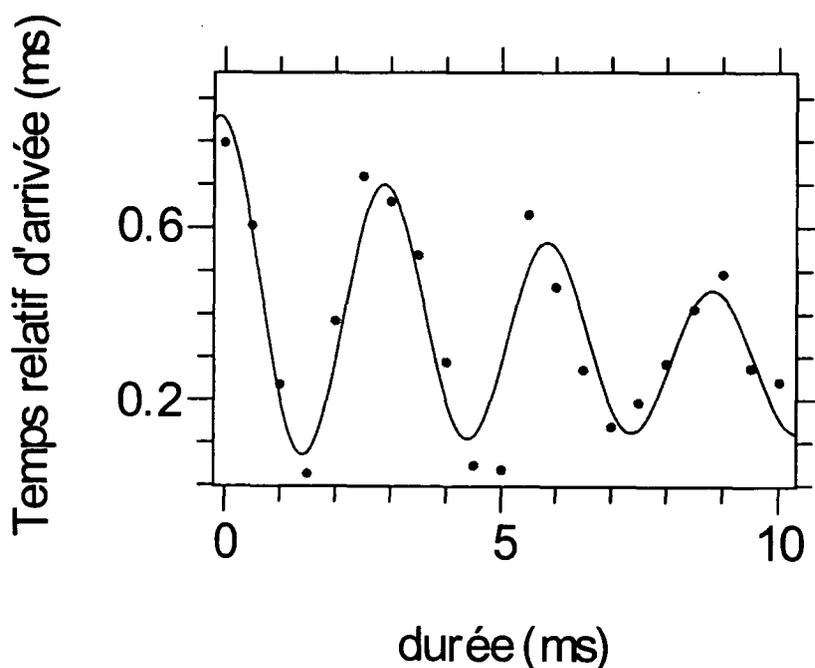


FIG. 5.10: Temps relatif d'arrivée du pic du signal de temps de vol en fonction de la durée du piège dipolaire (après sa micro-coupure).

la valeur de la puissance et du col du faisceau piégeant, la valeur théorique de la

fréquence d'oscillation est 390 Hz. Compte-tenu des incertitudes sur la valeur du col (de l'ordre de 10 %) et sur la mesure expérimentale de la fréquence l'accord est très satisfaisant. Dans l'approximation harmonique, il existe également une relation entre la fréquence d'oscillation, la température et la valeur rms du nuage atomique :

$$x_{rms} = \frac{v_{rms}}{\omega_{osc}} = \frac{1.1 \cdot 10^{-2}}{2\pi 330} \approx 5.4 \mu m \quad (5.11)$$

Ici encore l'accord est excellent.

I.2 Laser YAG à puissance plus élevée

I.2.1 Comparaison des deux situations expérimentales

Les résultats de ces expériences sont uniquement fondés sur l'analyse des signaux de temps de vol. Le faisceau YAG a un col de 70 μm et se situe donc bien dans la zone de compensation de la gravité. Des analyses du chapitre 2 nous pouvons déduire que dans cette situation expérimentale la gravité a un rôle assez faible ($\eta \sim 0.09$) et que le remplissage devrait être beaucoup plus efficace que dans le cas précédent. Sans refroidissement on s'attend à 10 % d'atomes capturés pour les conditions de la figure 2.10 contre 3 % dans le cas précédent (700 mW et 50 μm).

La figure 5.11 représente un signal de temps de vol avec le laser de 4 W. Par rapport à la figure 5.2, un fait est saillant : le pourcentage d'atomes piégés est effectivement bien plus important. Sur cet exemple environ 30 % des atomes issus du piège magnéto-optique sont situés dans le deuxième pic ! Ceci correspond à un nombre d'atomes de $\sim 5 \cdot 10^6$.

Le premier pic (correspondant aux atomes non piégés) n'est pas symétrique, un certain nombre d'atomes sont détectés plus tard par la sonde temps de vol. Cela correspond certainement à des atomes qui sont ralentis dans leur chute lors de leur traversée du piège dipolaire (atomes qui ont une énergie légèrement supérieure à la profondeur du piège).

I.2.2 Chargement—Influence du piège dipolaire sur la mélasse grise

L'exemple de signal de temps de vol de la figure 5.11 montre que le piège dipolaire a dans ces nouvelles conditions une influence très importante sur l'ensemble des atomes. En effet, le nombre d'atomes piégés est maintenant du même ordre de

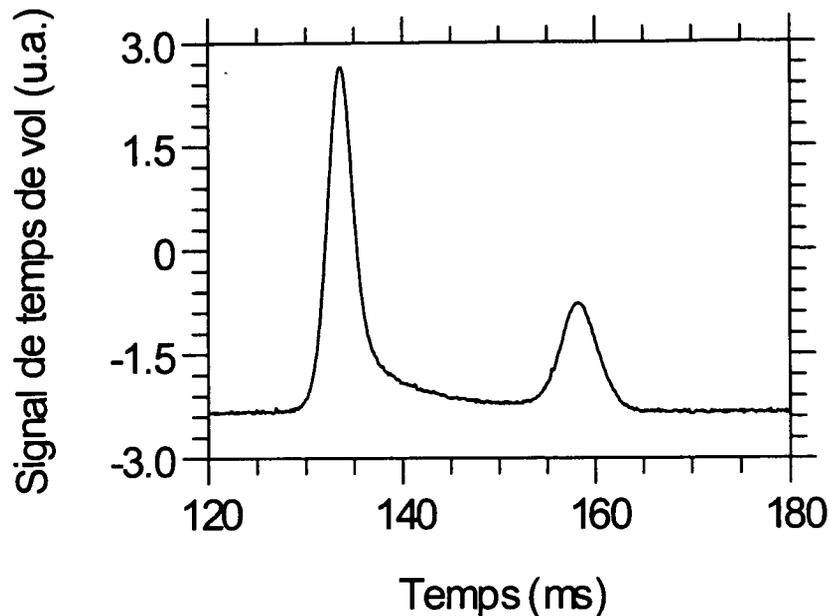


FIG. 5.11: *Signal de temps de vol. Les faisceaux de la mélasse grise sont coupés 20 ms avant le faisceau YAG. Le premier pic correspond donc aux atomes non piégés et le deuxième aux atomes piégés. L'efficacité de remplissage est ici de 30 %.*

grandeur que le nombre d'atomes issus du piège magnéto-optique. Les figures 5.12 et 5.13 sont issues de la même série d'expériences. Après une phase de chargement du piège magnéto-optique, d'une durée de 1 s, les atomes sont refroidis par une mélasse brillante. Cette mélasse est ensuite remplacée par une mélasse grise dont on fait varier la durée. Le faisceau dipolaire est allumé tout au long de cette phase et n'est éteint que 50 ms plus tard. Comme précédemment le signal de temps de vol comporte donc deux pics dont on relève la température et le nombre d'atomes.

La figure 5.12 montre clairement l'influence de la mélasse grise sur le chargement avec, sur ces données, une efficacité optimale de 10 % à ~ 40 ms ($\sim 4 \cdot 10^6$ atomes). La perte d'atomes à temps long est plus importante que dans le cas du laser à 700 mW. On peut donc de nouveau privilégier l'hypothèse d'un effet dépendant du nombre d'atomes comme les effets collisionnels (le piège est plus profond et la gravité a une influence plus faible que dans le cas du laser à 700 mW).

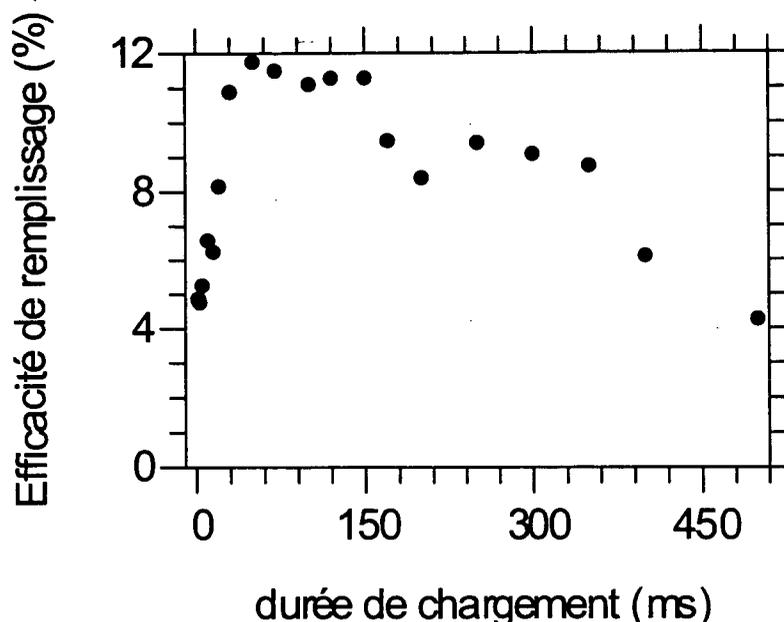


FIG. 5.12: Pourcentage d'atomes dans le piège dipolaire en fonction de la durée de la mélasse grise. Celle-ci est appliquée juste après une phase de PMO suivit d'une phase de refroidissement par mélasse brillante. Le faisceau YAG est présent en permanence avant d'être coupé 50 ms après la mélasse grise.

La figure 5.13 retrace l'évolution de la largeur (en fait de la température) des deux pics du signal de temps de vol. Il apparaît ici un fait nouveau par rapport aux pièges dipolaires que nous avons étudiés précédemment : les atomes non piégés voient leur température augmenter alors que celle des atomes piégés diminue au fur et à mesure du remplissage du piège ; la constante de temps est identique à celle de la figure 5.12. Pour des durées courtes de la mélasse grise, le piège contient encore peu d'atomes, et la température des atomes non piégés n'est pas influencée par le piège (température de $3 \mu\text{K}$). De même les atomes piégés conservent leur température initiale.

Nous avons vu de plus que la température dans une mélasse grise dépend de la densité. Celle-ci est plus élevée à l'intérieur du piège, la température y est donc potentiellement plus grande. On peut raisonnablement supposer qu'il existe des flux continus entre les atomes piégés et ceux situés autour. Ceci entraînera donc une homogénéisation de la température. Or dans cette étude le nombre d'atomes

est beaucoup plus important que dans les expériences à 700 mW et un col de $50 \mu\text{m}$. Cette interprétation suggère donc que la densité atteinte dans le piège est plus importante que précédemment et conduirait à une température supérieure à $5 \mu\text{K}$.

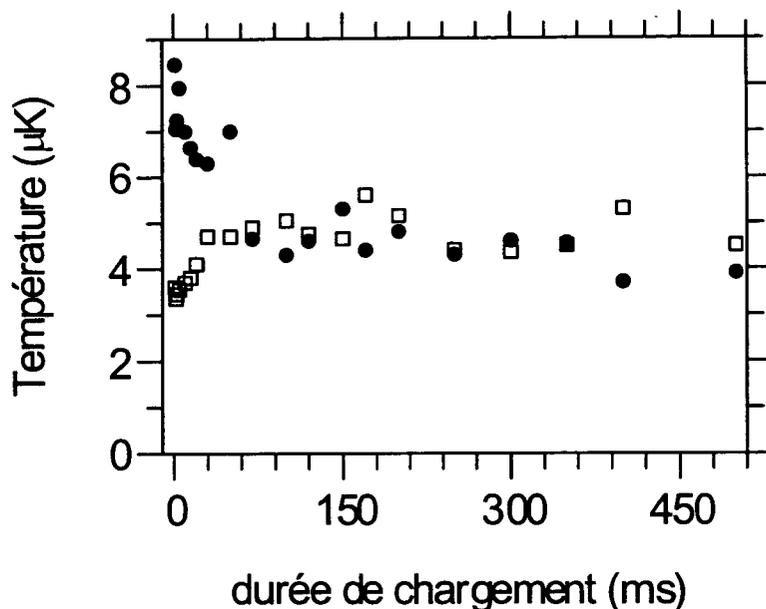


FIG. 5.13: Température des atomes piégés (●) et des atomes qui sont uniquement maintenus dans la mélasse grise (Δ) en fonction de la durée de celle-ci. Mêmes conditions expérimentales que pour la figure 5.12.

I.2.3 Refroidissement dans le piège dipolaire

La figure 5.14 met en évidence le phénomène de refroidissement dans un piège. Dans cette expérience, on a séparé temporellement le remplissage et le refroidissement. Par rapport à l'expérience précédente, le seul changement réside dans le fait que les faisceaux de la mélasse grise ont été allumés 60 ms *après* la fin de la mélasse brillante. Pendant ce temps ne subsistait que le faisceau dipolaire. Ce laps de temps a donc permis de sélectionner les atomes piégés (les atomes non piégés ont chuté de $\sim 1.8 \text{ cm}$ et ne peuvent donc pas être recapturés par la mélasse grise). Ces atomes ont une température assez élevée ($\sim 12 \mu\text{K}$). La figure 5.14 illustre le refroidissement de ces atomes piégés. La constante de temps de refroidissement est beaucoup plus courte que dans la figure 5.13 (de l'ordre de

2 ms au lieu de 30 ms). Le fait que cette dernière constante de temps soit très

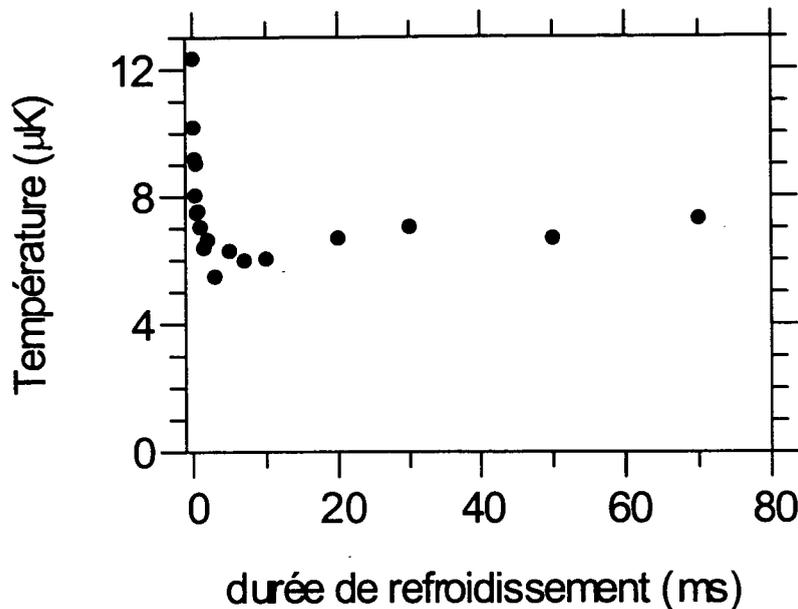


FIG. 5.14: Température des atomes piégés en fonction de la durée de la mélasse grise. Celle-ci est appliquée après une phase de 60 ms où seul était présent le faisceau YAG.

différente montre bien qu'elle n'a pas la même origine physique ce qui conforte l'analyse du paragraphe précédent. Notons d'autre part que le nombre d'atomes reste constant pendant le refroidissement, il ne s'agit donc pas de sélection.

I.2.4 Densité–Densité dans l'espace des phases

Le modèle développé ayant été en bon accord avec les mesures expérimentales dans le cas du faisceau YAG à 700 mW et $45 \mu\text{m}$, nous allons déterminer la taille transverse ainsi que la densité des nuages que nous venons d'étudier (nous n'avons pas effectué d'imagerie pour ces expériences).

Un faisceau de puissance 4 W et de col $70 \mu\text{m}$ conduit à une fréquence d'oscillation transverse de 390 Hz. En prenant une température de $5 \mu\text{K}$ on obtient une largeur rms du nuage de $\sim 7 \mu\text{m}$. Pour la détermination de la densité prenons comme dans le cas du piège à faible puissance une taille rms le long du faisceau de $300 \mu\text{m}$ (durée du piège dipolaire de 20 ms après la coupure de la mélasse grise). On obtient alors une densité pic de l'ordre de $2 \cdot 10^{13} \text{at}/\text{cm}^3$. Ce chiffre est en

accord satisfaisant avec le modèle d'échauffement de la température dans un piège dipolaire. On en déduit une densité dans l'espace des phases de $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ (facteur 7 de dégénérescence pris en compte).

I.3 Piège tridimensionnel de petite taille

Les expériences que nous avons effectuées dans ce cadre sont des expériences de démonstration.

Afin de contrôler la dimension longitudinale du nuage d'atomes confinés et donc de pouvoir la réduire, il suffit de "fermer" l'axe longitudinal par deux barrières de potentiel. Celles-ci sont engendrées par deux faisceaux désaccordés sur le bleu de la transition (cf chapitre 2 et figure 2.13). Nous avons utilisé une diode à 797.5 nm. Les détails théoriques et expérimentaux ont déjà été donnés dans les chapitres 2 et 3. Pour des raisons pratiques nous avons commencé par aligner un seul faisceau. La barrière de potentiel créée par ce faisceau équivaut à une énergie de $U_b/k_B = 27 \mu\text{K}$. Son effet sur les atomes contenus dans ce piège est négligeable. C'est pourquoi le faisceau bleu (qui conduit à une barrière de potentiel) est présent en permanence au cours de l'expérience. Dans le piège dipolaire les atomes sont refroidis et ont donc une énergie inférieure à la barrière. Par exemple, la figure 5.15a représente une image du nuage d'atomes coupé en deux par le faisceau bleu. En déplaçant latéralement ce faisceau pour qu'à l'instant initial le nuage atomique n'en soit pas perturbé, nous avons également pu stopper la diffusion du nuage dans une direction (figure 5.15b). L'alignement s'effectue à l'aide d'une monture trois axes XYZ. Nous avons effectivement noté une très grande sensibilité sur ces axes pour conserver un effet sur les atomes : sur l'axe longitudinal $\pm 100 \mu\text{m}$, sur l'axe perpendiculaire aux deux faisceaux très désaccordés $\pm 50 \mu\text{m}$. Le troisième axe est à priori moins sensible mais du fait du couplage inévitable entre les trois axes une translation de $50 \mu\text{m}$ sur cet axe modifie déjà l'efficacité de la barrière. D'autre part une baisse de 20 % par rapport à la puissance optimale suffit à rendre l'effet très faible. Tout ceci montre que ces expériences nécessiteraient une puissance du laser bleu plus importante, surtout pour une plus grande facilité de réglage (la phase de recherche du signal a pris près de deux semaines!).

Une fois l'aller installé, le retour est très vite obtenu (cf chapitre 3). Notons cependant qu'ici aussi, il est très difficile d'avoir trois axes véritablement découplés. Ces expériences méritent un approfondissement avec, par exemple, l'étude de la durée de vie, de la température via l'effet des collisions à temps long (refroidissement évaporatif spontané)... Les images obtenues n'ont malheureusement pas un contraste suffisant pour pouvoir être reproduites dans ce manuscrit.

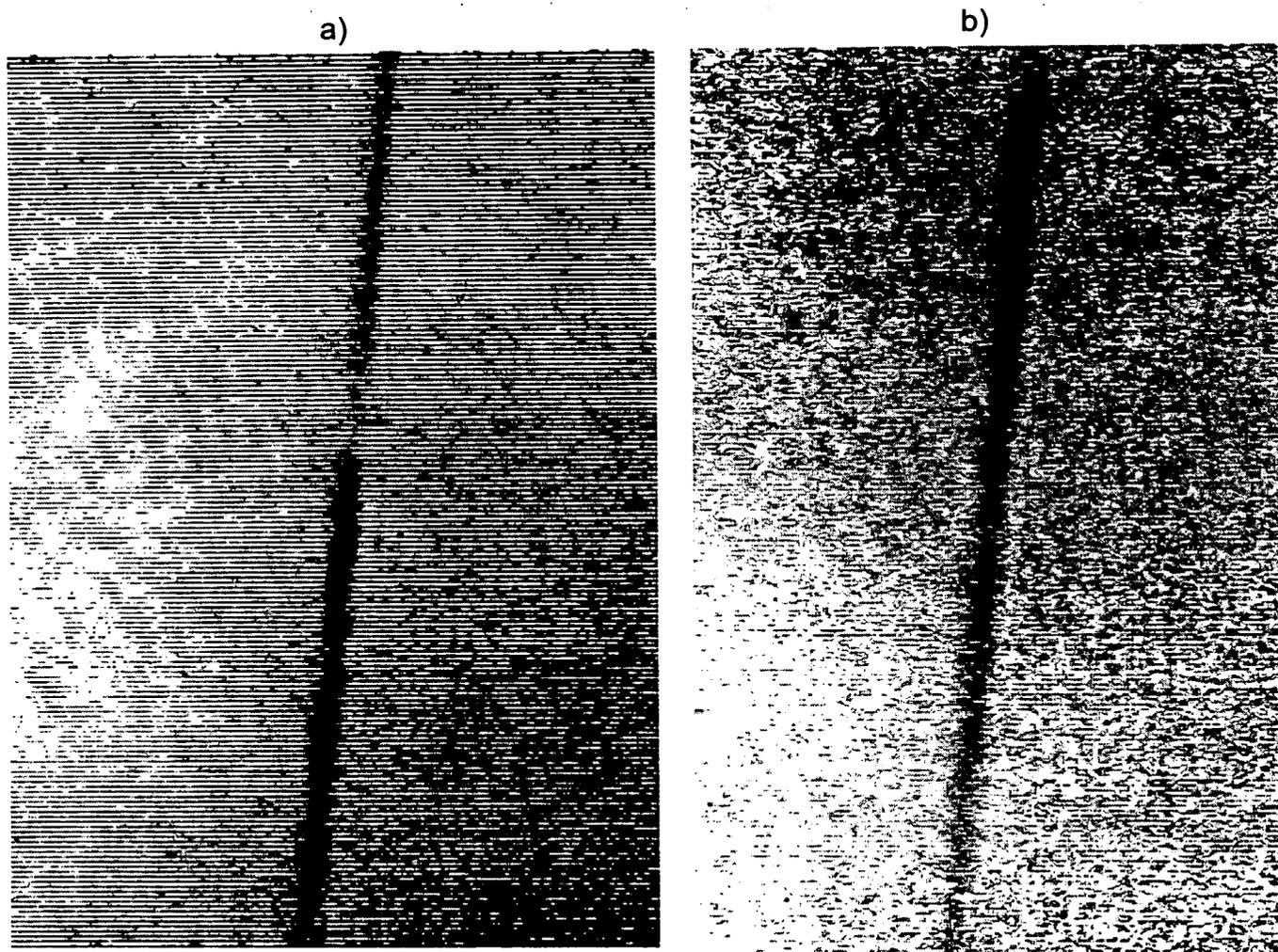


FIG. 5.15: a) Image par absorption d'un nuage d'atomes en présence d'un faisceau YAG créant un piège dipolaire et d'un faisceau bleu formant une barrière de potentiel et séparant le nuage en deux. b) Image par absorption d'un nuage d'atomes en présence d'un faisceau YAG créant un piège dipolaire et d'un faisceau bleu formant une barrière de potentiel ($\sim 27 \mu\text{K}$ de hauteur pour un faisceau de 50 mW focalisé sur $15 \times 80 \mu\text{m}^2$).

Malgré une étude très brève, nous avons démontré la possibilité d'utiliser des faisceaux désaccordés sur le bleu pour obtenir un piège à trois dimensions de petites dimensions. La géométrie anisotrope est conservée et conduira donc de nouveau à un accroissement faible de la température avec la densité. L'utilisation de ces faisceaux pourrait permettre d'augmenter fortement la densité en procédant de la manière suivante. Après une phase de piège magnéto-optique et de contraction de celui-ci, les atomes vont se confiner dans le piège dipolaire formé par le faisceau YAG. A ce stade les faisceaux bleus existent mais sont à une grande distance l'un de l'autre (400 μm devrait amplement suffire). Par un moyen mécanique (moteur connecté à une translation micrométrique par exemple) on rapproche les deux faisceaux. Il existe alors deux possibilités. Soit, en restant dans un régime de compression adiabatique, on applique la mélasse grise afin de dissiper l'énergie qui s'accumule lors de la contraction. Cette option risque cependant d'être rapidement peu efficace car l'échauffement dû à la diffusion multiple de photons deviendra importante. Soit on n'applique pas de mélasse grise. Le nuage va alors s'échauffer et de plus en plus d'atomes vont être perdus par collision élastique. Ce procédé va donc engendrer un refroidissement évaporatif forcé et ceci sans modifier les fréquences d'oscillation du piège (ce qui arriverait si on choisissait d'évaporer en diminuant la profondeur du piège dipolaire).

I.4 Images dans l'axe du faisceau YAG

Dans les expériences précédentes nous avons toujours pris les images dans un plan contenant le faisceau piégeant. Nous avons ainsi accès à toutes les dimensions du nuage d'atomes piégés sous couvert de la symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau YAG. La seule donnée qui nous manque est l'observation de l'absorption du faisceau piégeant par les atomes.

Cette expérience a en fait servi d'étape de mise au point pour les expériences que nous décrirons dans la section suivante. Le montage expérimental a été modifié pour revenir à un faisceau YAG multimode longitudinal de puissance typique 2.5 W. Un schéma simplifié du dispositif expérimental est représenté sur la figure 5.21 (sans objet de phase). A chaque fois que la densité optique est importante nous avons été gênés par des effets d'indice (cf chapitre 3). Nous n'avons pas pu nous placer dans une situation où le désaccord à résonance est suffisamment faible (nous utilisons un laser dont la largeur spectrale est plus grande que Γ) pour négliger la partie réelle de l'indice et donc pour que les photos que nous prenons ne soient pas trop fortement entâchées par la diffraction (cf. chapitre 3 et

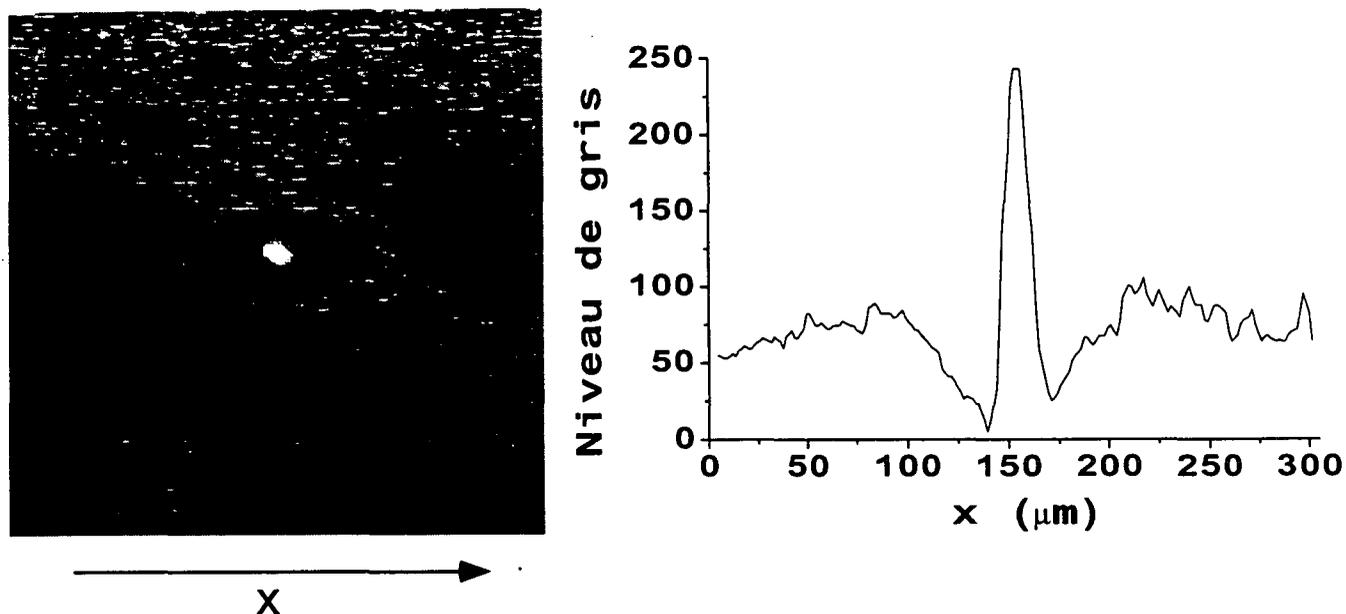


FIG. 5.16: Image dans l'axe du faisceau piégeant. Des anneaux de diffraction sont clairement visibles. Ils sont dûs à des effets d'indice.

la figure 5.16 illustrant ce point).

Jusqu'à présent le laser YAG a toujours été monomode transversalement. Ainsi le piège est réalisé par un faisceau gaussien unique dont on connaît les caractéristiques. Les images représentées sur la figure 5.17 ont été obtenues en ouvrant le diaphragme de la cavité laser. Par compétition entre modes, un mode d'ordre plus élevé prédomine et les atomes vont s'y piéger. Ainsi les atomes peuvent être piégés dans toutes sortes de structures lumineuses plus ou moins complexes. Nous verrons dans la section suivante comment utiliser cette propriété.

I.5 Perspectives

Les études précédentes ont largement démontré l'efficacité conjointe du piège dipolaire et de la mélasse grise. Plusieurs nouvelles expériences pourraient être réalisées pour prolonger ce travail.



FIG. 5.17: *Images dans l'axe du faisceau piégeant pour différents modes transverses de celui-ci.*

I.5.1 Densité–densité dans l'espace des phases

Dans le cas du laser YAG à 700 mW nous avons trouvé une densité pic de l'ordre de $2 \cdot 10^{12} \text{at/cm}^3$ et une densité dans l'espace des phases de $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ (avec un facteur de dégénérescence de 7). Dans le cas du laser à 4 W nous avons extrapolé une valeur de $\sim 7 \cdot 10^{-4}$ (avec le même facteur de dégénérescence) pour la densité dans l'espace des phases et une densité pic de l'ordre de $2 \cdot 10^{13} \text{at/cm}^3$.

Il subsiste toujours le problème du confinement suivant l'axe du faisceau YAG, que nous avons résolu avec le laser bleu. Cependant l'estimation de la densité dans l'espace des phases en tenant compte de la diffusion multiple semble indiquer que le refroidissement évaporatif est nécessaire. La géométrie actuelle (faisceau piégeant horizontal) se prête mal à ce mécanisme. En effet si on choisit de baisser la puissance du laser bleu le refroidissement ne sera qu'unidimensionnel et sera donc peu efficace (voir cependant le paragraphe I.3). Si par contre on choisit de baisser la profondeur du laser rouge, on diminuera en même temps la fréquence transverse d'oscillation et surtout on se rapprochera de plus en plus de la limite de non compensation de la gravité.

Une alternative serait donc d'utiliser un faisceau rouge vertical et un seul faisceau bleu horizontal. Dans cette situation c'est ce dernier qui assure la compensation de la gravité. Le refroidissement évaporatif s'effectue alors en baissant la puissance du laser rouge.

Se pose alors la question des paramètres, puissance et col, qu'il faut choisir pour le faisceau YAG. Nous avons montré qu'il est avantageux d'utiliser un faisceau dont le col est le plus grand possible. Par exemple, un laser YAG de 10 W focalisé sur $120 \mu\text{m}$ conduirait à une profondeur de $\sim 100 \mu\text{K}$ et une fréquence d'oscillation de $\sim 200 \text{ Hz}$ transversalement et de $\sim 400 \text{ mHz}$ longitudinalement. Un tel piège devrait permettre de capturer presque la totalité des atomes du piège magnéto-optique, soit quelques 10^7 atomes. Si l'on souhaite des fréquences d'oscillation plus élevées il suffit de superposer à ce faisceau un faisceau moins puissant mais très fortement focalisé. Un laser de 1 W focalisé sur $10 \mu\text{m}$ conduit par exemple à une fréquence transverse de 5 kHz. Même si le refroidissement avec une mélasse grise sera limité par la diffusion multiple, on obtiendra des densités atomiques plus élevées. C'est une situation qui sera de toute façon favorable du point de vue des collisions, par exemple, pour amorcer un refroidissement évaporatif.

Des mesures de section efficace de collisions élastiques sur le césium ont déjà été réalisées [87, 88, 89]. Dans [89], les auteurs montrent que cette section efficace (mesurée sur des atomes polarisés) est inversement proportionnelle à la température des atomes dans la gamme $5 \mu\text{K}$ – $60 \mu\text{K}$. Celle-ci atteint $2 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2$ à $5 \mu\text{K}$. D'autre part, les auteurs ont mesuré dans [90] un taux de collisions inélastiques à deux corps d'atomes polarisés dans l'état $|F_g = 4, m_F = 4\rangle$ très importante, $4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ pour une température de $8 \mu\text{K}$. Ce taux correspond majoritairement à des collisions de changement d'état hyperfin (atomes passant de $F_g = 4$ à $F_g = 3$).

La valeur élevée de ce taux indique qu'il sera très difficile d'obtenir des densités et des densités dans l'espace importantes si les atomes se trouvent dans l'état hyperfin $F_g = 4$ de l'état fondamental. Ceci constitue un avantage pour la mélasse grise car les atomes sont la plupart du temps dans $F_g = 3$ (cf chapitre 1 et 4). De plus la section efficace élastique est importante et devrait conduire à un refroidissement évaporatif efficace. Notons pour finir que le signe de la longueur de diffusion, a , n'est toujours pas connu pour le césium, mais sa valeur absolue est d'après [89] plus importante que celle des atomes ayant déjà permis la condensation (sodium, rubidium, lithium). Rappelons que si $a > 0$ il peut se former un condensat mais avec un nombre fini d'atomes alors que si $a < 0$ il n'existe aucune restriction [91].

I.5.2 Utilisation

Guidage d'atomes Il suffit de préparer des atomes d'énergie inférieure à la profondeur du piège et de leur donner une vitesse d'ensemble le long du faisceau piégeant pour que celui-ci guide les atomes. Comme la fréquence longitudinale peut être rendue très faible en utilisant un faisceau puissant de grand col, le confinement transverse peut être conservé sur une grande distance (de l'ordre de quelques longueurs de Rayleigh, c'est-à-dire jusqu'à une dizaine de centimètres). Ceci pourrait, par exemple, être utilisé dans les montages à deux cellules. La première cellule permet de capturer un grand nombre d'atomes grâce à une pression de césium importante (10^{-8} – 10^{-9} mbar), alors que dans la deuxième cellule, où sont réalisées les expériences, règne un vide très poussé ($\sim 10^{-12}$ mbar). Pour que les atomes soient transférés d'une cellule à l'autre, soit celles-ci sont situées l'une au-dessus de l'autre et c'est la gravité qui permet le transfert, soit on applique un pulse d'un faisceau résonant dans l'axe du faisceau YAG pour pousser le nuage atomique par pression de radiation.

Optique non linéaire En capturant des atomes dans un piège dipolaire nous avons créé un système atomique très dense et ayant une épaisseur optique longitudinale très importante. En effet si on reprend l'exemple du laser à 700 mW on obtient une épaisseur optique de :

$$\sigma_0 \int dz n(z) = \frac{3\lambda^2}{2\pi} n_{pic} \sqrt{2\pi} z_{rms} \approx 5 \cdot 10^2 \quad (5.12)$$

Avec le laser à 4 W ce chiffre devrait être encore dix fois plus grand. On s'attend donc, par exemple, à des effets Kerr très facilement observables

I.5.3 Focalisation induite

Le système atomique est tellement confiné que la propagation d'un faisceau près de résonance en sera affecté. Il existe une analogie évidente entre le système atomique que nous créons et une fibre à gradient d'indice. Nous allons donc chercher qu'elle doit être le désaccord d'un faisceau dirigée suivant l'axe longitudinal du nuage atomique pour que ce faisceau conserve le même profil transverse sur une distance plus grande que la distance de Rayleigh associée à celui-ci.

Considérons un faisceau focalisé de col w_s et colinéaire au faisceau piègeant. Ce faisceau est donc caractérisé par un demi-angle $\theta_s = \lambda/(2\pi w_s)$ par rapport à l'axe commun. En utilisant les lois de Descartes la réflexion totale interne se produit à une distance x_l de l'axe commun aux deux faisceaux telle que :

$$n_r(x=0) \sin(\pi/2 - \theta_s) = n_r(x=x_l) \quad (5.13)$$

où n_r est l'indice de réfraction du milieu. On peut écrire $n_r(x) = 1 + n_{r0} \exp(-2x^2/w_{pd}^2)$ avec $n_{r0} > 0$ proportionnel à la densité atomique. On obtient donc la relation :

$$\begin{aligned} (1 + n_{r0}) \cos(\theta_s) &= 1 + n_{r0} \exp(-2x_l^2/w_{pd}^2) \\ \Rightarrow (1 + n_{r0})(1 - \theta_s^2/2) &\approx 1 + n_{r0} \exp(-2x_l^2/w_{pd}^2) \\ \Rightarrow 2x_l^2/w_{pd}^2 &\approx \theta_s^2/(2n_{r0}) \end{aligned} \quad (5.14)$$

Donc :

$$x_l = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{n_{r0}}} \frac{w_{pd}}{w_s} \quad (5.15)$$

Par exemple pour que le faisceau continue sa propagation avec un col $w_s = 5 \mu\text{m}$ tout le long du nuage il faut :

$$x_l = w_s/2 \Rightarrow n_{r0} = \left(\frac{2\lambda w_{pd}}{\pi w_s^2}\right)^2 \sim 6.4 \cdot 10^{-2} \quad (5.16)$$

Avec une densité atomique de $2 \cdot 10^{13} \text{at/cm}^3$ cela équivaut à un désaccord de $\sim 22 \text{ MHz}$ (cf chapitre 3). Ainsi, un faisceau se propageant le long de l'axe du nuage atomique avec un col de $5 \mu\text{m}$ et ayant un désaccord de 22 MHz gardera la même structure spatiale sur une distance de l'ordre de la longueur du nuage atomique c'est-à-dire dans notre cas de $2 \times 300 = 600 \mu\text{m}$. Le paramètre confocal de ce faisceau vaut $kw_s^2 = 150 \mu\text{m}$ et est bien plus faible.

II Réseaux optiques très désaccordés

Dans les paragraphes et chapitres précédents nous avons montré que l'association d'une mélasse grise et d'un piège dipolaire permettait de confiner un grand

nombre d'atomes et par là d'obtenir des densités atomiques pics importantes. Le remplissage du piège est facilité par le fait qu'avec une géométrie anisotrope l'excès de température dû à la diffusion multiple de photons est limité. Il est alors tentant de créer des pièges dipolaires plus complexes et d'y tester l'efficacité du remplissage. Cette section est ainsi dévolue à l'étude de réseaux optiques très désaccordés. Dans le paragraphe II.1 nous présentons la manière dont nous avons généré ces réseaux. Dans les paragraphes II.2 et II.3 nous déterminons la structure du champ lumineux que nous créons en étudiant la fonction de transmission d'un réseau et le champ diffracté par celui-ci à deux et trois dimensions. Nous détaillerons le cas particulier du réseau hexagonal car c'est celui que nous avons utilisé expérimentalement. Le paragraphe II.4 étudie le confinement des atomes dans un réseau bidimensionnel. Dans le paragraphe II.5 nous montrons qu'il est possible de créer un réseau tridimensionnel et nous présentons les résultats expérimentaux correspondants.

II.1 Obtention d'une structure lumineuse piégeante par image d'un objet de phase

La méthode que nous avons utilisée consiste à faire l'image d'un objet de phase par le faisceau YAG sur les atomes. Dans un système optique parfait, l'amplitude du champ au niveau de l'image est identique (à l'éventuel grandissement près) à l'amplitude au niveau de l'objet. Dans ce cadre, l'image d'un objet de phase est une image de phase : l'intensité est uniforme ! En fait il existe trois raisons pour lesquelles nous avons tout de même utilisé ce type d'objet. Tout d'abord la transmission du faisceau YAG à travers un objet de phase est plus importante qu'avec un objet d'amplitude. Il n'y a pas a priori de perte de puissance dans notre situation. D'autre part, tout système optique a une ouverture finie. Certains faisceaux diffractés étant diaphragmés, ceux qui subsistent ne permettent pas une reconstruction parfaite de l'objet ; en conséquence, le champ lumineux au niveau de l'image n'est plus purement de phase. Plus l'ouverture sera petite, plus la déformation sera importante et plus des modulations d'intensité existeront. Enfin, et c'est le point le plus important, même dans le cas d'un système optique parfait ces modulations existent, pas à l'image géométrique certes, mais en tout plan différent de celui-ci (cf paragraphe II.3).

Notons qu'habituellement on utilise l'interférence entre plusieurs faisceaux pour créer de telles structures ; cela nécessite donc une séparation du faisceau primaire en plusieurs faisceaux et une recombinaison à l'aide de miroirs, de lentilles.

Il faut ensuite veiller au bon alignement de tous ces faisceaux. Si de plus on souhaite faire interférer ces faisceaux, il faut qu'ils soient cohérents entre eux c'est-à-dire que la différence de marche entre deux faisceaux doit être inférieure à la longueur de cohérence du laser. Cette dernière condition est facile à réaliser avec des diodes lasers qui ont généralement des longueurs de cohérence de plusieurs mètres, mais ce n'est pas du tout le cas avec des laser multimodes comme un laser YAG. La technique que nous avons utilisée est donc beaucoup plus simple à mettre en oeuvre, permet un plus large choix de structures lumineuses et ne nécessite aucune condition préalable sur la longueur de cohérence du laser utilisé.

Le réseau matériel est une lame à face parallèle formée par la juxtaposition de deux matériaux d'indice de réfraction différent. L'épaisseur de chaque couche est modulée pour former une structure hexagonale de pas $29 \mu\text{m}$. Ce réseau a été créé par interférence lumineuse sur un matériau photosensible. Après traitement chimique un deuxième matériau est alors pressé sur le premier. On conçoit ainsi, que même si au départ la forme des sites est sinusoïdale, la forme finale, elle, va dépendre du mode opératoire et contiendra donc des fréquences spatiales plus élevées. Dans la suite nous étudierons le cas d'un réseau d'amplitude et d'un réseau de phase dont la phase est la somme de trois termes sinusoidaux (cas sans déformation).

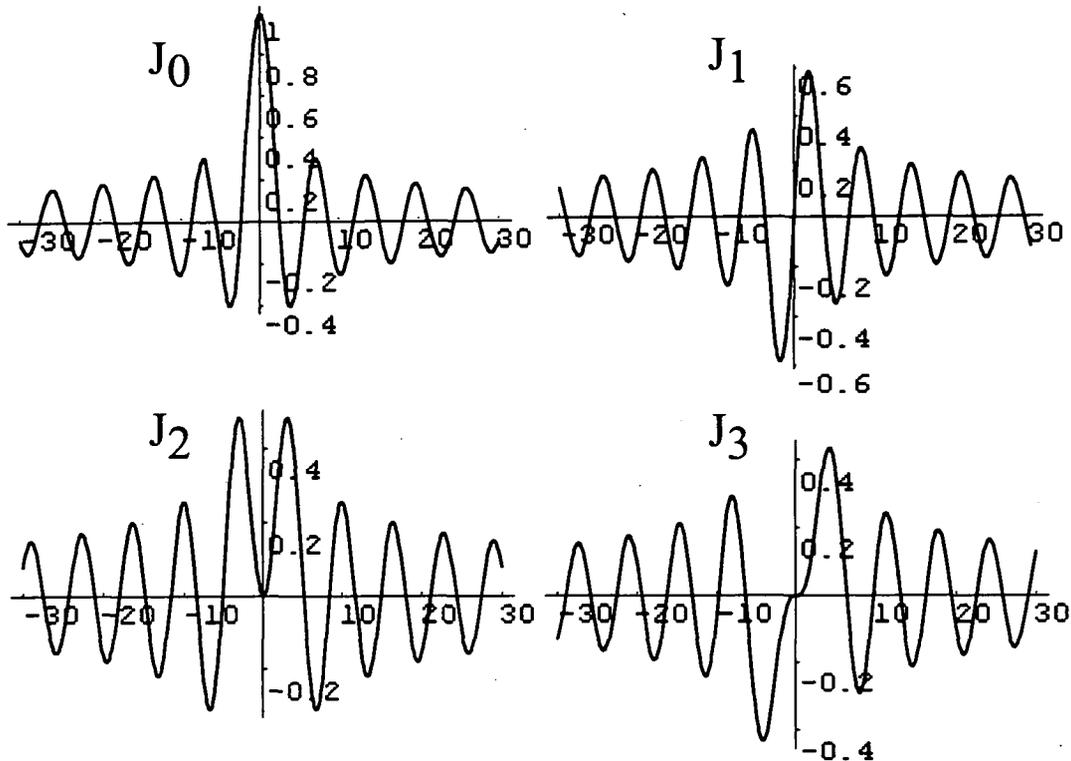
Ce réseau est légèrement absorbant à $1 \mu\text{m}$ (10 %). Dans les expériences où nous focalisons fortement le faisceau YAG nous ne pouvions laisser celui-ci plus d'une seconde sans détériorer le matériau—ce qui est arrivé plus d'une fois...(intensité de l'ordre de 50 kW/cm^2).

II.2 Fonction de transmission d'un réseau

Nous allons tout d'abord définir dans quelques cas particuliers la forme de la fonction de transmission d'un objet. Nous considérerons des objets unidimensionnels puis bidimensionnels. Dans chaque situation nous étudierons le cas d'un objet d'amplitude et d'un objet de phase.

Réseau unidimensionnel Un objet périodique de période d a une fonction de transmission elle aussi périodique, et de même période, que nous allons écrire sous la forme :

$$T(x_0) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} c_n \exp\left(\frac{2i\pi n}{d} x_0\right) \quad (5.17)$$

FIG. 5.18: Représentation des fonctions de Bessel J_0 , J_1 , J_2 et J_3 .

Les coefficients c_n sont les coefficients de Fourier de l'objet et leur valeur va déterminer la structure de la cellule élémentaire de l'objet : largeur, raideur... Par exemple, pour un objet d'amplitude dont la zone noire a même taille que la zone transparente (objet symétrique) on trouve :

$$\begin{cases} c_n = c_{-n} = \frac{1}{\pi n} \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \text{ pour } n \neq 0 \\ c_0 = 1/2 \end{cases} \quad (5.18)$$

De même pour un réseau de phase dont la phase est sinusoidale, les coefficients de Fourier sont des fonctions de Bessel :

$$\exp\left[i\phi_0 \sin\left(\frac{2\pi}{d}x_0\right)\right] = \sum_n J_n(\phi_0) \exp\left(\frac{2i\pi n}{d}x_0\right) \quad (5.19)$$

Notons la propriété des fonctions de Bessel : $J_{-n}(\phi_0) = (-1)^n J_n(\phi_0)$. Les fonctions J_0 , J_1 , J_2 et J_3 sont tracées en fonction de ϕ_0 sur la figure 5.18.

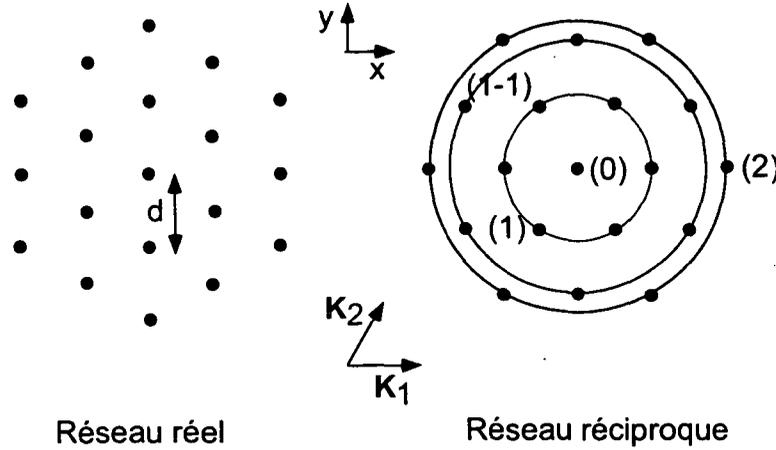


FIG. 5.19: Schéma d'un réseau hexagonal de pas d dans l'espace réel et dans l'espace réciproque. Les points du réseau réciproque sont groupés par ordre (cercle). Ainsi les points de l'ordre (1) sont à une distance $|\mathbf{K}_1|$ de l'ordre (0), ceux de l'ordre (1-1) à $\sqrt{3}|\mathbf{K}_1|$ et ceux de l'ordre (2) à $2|\mathbf{K}_1|$, \mathbf{K}_1 et \mathbf{K}_2 étant deux vecteurs de base du réseau réciproque.

Réseau bidimensionnel Ces résultats se généralisent pour un objet à deux dimensions. La fonction de transmission a alors la forme suivante :

$$T(x_0, y_0) = \sum_{n,m} c_{nm} e^{i(n\mathbf{K}_1 + m\mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r}_0} \quad (5.20)$$

où : $\mathbf{r}_0 = x_0\mathbf{e}_x + y_0\mathbf{e}_y$. \mathbf{K}_1 et \mathbf{K}_2 sont deux vecteurs de base du réseau réciproque. Expérimentalement nous avons utilisé un réseau hexagonal de pas d . On peut donc prendre [92] :

$$\begin{cases} \mathbf{K}_1 = \frac{4\pi}{\sqrt{3}d} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{K}_2 = \frac{4\pi}{\sqrt{3}d} \frac{\mathbf{e}_x + \sqrt{3}\mathbf{e}_y}{2} \end{cases} \quad (5.21)$$

De plus :

$$(n\mathbf{K}_1 + m\mathbf{K}_2)^2 = \left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d}\right)^2 (n^2 + m^2) + 2nm\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{K}_2 = \left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d}\right)^2 (n^2 + m^2 + nm) \quad (5.22)$$

Tous les couples (n, m) tels que $n^2 + m^2 + nm = cste$ auront par symétrie les mêmes propriétés.

$$\begin{cases} n^2 + m^2 + nm = 0 & : \text{ordre 0} & \rightarrow \text{couple } (0, 0) \\ " & 1 & : \text{ordres 1} & " & (\pm 1, 0), (0, \pm 1), (\pm 1, \mp 1) \\ " & 3 & : \text{ordres 1-1} & " & (\pm 1, \pm 1), (\pm 2, \mp 1), (\pm 1, \mp 2) \\ " & 4 & : \text{ordres 2} & " & (\pm 2, 0), (0, \pm 2), (\pm 2, \mp 2) \end{cases} \quad (5.23)$$

La figure 5.19 représente l'allure du réseau hexagonal dans l'espace réel et dans l'espace réciproque. Notons que ce dernier a la symétrie hexagonale mais est tourné d'un angle de $\pi/3$ par rapport à celui dans l'espace réel.

Calculons tout d'abord les coefficients de Fourier pour un réseau hexagonal d'amplitude :

$$T(x_0, y_0) = \sum c_{n,m} e^{i(n\mathbf{K}_1 + m\mathbf{K}_2) \cdot \mathbf{r}_0} \quad (5.24)$$

D'une part :

$$\int_{-d/2}^{+d/2} dy_0 \int_{-\sqrt{3}d/2}^{+\sqrt{3}d/2} dx_0 A(x_0, y_0) \exp\left[-\frac{4i\pi}{\sqrt{3}d} \left((p+q/2)x + \sqrt{3}qy/2\right)\right] = c_{p,q} \sqrt{3}d^2 \quad (5.25)$$

D'autre part si le réseau est constitué de trous carrés de largeur d' cette intégrale vaut également :

$$\int_{-d'/2}^{+d'/2} dx_0 \int_{-d'/2}^{+d'/2} dy_0 \exp\left[-\frac{4i\pi}{\sqrt{3}d} \left((p+q/2)x + \sqrt{3}qy/2\right)\right] \quad (5.26)$$

$$= \left(-\frac{\sqrt{3}d}{2\pi(p+q/2)} \sin\left((p+q/2)\frac{2\pi d'}{\sqrt{3}d}\right)\right) \left(-\frac{d}{\pi q} \sin\left(q\frac{\pi d'}{d}\right)\right) \quad (5.27)$$

Donc :

$$c_{p,q} = \frac{1}{2\pi^2 q(p+q/2)} \sin\left((p+q/2)\frac{2\pi d'}{\sqrt{3}d}\right) \sin\left(q\frac{\pi d'}{d}\right) \quad (5.28)$$

Il existe quelques cas particuliers :

$$\begin{cases} c_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\frac{d'}{d}\right)^2 \\ c_{p,0} = -\frac{d'}{d} \frac{1}{2\pi p} \sin\left(\frac{2\pi p d'}{\sqrt{3}d}\right) \\ c_{p,-2p} = \frac{d'}{d} \frac{1}{2\pi\sqrt{3}p} \sin\left(\frac{2\pi p d'}{d}\right) \end{cases} \quad (5.29)$$

Le réseau de phase le plus simple reproduisant la symétrie hexagonale est :

$$T(x_0, y_0) = \exp[i\phi(x_0, y_0)] \quad (5.30)$$

avec : $\phi(x_0, y_0) = \phi_0 \left[\cos\left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d}x\right) + \cos\left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d}\frac{x+\sqrt{3}y}{2}\right) + \cos\left(\frac{4\pi}{\sqrt{3}d}\frac{x-\sqrt{3}y}{2}\right) \right]$

En utilisant la décomposition de Fourier en fonction de Bessel et avec $\cos(\theta) = \sin(\theta + \pi/2)$ il vient :

$$\begin{aligned} T(x_0, y_0) &= \left(\sum_p J_p(\phi_0) e^{\frac{4i\pi}{\sqrt{3}d} p x}\right) \left(\sum_q J_q(\phi_0) e^{\frac{4i\pi}{\sqrt{3}d} q \frac{x+\sqrt{3}y}{2}}\right) \left(\sum_r J_r(\phi_0) e^{\frac{4i\pi}{\sqrt{3}d} r \frac{x-\sqrt{3}y}{2}}\right) e^{i\pi(p+q+r)/2} \\ &= \sum_{p,q,r} J_p(\phi_0) J_q(\phi_0) J_r(\phi_0) e^{i\pi(p+q+r)/2} \exp\left[\frac{4i\pi}{\sqrt{3}d} \left((p + \frac{q+r}{2})x + \frac{q-r}{2}y\right)\right] \end{aligned} \quad (5)$$

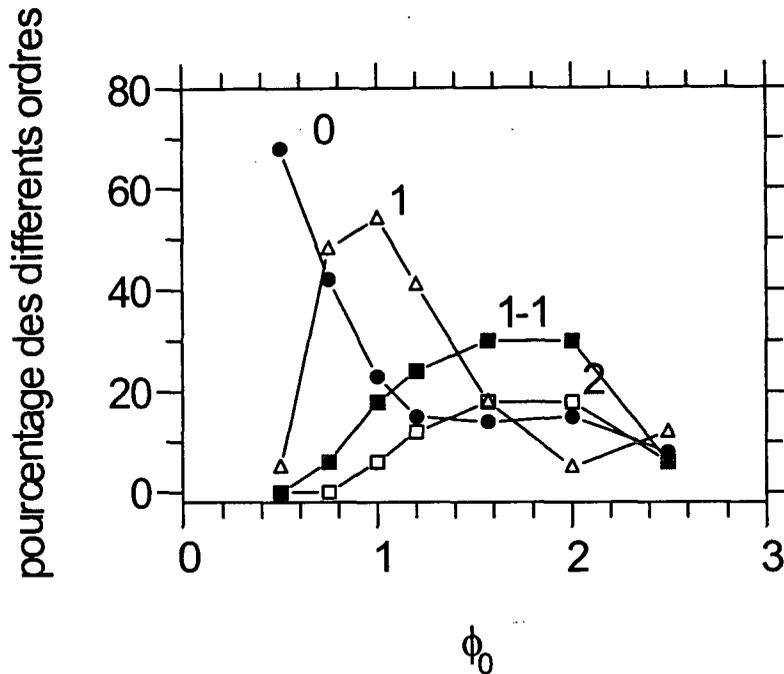


FIG. 5.20: Variation en fonction de ϕ_0 , amplitude de la modulation de phase, de l'intensité relative des ordres (0), (1), (1-1) et (2).

On reconnaît une expression similaire à 5.20 avec :

$$\begin{cases} p + \frac{q+r}{2} = n + m/2 \\ \frac{q-r}{2} = m/2 \end{cases} \quad (5.32)$$

On obtient donc :

$$c_{nm} = \sum_r J_{n-r}(\phi_0) J_{m+r}(\phi_0) J_r(\phi_0) e^{i\pi(n+m+r)/2} \quad (5.33)$$

La figure 5.20 représente la variation du module carré des coefficients de l'ordre (0), (1), (1-1) et (2) en fonction de ϕ_0 .

Dans un réseau de phase il existe un paramètre supplémentaire par rapport à un réseau d'amplitude, l'amplitude de la modulation de la phase ϕ_0 . Si celle-ci est petite devant un, l'ordre (0) est le plus intense ; au fur et à mesure que ϕ_0 augmente c'est l'ordre (1), puis (1-1), puis (2) qui prédomine. Expérimentalement nous avons mesuré la puissance dans chacun des ordres et avons trouvé 6 % pour l'ordre (0), 52 % pour (1), 22 % pour (1-1) et 11 % pour (2). La comparaison entre cette figure et ces données expérimentales conduit à prendre $\phi_0 \approx 1.2$. Dans la situa-

tion théorique nous avons choisi un modèle symétrique. En conséquence, tous les faisceaux appartenant au même ordre ont la même puissance. Expérimentalement cette symétrie n'est pas tout à fait respectée. Par exemple pour l'ordre (1) les faisceaux (1,0) et (-1,0) sont deux fois plus puissants que les autres. Des simulations sur l'allure du champ lumineux diffracté par le réseau matériel (cf paragraphe II.5) ont toute fois montré que ces inhomogénéités ont peu d'incidence sur le potentiel lumineux créé.

II.3 Champ diffracté par un réseau

Connaissant la forme de la fonction de transmission du réseau, nous pouvons connaître l'amplitude du champ diffracté par ce réseau en tout point de l'espace en utilisant la formule de Kirchhoff [79].

Calculons tout d'abord l'intégrale suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dy e^{iay} e^{ib(y-y_0)^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} dy e^{ib(y-c_1)^2} e^{ic_2} = \sqrt{\frac{\pi}{ib}} e^{ic_2} \quad (5.34)$$

où on a défini : c_1 et c_2 tels que : $a - 2by_0 = -2bc_1$ et $by_0^2 = bc_1^2 + c_2$.

On peut en déduire la valeur de c_2 : $c_2 = b(y_0^2 - (y_0 - \frac{a}{2b})^2) = a(y_0 - \frac{a}{4b})$.

Dans toute la suite on négligera les termes du type $\sqrt{\frac{\pi}{ib}}$. Ces termes font intervenir la coordonnée longitudinale z , évoluent de façon monotone et lentement dans l'approximation de Fresnel. On obtient donc :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dy e^{iay} e^{ib(y-y_0)^2} \sim \exp[i(ay_0 - \frac{a^2}{4b})] \quad (5.35)$$

Réseau unidimensionnel Si nous cherchons la structure de l'amplitude en champ proche nous obtenons :

$$A(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 T(x_0) e^{ikz} e^{\frac{ik(x-x_0)^2}{2z}} \quad (5.36)$$

$$= \sum_n c_n \int_{-\infty}^{+\infty} dx_0 \exp(\frac{2i\pi n}{d} x_0) e^{ikz} e^{\frac{ik(x-x_0)^2}{2z}} \quad (5.37)$$

$$= e^{ikz} \sum c_n e^{i\alpha} \quad (5.38)$$

où : $\alpha = \frac{2\pi n}{d}x - \frac{z}{2k} \left(\frac{2\pi n}{d}\right)^2$

Donc :

$$A(x, z) = e^{ikz} \sum_n c_n \exp\left(\frac{2i\pi n}{d}x\right) e^{-i\pi \frac{\lambda z n^2}{d^2}} \quad (5.39)$$

L'expression que l'on obtient est très similaire à $T(x_0)$. La dépendance suivant z de l'intensité lumineuse vient donc du terme de phase en $\exp(-i\pi \lambda z n^2 / d^2)$. En particulier pour z multiple de $2d^2/\lambda$ ce terme de phase vaut un ; l'amplitude, donc l'intensité, est identique. C'est l'effet Talbot [93, 94], découvert expérimentalement par lui-même et expliqué par Rayleigh [95] quelques années plus tard. On peut également remarquer que pour z multiple impair de d^2/λ on retrouve également la même structure mais décalée suivant x de $d/2$. Par contre, dans le cas général (position z quelconque), ce terme de phase va provoquer une modulation de l'intensité lumineuse même avec un objet purement de phase.

Un autre point remarquable est l'existence de sous-ordres Talbot. Dans certaines conditions l'intensité lumineuse est périodique de période plus petite que d . Cela se produit pour des distances z qui sont égales à la distance Talbot fois un nombre fractionnaire. Une étude détaillée de ces effets peut se trouver dans [96]. Remarquons simplement que ces nouvelles cellules élémentaires ont la même largeur que dans l'objet initial et que, donc, ces sous-ordres n'existent que si la structure périodique diffractante est constituée de trous dont la largeur est faible devant la période.

A part ces propriétés de symétrie, ce même terme de phase fait apparaître dans l'expression de l'intensité des termes du type $\cos[\pi \frac{\lambda z}{d^2}(n^2 - m^2)]$ où n et m sont des entiers relatifs quelconque. Les fréquences spatiales suivant l'axe z apparaissant dans l'intensité seront donc d'autant plus élevées que le système optique ne diaphragme pas des faisceaux à ordres élevés.

L'expression de l'amplitude du champ que nous avons trouvée est d'un certain côté troublante car elle laisse supposer qu'on peut l'appliquer pour des valeurs de z arbitraire. Il n'en est bien sûr rien car nous n'avons pas tenu compte de la nécessaire taille finie du faisceau lumineux qui effectue l'image. Si on utilise un faisceau gaussien, l'amplitude du champ diffracté est donc :

$$A(x, z) = \int dx_0 T(x_0) \exp\left(-\frac{x_0^2}{w_0^2}\right) \exp\left[\frac{ik}{2z}(x - x_0)^2\right] \quad (5.40)$$

$$= \sum c_n \int dx_0 \exp\left[\left(-\frac{1}{w_0^2} + \frac{ik}{2z}\right)x_0^2 + 2ix_0\left(\frac{\pi n}{d} - \frac{kx}{2z}\right) + \frac{ikx^2}{2z}\right] \quad (5.41)$$

$$= \sum c_n \int dx_0 \exp\left[\left(-\frac{1}{w_0^2} + \frac{ik}{2z}\right)(x_0 - x')^2\right] \exp(\alpha_n) \quad (5.42)$$

où :

$$\begin{cases} \left(-\frac{1}{w_0^2} + \frac{ik}{2z}\right)x' = i\left(\frac{\pi n}{d} - \frac{kx}{2z}\right) \\ \alpha_n = \frac{ikx^2}{2z} + \left(\frac{\pi n}{d} - \frac{kx}{2z}\right)^2 \frac{1}{-\frac{1}{w_0^2} + \frac{ik}{2z}} \end{cases} \quad (5.43)$$

Donc :

$$A(x, z) = \sum c_n \exp(\alpha_n) \quad (5.44)$$

Après mise en forme, on obtient une écriture plus synthétique du coefficient α_n :

$$\alpha_n = -\frac{\left(x - \frac{\lambda n z}{d}\right)^2}{w^2(z)} + i\frac{kx^2}{2R(z)} + i\frac{2\pi n x}{d} \frac{w_0^2}{w^2(z)} - i\frac{\pi \lambda z n^2}{d^2} \frac{w_0^2}{w^2(z)} \quad (5.45)$$

où $R(z)$ et $w(z)$ sont respectivement la courbure et le col du faisceau gaussien lors de sa propagation (cf. équation 2.3).

L'équation 5.44 appelle plusieurs remarques. Tout d'abord si on ne place pas l'objet périodique (dans les équations précédentes il suffit de supprimer tous les termes contenant n) on retrouve la propagation d'un faisceau gaussien, ce qui est heureux. L'expression de α_n montre qu'en présence du réseau il apparaît des faisceaux gaussiens centrés en $x = \frac{n\lambda}{d}z$, résultat conforme au calcul classique de la diffraction (dans l'approximation de Fraunhofer) par un réseau carré.

Étudions maintenant l'expression de l'amplitude du champ diffracté dans les deux cas de figure, z grand et z petit.

En champ proche (en régime de diffraction de Fresnel) $R(z) = 0$ et $w(z) = w_0$.

Donc :

$$A(x, z) = \sum_n c_n \exp\left(-\frac{1}{w_0^2}\left(x - n\frac{\lambda z}{d}\right)^2\right) \exp\left(\frac{2i\pi n}{d}x\right) \exp\left(-\frac{i\pi \lambda z n^2}{d^2}\right) \quad (5.46)$$

Par rapport à l'équation 5.39 seul le terme gaussien se rajoute (on s'était donc placé dans le cas où w_0 est grand devant d).

En champ lointain (diffraction de Fraunhofer) on obtient de manière similaire :

$$A(x, z) = \sum_n c_n \exp\left[-\left(\frac{\pi w}{\lambda z}\right)^2\left(x - n\frac{\lambda z}{d}\right)^2\right] \exp\left(\frac{ikx^2}{2z}\right) \exp\left[-i\left(\frac{\pi n w}{d}\right)^2\right] \quad (5.47)$$

Dans cette situation, le champ diffracté est la somme de faisceaux gaussiens, le terme de phase variant lentement.

Remarquons pour finir que la gaussienne est en $x - n\lambda z/d$ au lieu de $(x \cos \theta - z \sin \theta)$ où $\sin \theta = n\lambda/d$. Ceci vient du fait que, dès le départ, on s'est placé dans le cas des petits angles (développement limité de $\sqrt{z^2 + (x - x_0)^2}$).

Avec une optique de grande ouverture (faisceaux non diaphragmés), et à l'éventuel grandissement près, on retrouvera exactement la même structure au niveau de l'image. L'effet Talbot y apparaîtra donc aussi. D'autre part comme on le voit sur la dernière équation, les ordres élevés ont un angle de diffraction plus important : ce sont donc eux qui vont être diaphragmés en premier. En conséquence, l'amplitude du champ lumineux au niveau de l'image se calcule simplement en ne conservant que les ordres de diffraction non diaphragmés. L'effet Talbot, étant vrai ordre par ordre, persiste encore.

Réseau bidimensionnel Le calcul de l'expression de l'amplitude du champ diffracté par un réseau hexagonal de pas d soumis à un faisceau focalisé de col w_0 peut se traiter de la même manière qu'à une dimension d'autant plus que l'intégration double est à variable séparable.

$$A(x, y, z) = \sum_{n,m} c_{n,m} A_{nm} \exp[i\phi_{nm}] \quad (5.48)$$

Le terme d'amplitude A_{nm} a pour expression :

$$A_{nm} = \exp\left[-\frac{1}{w^2(z)}\left(y - \frac{\lambda}{d}mz\right)^2\right] \exp\left[-\frac{1}{w^2(z)}\left(x - \frac{2\lambda}{\sqrt{3}d}\left(n + \frac{m}{2}\right)z\right)^2\right] \quad (5.49)$$

Et le terme de phase vaut :

$$\phi_{nm} = \frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)} - \frac{4\pi\lambda z}{3d^2} \frac{w_0^2}{w^2(z)} (n^2 + m^2 + nm) + \frac{4\pi}{\sqrt{3}d} \left[\left(n + \frac{m}{2}\right)x + \frac{\sqrt{3}m}{2}y \right] \frac{w_0^2}{w^2(z)} \quad (5.50)$$

Si on se place dans le cas z grand, l'expression de A_{nm} est claire : à chaque couple (n, m) (c'est-à-dire à chaque vecteur du réseau réciproque) correspond un ordre de diffraction. Ces faisceaux ont les caractéristiques qu'aurait le faisceau gaussien sans diffraction et sont situés à $x = \frac{2\lambda}{\sqrt{3}d}\left(n + \frac{m}{2}\right)z$ et $y = \frac{\lambda}{d}mz$. Ces faisceaux font donc avec l'axe z un angle $\theta_x = \frac{2\lambda}{\sqrt{3}d}\left(n + \frac{m}{2}\right)$ et $\theta_y = \frac{\lambda}{d}m$. Ils forment une structure hexagonale homothétique au réseau réciproque. Le pas de ce réseau vaut $\frac{2\lambda z}{\sqrt{3}d}$ (pour un réseau carré on aurait trouvé $\frac{\lambda z}{d}$).

En champ proche $R(z) = 0$ et $w(z) = w_0$. Si on adopte la même hypothèse que dans le cas unidimensionnel ($w_0 \gg d$), la variation de l'amplitude des gaussiennes est négligeable et la structure spatiale sera imposée par les interférences entre les termes de phase. Le deuxième terme de l'équation 5.50 va donner, par exemple, les images Fourier. La période Talbot est donc dans ce cas $\frac{3d^2}{2\lambda}$.

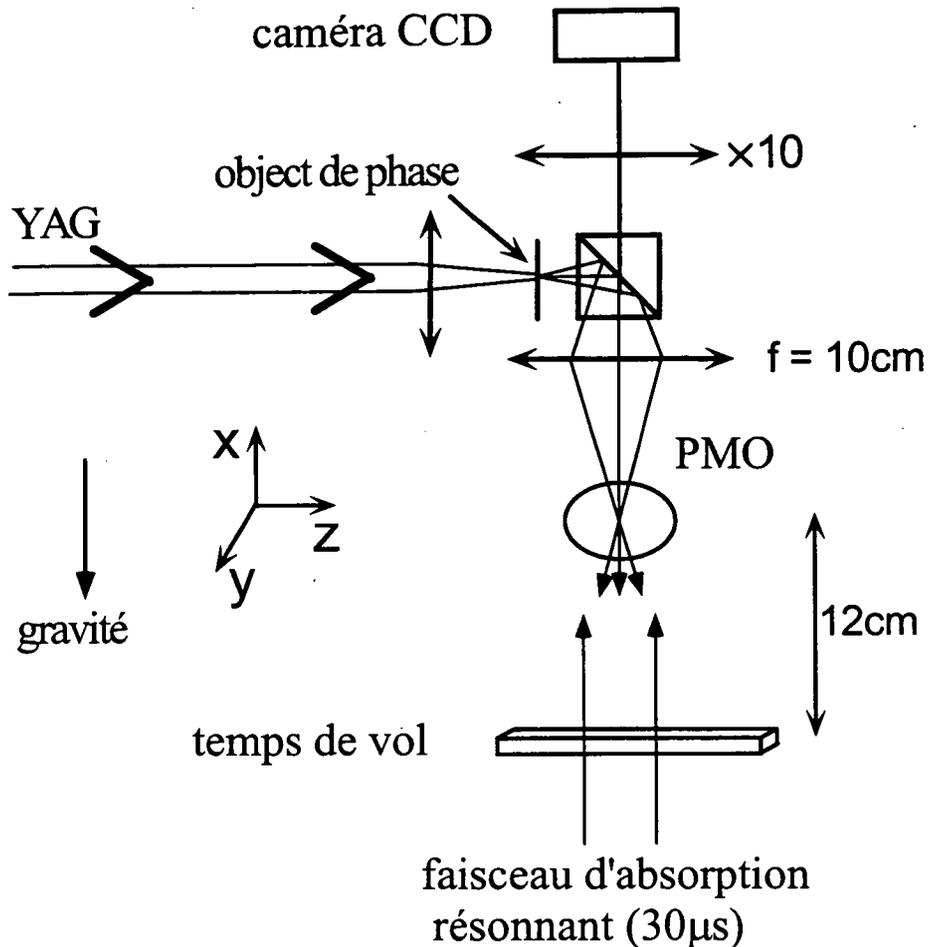


FIG. 5.21: Schéma du montage expérimental comprenant la partie piégeage par le réseau et les faisceaux de détection (temps de vol et imagerie par absorption).

II.4 Piégeage dans un réseau bidimensionnel

II.4.1 Dispositif expérimental

Nous venons d'étudier l'amplitude diffractée par un réseau. Au niveau de l'image cette amplitude sera modifiée par l'ouverture finie du système optique et seuls les ordres les plus bas vont reconstruire l'image. Dans nos expériences il s'agit des ordres tels que $n^2 + m^2 + nm \leq 4$. Le montage expérimental est décrit sur la figure 5.21. L'axe de symétrie de ces faisceaux est la verticale. Dans un plan horizontal on va donc retrouver la structure hexagonale de l'objet. Le

grandissement valant 1 l'espacement entre les puits sera donc également de 29 microns. Afin d'avoir une bonne résolution, nous avons utilisé un objectif de microscope $\times 10$. La taille apparente des pixels de la caméra est donc réduite par ce facteur et vaut ainsi $1.5 \mu\text{m}$ ($\ll 29 \mu\text{m}$).

II.4.2 Observation directe de la localisation d'atomes dans un réseau optique

La figure 5.22 est une image d'absorption prise juste après la coupure des faisceaux de la mélasse grise. Cette figure met clairement en évidence le piégeage d'atomes suivant une structure hexagonale. On retrouve bien un pas de $29 \mu\text{m}$. La taille rms des spots est ici de l'ordre de $4.5 \mu\text{m}$. Sur cette photo environ 60 sites sont occupés, limitation due à l'intensité du faisceau YAG. L'image de la figure 5.22 montre clairement que le remplissage est homogène, il n'existe pas de lacunes. Chaque site est occupé par un grand nombre d'atomes (quelques milliers). Une analyse détaillée de l'absorption de chaque site montre que le nombre d'atomes par site varie peu, à un facteur trois près. Seuls les puits les plus périphériques ont un nombre d'atomes plus faible. Ceci tendrait à montrer qu'à partir d'une certaine profondeur de puits le remplissage n'en dépend plus. Dans ces expériences il n'est pas possible d'avoir une information complémentaire par le temps de vol car il n'existe pas de confinement vertical.

II.4.3 Détermination du nombre d'atomes

Nous avons déjà évoqué le problème de la résolution finie de notre détection optique pour une mesure "réelle" de la taille des nuages atomiques dans chaque site du réseau hexagonal. Ceci n'est cependant pas un handicap pour la détermination du nombre d'atomes par site. En effet pour connaître ce nombre il faut intégrer sur les trois dimensions d'espace. C'est automatiquement fait pour la direction verticale et il suffit donc de mesurer l'aire du pic d'absorption pour déterminer le nombre d'atomes (cf équation 3.22). En fait le raisonnement qui avait été tenu au chapitre 3 était valide dans le cas d'une saturation faible de la transition atomique. Or, expérimentalement la sensibilité de notre caméra ne nous a pas permis de nous placer dans ces conditions. L'équation 3.22 est :

$$\int \int dx dy \ln \frac{I}{I_0} = -\sigma_0 N \quad (5.51)$$

Dans le cas général il faut remplacer σ_0 par σ (s est le paramètre de saturation) :

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1+s} = \frac{\sigma_0}{1+0.9I} \quad (\text{où } I \text{ est en mW/cm}^2) \quad (5.52)$$

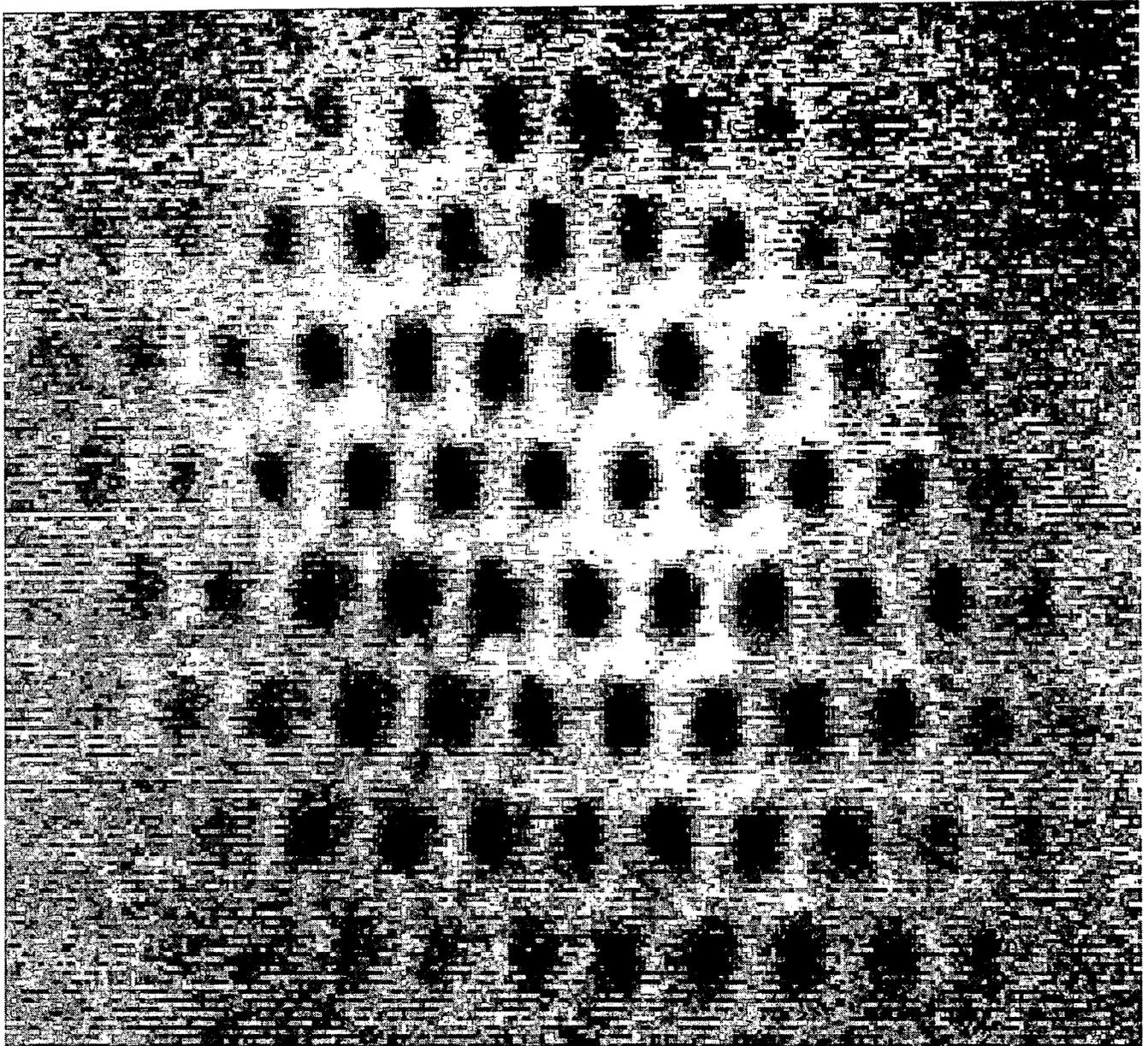


FIG. 5.22: Image par absorption d'un nuage d'atomes piégés dans un réseau lumineux de structure hexagonale de pas $29 \mu\text{m}$. Cette image représente une surface de $320 \mu\text{m} \times 350 \mu\text{m}$. Le laser YAG a une puissance de 3 W et est focalisé sur un col de $\sim 120 \mu\text{m}$.

Dans cette situation la détermination du nombre d'atomes dépend de l'intensité du faisceau sonde. Supposons le profil gaussien suivant x et y et de largeur rms x_0 et y_0 . Notons C l'absorption maximale. L'équation 5.51 peut alors se réécrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \ln(C) &= -\sigma N / (2\pi x_0 y_0) \\ \Rightarrow N &= (2\pi)^2 \frac{x_0 y_0}{\lambda^2} (4 + 0.9I) \ln\left(\frac{1}{C}\right) \end{aligned} \quad (5.53)$$

L'ordre de grandeur de l'intensité du faisceau sonde est $I \sim 0.2/\pi(2.5 \cdot 10^{-2})^2 \sim 100 \text{ mW/cm}^2$. On en déduit alors la relation suivante :

$$N \approx 3.7 \cdot 10^3 \frac{x_0 y_0}{\lambda^2} \ln\left(\frac{1}{C}\right) \quad (5.54)$$

Ainsi, pour une absorption de 20 % et une taille de $4 \mu\text{m}$ on trouve : $N \approx 1.8 \cdot 10^4$. On peut légitimement supposer que ce chiffre est exact à un facteur 4 près.

L'imagerie de ce réseau est rendue plus facile par le fait que le réseau est bidimensionnel ; cela élimine donc tout problème de parallaxe. De plus la résolution de ce réseau est possible car le pas est grand devant la longueur d'onde du faisceau d'observation. La mise au point est cependant délicate car un déplacement de $50 \mu\text{m}$ de l'objectif de microscope déforme déjà grandement l'image. On peut également noter sur la figure 5.22 que certaines zones entre les sites de piégeage ont une intensité *supérieure* à l'intensité moyenne. Ceci est dû à des effets d'indice de refraction dus à la trop importante densité de l'échantillon (cf chapitre 3 et voir également la figure 5.16).

II.4.4 Discussion

Le type de réseau que nous venons d'étudier se différencie par bien des points des réseaux optiques traditionnellement étudiés. Ce réseau est bidimensionnel, son pas est grand devant la longueur d'onde lumineuse et il est créé par un faisceau très désaccordé. Tous ces facteurs conduisent à un remplissage efficace et non lacunaire. Par opposition, les réseaux optiques proches de résonance ont généralement un pas de l'ordre de la longueur d'onde. En moyenne, seul un site sur trente est occupé. De plus les puits ne sont peuplés que par un seul atome. Ce remplissage parcellaire résulte entre autre simplement d'un calcul de densité : le nombre de sites excèdent largement le nombre d'atomes disponibles.

II.4.5 Conclusion et perspectives

En conclusion, il a été possible, pour la première fois, d'observer directement la localisation d'atomes dans un réseau optique. Ce phénomène avait jusqu'à présent été déduit par l'attribution sur un spectre Raman de raies de vibration [41] ou par diffraction de Bragg.

Une localisation d'atomes a toutefois été observée pour la première fois en désalignant un des faisceaux d'un piège magnéto-optique; une structure spatiale de taille variant de $50 \mu\text{m}$ à 1 mm a été observée [97]. La localisation d'atomes dans un super-réseau unidimensionnel de pas $80 \mu\text{m}$ a été récemment observée par fluorescence (réseau optique proche de résonance) [98]. Une observation similaire avait été faite dans un contexte différent sur des billes de taille micrométrique en 1989 [99].

L'absence de lacune peut ouvrir la voie à l'étude de structure à bande interdite photonique (s'il existe une raie du césium à la bonne longueur d'onde, $29 \mu\text{m}$).

II.5 Piégeage tridimensionnel

II.5.1 Evidence de l'effet Talbot

Le paragraphe précédant a démontré la localisation des atomes sur le pavage hexagonal de la lumière diffractée par le réseau de phase. Nous avons vu que, par effet Talbot, il existait également une modulation de l'intensité le long de l'axe de propagation de la lumière, axe z (par symétrie c'est l'axe de propagation de l'ordre 0). On s'attend donc à ce que le confinement soit en fait tridimensionnel, à condition que la force de confinement sur cet axe soit plus importante que la force de pesanteur (cf. chapitre 2).

Or, nous avons remarqué que les fréquences spatiales sur cet axe sont d'autant plus élevées que la reconstruction de l'image impliquait des ordres élevés. Ainsi, hormis le fait que les faisceaux d'ordres élevés augmentent la puissance totale et donc la profondeur des puits, le piégeage suivant z sera plus difficilement atteint avec seulement les ordres (0) et (1) qu'avec les ordres (0), (1), (1-1) et (2) (les seuls expérimentalement à pouvoir se recombinaer). La figure 5.23 montre une coupe suivant z du potentiel auquel sont soumis les atomes. Pour la courbe du haut nous avons uniquement tenu compte des ordres (0) et (1) alors que pour celle du bas les quatre ordres sont présents. Comme nous l'avons déjà mentionné le déplacement lumineux dépend de l'amplitude de la modulation de phase de l'objet diffractant. Nous avons pris la valeur $\phi_0 = 1.2$ qui correspond le mieux à

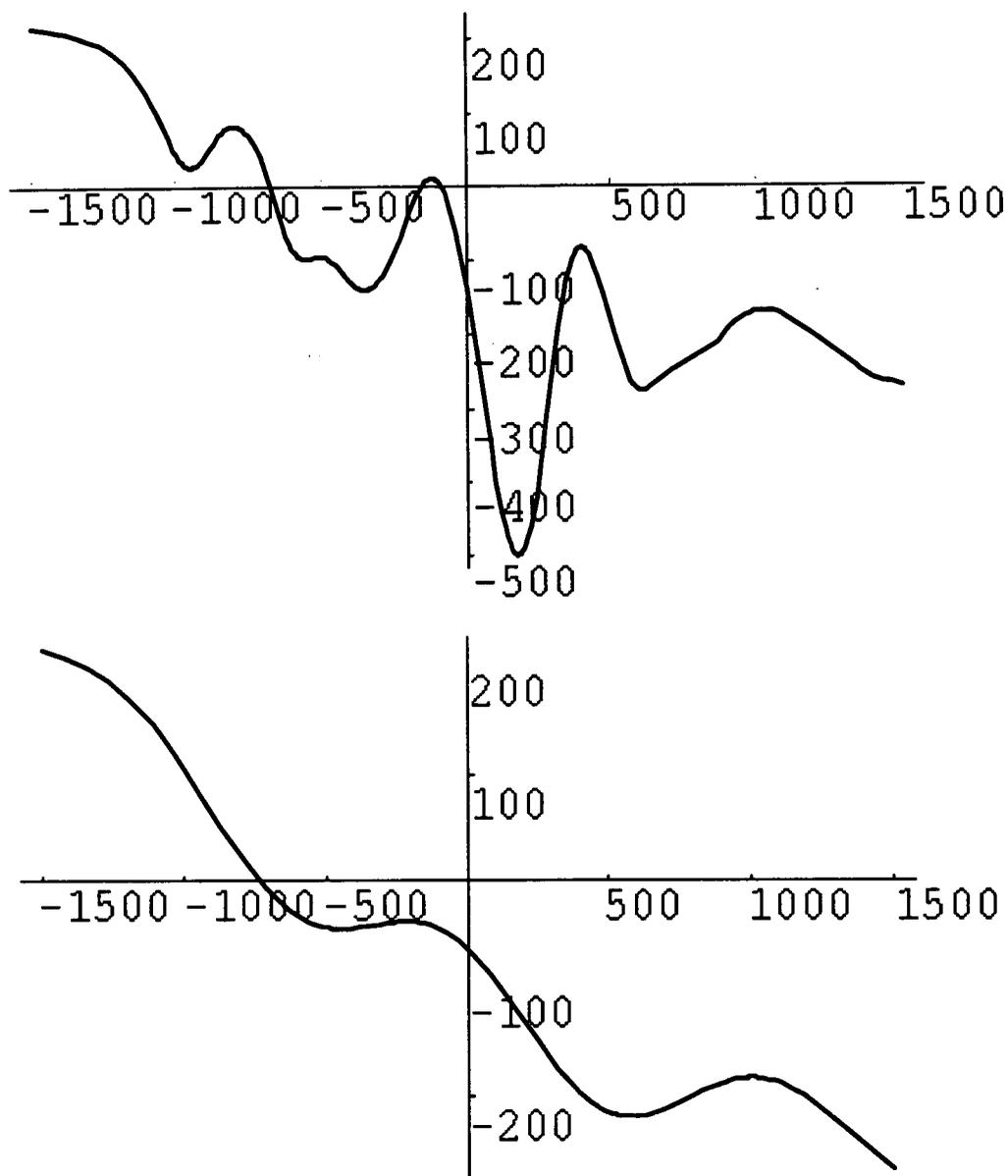


FIG. 5.23: Coupe suivant l'axe de symétrie z des faisceaux du potentiel auquel sont soumis les atomes (puissance 2.5 W et col $60 \mu\text{m}$). Le déplacement lumineux est dû aux ordres (0), (1), (1-1), (2) pour la courbe du haut et aux ordres (0) et (1) pour la courbe du bas. L'axe des abscisses est en micron et l'axe des ordonnées en microKelvin (potentiel divisé par la constante de Boltzmann).

la situation expérimentale.

Expérimentalement nous avons effectivement observé le piégeage tridimensionnel des atomes mais en focalisant le faisceau YAG plus fort que dans la situation du paragraphe précédent. Les preuves expérimentales sont doubles. Utilisant un fort grossissement pour l'imagerie la profondeur du champ est faible. Or nous avons observé des images "nettes" d'atomes localisés dans une situation expérimentale où le faisceau YAG était seul présent depuis un temps suffisamment long pour que, s'ils étaient non piégés, ils soient hors du champ de la caméra (un temps de 50 ms correspond à une distance de chute de ~ 1 cm). D'autre part le signal de temps de vol indique clairement que des atomes restent confinés alors que les faisceaux de la mélasse grise sont éteints et que ces atomes tombent sous l'effet de la gravité dès que le faisceau YAG est coupé. C'est donc lui qui est responsable de ce confinement 3D. Or la seule modulation longitudinale de ce faisceau provient de l'effet Talbot. C'est donc ce dernier qui crée le confinement suivant la verticale et donc qui crée un réseau tridimensionnel.

II.5.2 Photo d'absorption

La figure 5.24 montre une image par absorption d'un nuage d'atomes maintenu dans la structure lumineuse créée par le faisceau YAG pendant 60 ms. le faisceau YAG étant plus focalisé la profondeur des puits diminue beaucoup plus rapidement que dans la figure 5.22 d'où le nombre plus petit de sites occupés. Une photo d'absorption apporte beaucoup de renseignements car elle permet de faire une analyse site par site au contraire de la méthode du temps de vol qui apporte une information globale, température et nombre d'atomes de l'ensemble des atomes piégés.

Comme précédemment la mesure de la taille des spots d'atomes est rendue difficile par l'existence de gain sur la photo (effet d'indice). On en déduit une taille rms de l'ordre de $3.5 \pm 1 \mu\text{m}$ suivant l'axe x . On note également une différence entre les mesures faites sur les deux axes x et y . L'autre dimension est légèrement plus grande ($4 \pm 1 \mu\text{m}$). Ces valeurs sont comme précédemment beaucoup plus grandes que celles escomptées et sont proches de la limite de résolution de notre système de mesure.

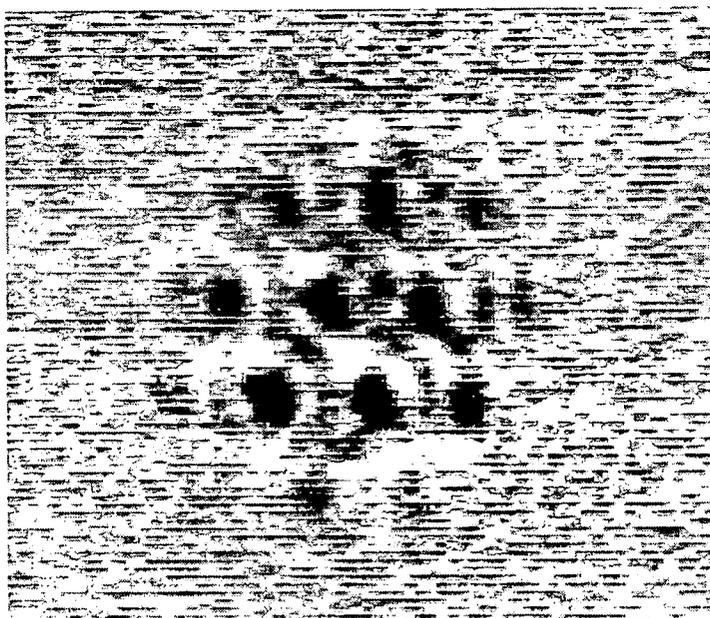


FIG. 5.24: *Image par absorption d'un nuage d'atomes maintenu dans la structure lumineuse créée par le faisceau YAG pendant 60 ms. Chaque site a une taille rms de $\sim 3.5 \mu\text{m}$.*

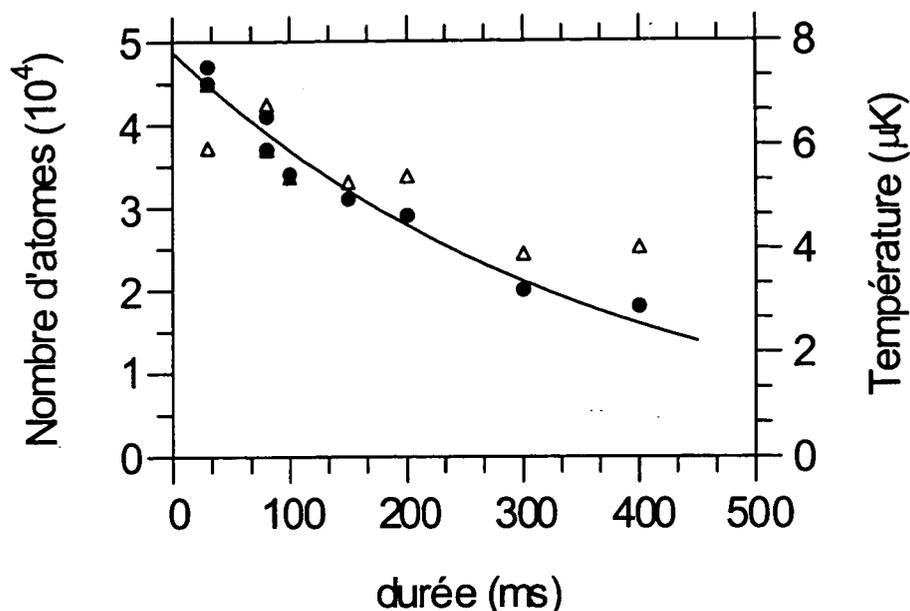


FIG. 5.25: Nombre d'atomes (●) et température (Δ) du nuage confiné dans le piège dipolaire en fonction de la durée de celui-ci.

II.5.3 Durée de vie

Le fait que la force de confinement compense la force de gravité permet maintenant d'analyser la température (en fait la température suivant z) et le nombre des atomes piégés par la méthode du temps de vol. Cependant pour pouvoir dépouiller les données il est nécessaire que la durée du piège dipolaire soit supérieure à 30 ms afin de séparer macroscopiquement les deux pics du signal de temps de vol. La figure 5.25 représente le nombre et la température de ces atomes en fonction de la durée du faisceau YAG. On déduit de cette courbe une durée de vie de l'ordre de 350 ms (même constante de temps pour la température). Cette valeur est certainement limitée par le vide regnant dans la cellule et par des effets collisionnels. Le temps de chargement du piège magnéto-optique dans les mêmes conditions est de 1 s.

II.5.4 Nombre d'atomes et température

Par temps de vol, le nombre maximum d'atomes que nous avons observé est de $2 \cdot 10^5$ avec une valeur typique de $5 \cdot 10^4$, ceci à temps court (20 ms). La constante

de temps de chargement est de l'ordre de 10 ms.

La température est typiquement de 10 μK . Il faut noter que pour ces mesures le rapport signal sur bruit est de 5 au maximum, ce qui ne nous permet pas de faire des mesures très précises. L'incertitude sur la température est de l'ordre de 2 à 3 μK .

Les images par absorption permettent également de déterminer la température dans le plan horizontal (cf chapitre 3). Aucune différence significative n'a pu être donnée avec la température suivant z (à l'échelle de 3 μK).

Les valeurs de nombre d'atomes déterminées par l'absorption est en accord avec les mesures faites par temps de vol (à un facteur ~ 3). Ceci indique que l'étalement du nuage selon la verticale est plus faible que la profondeur de champ. En effet, des atomes loin de la zone de mise au point ont une absorption diluée sur une large distance et ils ne seraient pas pris en compte dans le calcul du nombre d'atomes par absorption.

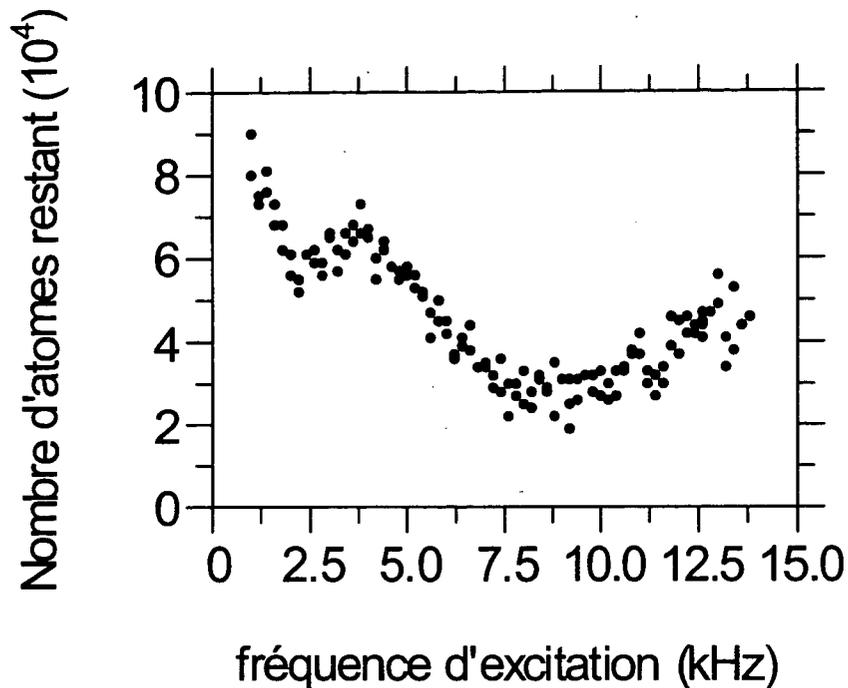


FIG. 5.26: Nombre d'atomes en fonction de la fréquence de l'oscillation forcée de la puissance du faisceau YAG.

II.5.5 Fréquence d'oscillation

Nous avons évoqué au chapitre 3 deux méthodes pour déterminer la fréquence d'oscillation du piège. En raison d'un rapport signal sur bruit pas suffisant nous n'avons pas pu déterminer la fréquence selon la verticale. Les fréquences transverses ont été mesurées par la méthode de l'oscillation forcée. La figure 5.26 représente le nombre d'atomes restant en fonction de la fréquence d'excitation (l'oscillation forcée de la puissance du faisceau YAG dure un temps fixe quelque soit la fréquence). L'oscillation est imposée par le modulateur acousto-optique à la sortie du laser YAG. L'amplitude de la modulation est de 5 % et sa durée est de 100 ms. Pour des raisons techniques cette fréquence ne peut dépasser 14 kHz. Le nombre d'atomes est mesuré par temps de vol. Ainsi nous ne pouvons pas déterminer a priori quelle fréquence de résonance nous excitons.

La courbe 5.26 présente deux creux respectivement à ~ 2.5 kHz et à ~ 9 kHz, cette dernière résonance étant environ deux fois plus large que la première. Ces fréquences correspondent donc à 1.2 kHz et 4.5 kHz (si on admet que nous obser-

vons des résonances paramétriques à deux fois la fréquence d'oscillation). Il faut noter que, comme la durée de l'oscillation est la même quelle que soit la fréquence, les basses fréquences sont pénalisées car le nombre de cycle d'excitation est plus faible. il n'est donc pas étonnant que la profondeur du creux soit plus forte à la plus grande fréquence. Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant la résonance élevée peut correspondre à une fréquence d'oscillation transverse du piège. Par contre il semble difficile d'attribuer la première résonance à la fréquence longitudinale.

II.5.6 Comparaison avec la simulation

Nous connaissons l'expression du potentiel auquel sont soumis les atomes. Son exactitude est fortement liée au modèle de réseau de phase et à la valeur de l'amplitude de cette phase. Nous avons également mis de côté toute aberration pouvant survenir sur le trajet des faisceaux diffractés. De plus notre modèle suppose que le faisceau gaussien est centré sur un point de phase maximale sur le réseau. Cette remarque est importante car le col du faisceau YAG est du même ordre de grandeur que la période du réseau. L'intensité relative des différents pics dans l'image est donc fortement influencée par ce fait (le pic central est ainsi deux fois plus intense que ses deux voisins).

Nous avons tracé le potentiel suivant z dans plusieurs cas différents, avec seulement les ordres (0) et (1) ou avec en plus les ordres (1-1) et (2), au point $x = y = 0$ et $x = 0, y = 29 \mu\text{m}$.

Ordres (0), (1), (1-1) et (2) Avec une puissance de 2.5 W et un col de $60 \mu\text{m}$ le pic central a une profondeur de 1.2 mK! Il est clair que nous n'avons jamais observé cela. Le deuxième pic a une profondeur de $\sim 400 \mu\text{K}$ dans ces conditions et encore de $40 \mu\text{K}$ à une puissance de 400 mW (puissance divisée par 6). Les fréquences d'oscillation suivant z et y sont respectivement de $\sim 250 \text{ Hz}$ et $\sim 9 \text{ kHz}$ pour le pic secondaire à 2.5 W.

La fréquence d'oscillation transverse est bien dans le domaine du kHz et l'accord avec la mesure expérimentale est satisfaisant compte-tenu du modèle (pas d'aberrations, géométrie symétrique, modélisation de la phase du réseau matériel). Par contre, comme nous l'avons dit précédemment il est difficile d'attribuer la résonance à 1.2 kHz à la fréquence d'oscillation transverse (250 Hz dans notre simulation).

Ordres (0) et (1) Il existe un piégeage suivant z mais sa profondeur est faible. Avec les paramètres 2.5 W et 60 μm , elle vaut $\sim 100 \mu\text{K}$ pour le pic central et $\sim 40 \mu\text{K}$ pour le deuxième pic. La limite du piégeage (tangente horizontale) se situe à 1 W pour le pic central et 1.5 W pour le pic secondaire.

Expérimentalement nous avons effectivement observé un piégeage à trois dimensions dans cette situation. Le contraste des images et le nombre d'atomes piégés semblent indiquer que le seuil est certainement atteint pour des valeurs plus importantes que celles indiquées par la simulation (limite de détectabilité du signal de temps de vol).

II.5.7 Densité

Avec les données expérimentales on peut estimer la valeur de la densité atomique pic. La seule inconnue est la fréquence d'oscillation suivant z . Compte-tenu du modèle, une valeur minimale semble être 100 Hz ; la taille rms suivant la verticale est alors de 40 μm . Avec une fréquence transverse de 4.5 kHz la taille rms transverse est, elle, de l'ordre de 0.9 μm . La densité pic est ainsi de l'ordre de :

$$\rho_{pic} \sim 2 \cdot 10^{13} \text{at/cm}^3 \quad (5.55)$$

La densité dans l'espace des phases vaut alors :

$$\rho_{phase} = 2 \cdot 10^{13} \times 3 \cdot 10^{-16} \times \frac{1}{2} = 3 \cdot 10^{-3} \quad (5.56)$$

Cette valeur est équivalente au record de densité dans l'espace des phases par des moyens purement optique [26]. Ceci constitue peut être un cas idéal car on a gardé une dégénérescence de 2 (deux états non couplés). Si on prend ce facteur égal à sa valeur maximale 7, la densité dans l'espace des phases vaut encore $\rho_{phase} \sim 9 \cdot 10^{-4}$.

Ces résultats doivent cependant être pris avec prudence, car aucune donnée expérimentale ne permet de connaître avec certitude la valeur de la taille suivant z (seule la comparaison entre le nombre d'atomes par absorption et par temps de vol confirme la petite taille de l'échantillon atomique dans cette direction). D'autre part la valeur mesurée de la taille transverse est limitée par notre résolution et nous avons donc pris la valeur déduite de la mesure de la fréquence d'oscillation. Remettre en cause cette déduction revient à supposer que l'approximation harmonique n'est pas valable. Or la simulation du champ lumineux que nous avons effectuée montre que la taille des puits de potentiel transverse est de l'ordre de 5 μm , valeur très supérieure à 0.9 μm . L'hypothèse harmonique semble donc raisonnable.

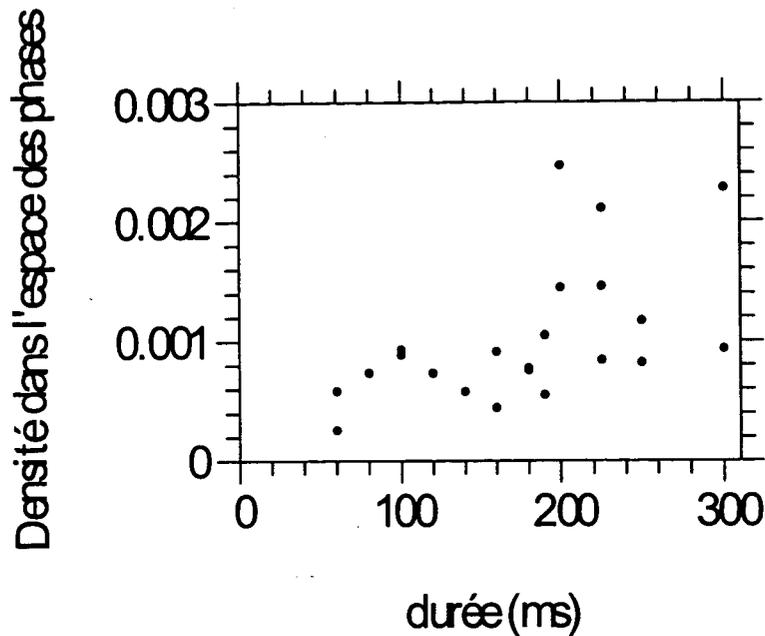


FIG. 5.27: Densité dans l'espace des phases en fonction de la durée de la rampe sur la puissance du faisceau YAG.

II.5.8 Refroidissement évaporatif

Nous avons fait quelques essais de refroidissement évaporatif. Pour cela, après une phase de chargement, les faisceaux de la mélasse grise sont coupés et l'intensité du laser YAG modifiée par le modulateur acousto-optique. A cause de la non-linéarité de ce dernier, une rampe linéaire décroissante sur la puissance rf conduit à une variation parabolique à tangente horizontale de la puissance du faisceau YAG. Nous avons fait varier la durée de cette rampe de 40 à 300 ms. A la fin de la rampe la puissance du faisceau YAG est 3.5 fois plus faible qu'au début. Plus la rampe dure longtemps, plus la température et le nombre d'atomes baissent. La température a diminué d'un facteur ~ 3 et le nombre d'atomes d'un facteur ~ 5 . Ainsi la densité dans l'espace des phases a augmenté d'un facteur $3^3/5 \sim 5.5$ (cf figure 5.27). La densité maximale obtenue reste cependant équivalente à celle donnée au paragraphe précédent ($3 \cdot 10^{-3}$) car cette expérience a été réalisée avec un petit nombre initial d'atomes.

III Atomes piégés dans une figure de tavelures

Dans ce cas l'objet diffractant est un hologramme d'une figure de tavelures. Cette méthode permet d'avoir une figure de tavelures dont le cône de diffraction est petit, donc permet de perdre moins d'intensité par les diaphragmes. Lors de la fabrication de l'hologramme le faisceau qui transporte l'information de la figure de tavelures est diaphragmé. Quand on éclaire l'hologramme, la structure du champ lumineux va donc avoir le même cône de diffraction que le faisceau primaire. Une étude détaillée [100] de la structure de la lumière diffractée lors de sa propagation montre que cette structure est composée de grains répartis aléatoirement dans l'espace. Un grain est une région, de forme très allongée longitudinalement, où la cohérence est préservée. L'objet n'étant pas périodique il n'existe pas non plus d'effet Talbot. La seule modulation de l'intensité suivant l'axe de propagation provient de la longueur finie du grain de speckle. Il n'y aura donc pas a priori de piégeage à trois dimensions efficace dans cette situation.

Expérimentalement on note immédiatement la grande facilité avec laquelle il existe un piégeage transverse. En effet la position du diffuseur matériel a pu être variée considérablement (de plusieurs centimètres) tout en conservant un piégeage efficace. Ceci montre bien que, contrairement au réseau, il n'existe plus ici de position privilégiée, il n'y a plus besoin de faire l'image sur les atomes car comme nous l'avons décrit précédemment la structure lumineuse se comporte comme des tubes longitudinaux dont la distribution transverse est aléatoire.

Un autre aspect important est le caractère désordonné de la figure de tavelures. Notons toutefois que c'est l'intensité de la lumière qui possède ce caractère et, qu'expérimentalement, nous observons l'absorption d'un faisceau sonde par les atomes. L'image que nous en déduisons nous renseigne sur la position (aux effets de diffraction près) des atomes. Les atomes vont en fait effectuer une sélection des puits au profit des plus profonds. Il n'est donc pas évident de trouver les mêmes lois de distribution sur la position, la taille des zones d'absorption que sur la lumière speckle. Comme écrit précédemment, nous sous-évaluerons également les puits ayant une forte fréquence d'oscillation car notre système d'imagerie ne pourra résoudre les petites tailles qui devraient résulter du confinement des atomes dans ces structures.

Expérimentalement il se rajoute un inconvénient supplémentaire : le faisceau du laser YAG a, dans le montage que nous avons utilisé, forcément un col de petite taille (inférieur à $100 \mu\text{m}$). Nous ne pouvons donc explorer qu'une petite zone de

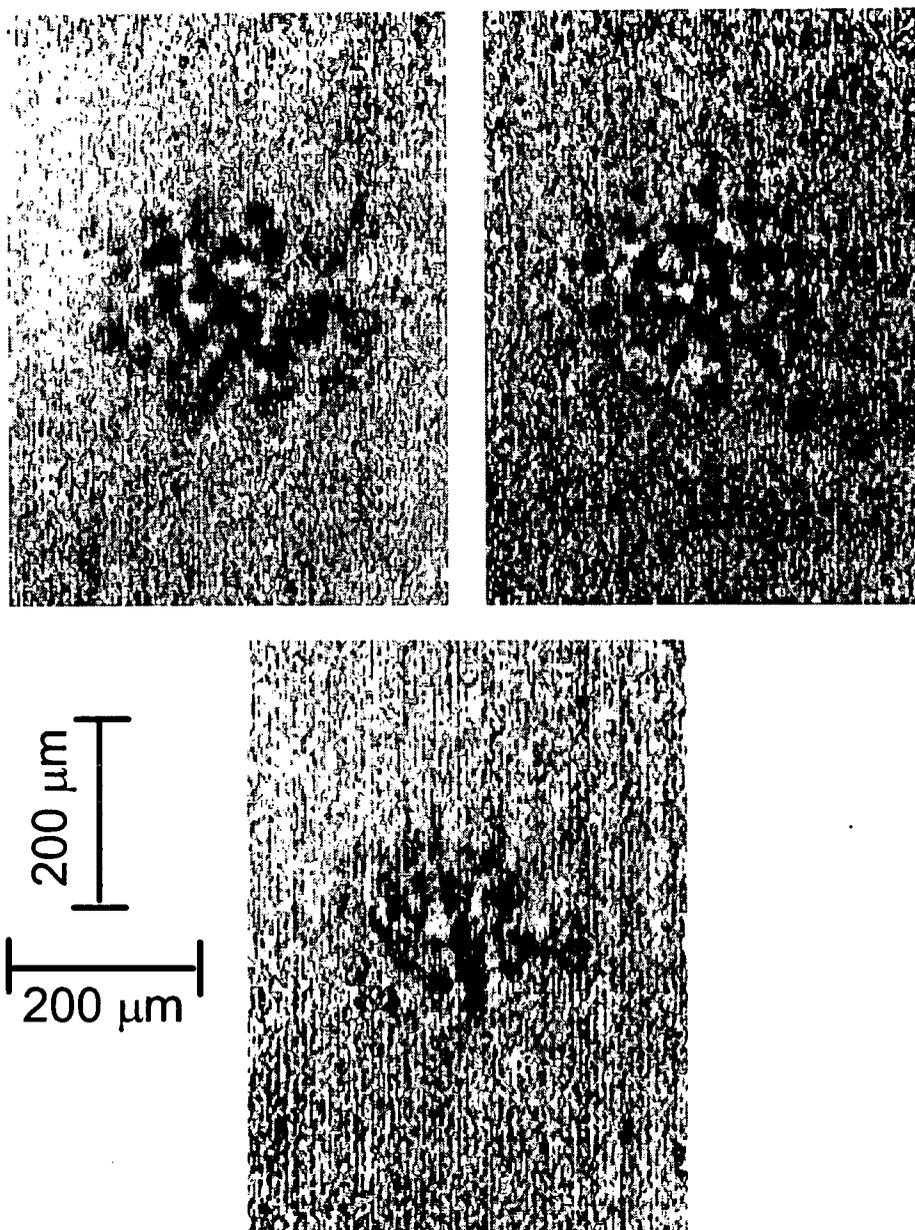


FIG. 5.28: *Images d'atomes piégés dans une figure de tavelures.*

la figure de tavelures, ce qui va conduire comme on le voit sur les images (figure 5.28) à un petit nombre de puits. La seule différence entre ces images vient de

la position du diffuseur par rapport faisceau du laser YAG (nous avons translaté le diffuseur dans son plan). On peut explorer ainsi, petit par petit, la structure complète de cette figure de tavelures.

Conclusion

Dans ce mémoire nous avons décrit des expériences de refroidissement et de piégeage d'atomes de césium dans des structures lumineuses à faible taux de diffusion.

Nous avons montré que le refroidissement d'atomes de césium dans une mélasse grise est performant. Ce refroidissement, à trois dimensions, a permis d'atteindre une température minimale de $1 \mu\text{K}$ ($2.3 v_{rec}$), température trois fois plus faible que dans une mélasse optique traditionnelle. Les atomes sont dans des états faiblement couplés à la lumière, ce qui réduit de près de deux ordres de grandeur le taux d'émission de photons. De plus, ces atomes sont refroidis dans le niveau fondamental $F = 3$ de l'atome de césium. Le taux de collisions inélastiques par échange de spin est donc fortement diminué. Le montage expérimental ne nécessite que l'emploi de deux diodes lasers et est très souple d'utilisation.

Nous avons ensuite combiné la mélasse grise avec un piège dipolaire très faiblement dissipatif créé par un laser YAG :Nd³⁺ (désaccord effectif de $\sim 200 \text{ nm}$). Dans une première étape le piège dipolaire est constitué d'un faisceau gaussien unique focalisé sur le nuage atomique. Nous avons montré l'efficacité du refroidissement dans cette structure notamment par les faibles températures atteintes, par un temps de refroidissement inférieur à 30 ms et par le nombre d'atomes confinés (quelques 10^6). Nous avons également mis en évidence le rôle de la géométrie anisotrope de ce piège ; cela a permis de réduire de deux ordres de grandeur l'influence de la diffusion multiple de photons sur la température. Dans cette situation le confinement transverse du nuage atomique est très fort (taille *rms* mesurée de $6 \mu\text{m}$). L'épaisseur optique dans l'axe du faisceau piégeant est également très importante (elle est estimée à ~ 5000).

Dans une deuxième étape nous avons utilisé ce refroidissement avec des pièges dipolaires de structures spatiales plus complexes. Celles-ci ont été engendrées en faisant l'image d'un objet de phase sur les atomes à l'aide du laser YAG. En par-

ticulier nous avons étudié le refroidissement et le remplissage d'un réseau optique très désaccordé de pas $29 \mu\text{m}$. Ce réseau est tridimensionnel et nous avons montré que le confinement le long de l'axe de propagation du laser YAG est assuré par effet Talbot. Nous avons ainsi pu, pour la première fois, observer directement la localisation des atomes dans un réseau. Ici encore le confinement des atomes est très important et conduit à des densités dans l'espace des phases de l'ordre de $\sim 10^{-3}$, valeur très proche de la plus forte valeur mesurée à ce jour par des méthodes de refroidissement et de piégeage purement optiques.

Les perspectives de ce travail de recherche couvrent plusieurs domaines. Les densités et les densités dans l'espace des phases sont très importantes et montrent qu'avec un système de piégeage bien étudié on pourrait encore augmenter ces valeurs. Dans cette perspective, il faut évidemment étudier plus en détail le rôle des collisions et ainsi savoir si le type de piège dipolaire que nous avons utilisé est suffisamment non dissipatif pour atteindre le régime de dégénérescence quantique. Un autre aspect tire partie de la géométrie allongée du nuage atomique (cas d'un seul faisceau piégeant). L'obtention d'une importante épaisseur optique longitudinalement peut conduire à l'étude d'effets non linéaires, à l'autofocalisation d'un faisceau sonde, au guidage d'atomes... Un autre axe de recherche consiste à poursuivre l'étude du réseau très désaccordé que nous avons mis en évidence. Par exemple, il serait intéressant de créer un réseau de pas plus petit pour augmenter le nombre de sites occupés, augmenter les fréquences d'oscillation. Comme nous sommes capables d'avoir un nuage atomique initiale extrêmement dense, une étude de l'influence entre sites est envisageable.

Annexe A

Etude du refroidissement sur la transition $J_g = 2 \rightarrow J_e = 1$

Dans cette annexe nous allons développer le cas d'un atome soumis à un champ électrique créé par la configuration *lin* \perp *lin* sur la transition $J_g = 2 \rightarrow J_e = 1$.

Valeurs propres et vecteurs propres du déplacement lumineux Dans un premier temps nous allons rechercher les vecteurs propres et les valeurs propres du déplacement lumineux. Soit \mathbf{E} le champ électrique :

$$\mathbf{E} = E_0 e^{ikz} \mathbf{e}_x + E_0 e^{-ikz} \mathbf{e}_y = \sqrt{2} E_0 (\cos(kz) \mathbf{e}_- - i \sin(kz) \mathbf{e}_+) \quad (\text{A.1})$$

avec les conventions habituelles :
$$\begin{cases} \mathbf{e}_- = (\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y) \sqrt{2} \\ \mathbf{e}_+ = -(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y) / \sqrt{2} \end{cases}$$

Les coefficients de Clebsch-Gordan sont tabulés sur la figure A.1. Le Hamiltonien du déplacement lumineux s'écrit (au facteur $\hbar\delta s/2$ près) :

$$(i \sin(kz) \mathbf{d}_-^- + \cos(kz) \mathbf{d}_+^-) \cdot (\cos(kz) \mathbf{d}_-^+ - i \sin(kz) \mathbf{d}_+^+) \quad (\text{A.2})$$

Pour les notations concernant le dipole électrique, l'indice + (resp. -) positionné en haut correspond à la partie ascendante (resp. descendante) du dipole (de l'état fondamental vers l'état excité). L'indice situé en bas se réfère à une transition $m_e - m_f = +1$ pour l'indice + et $m_e - m_f = -1$ pour - (m_e et m_f représentent les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental et de l'état excité).

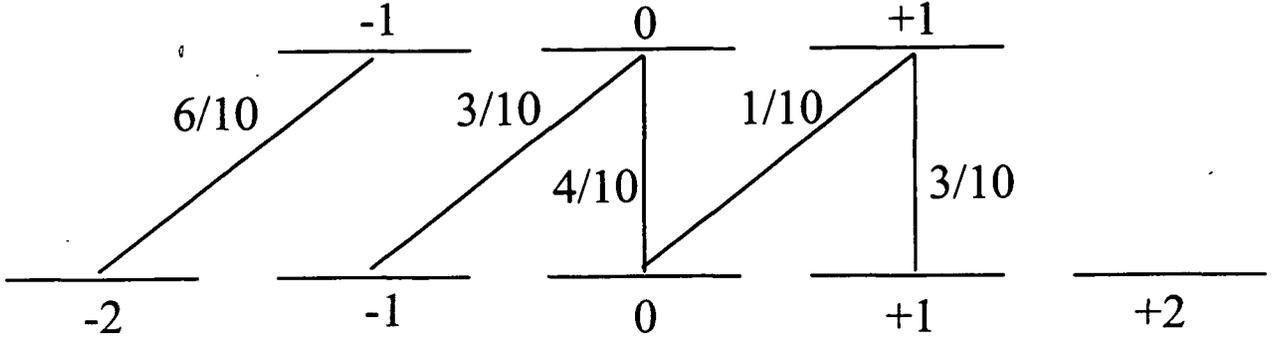


FIG. A.1: Carré des coefficients de Clebsch-Gordan sur la transition $2 \rightarrow 1$ (le coefficient 0-0 est négatif).

Les états propres de ce Hamiltonien sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} |\Psi_{NC}^{(1)}\rangle = \cos(kz)|-1\rangle + i \sin(kz)|+1\rangle \\ |\Psi_2^{(1)}\rangle = i \sin(kz)|-1\rangle + \cos(kz)|+1\rangle \\ |\Psi_{NC}^{(2)}\rangle = \cos^2(kz)|-2\rangle + i\sqrt{\frac{3}{2}} \sin(2kz)|0\rangle - \sin^2(kz)|+2\rangle \\ |\Psi_{\pm}^{(2)}\rangle = i\sqrt{\frac{3}{2}}[\lambda_{\pm} - 6 \cos^2(kz)] \sin(2kz)|-2\rangle + [\lambda_{\pm} - 6 + 3 \sin^2(2kz)] \sin(2kz)|0\rangle \\ \quad - i\sqrt{\frac{3}{2}}[\lambda_{\pm} - 6 \sin^2(kz)] \sin(2kz)|+2\rangle \end{array} \right. \quad (\text{A.3})$$

Les états propres que nous considérerons par la suite sont ces mêmes vecteurs mais normés à un. Les valeurs propres correspondantes sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_{NC}^{(1)} = 0 \\ \lambda_2^{(1)} = 3 \\ \lambda_{NC}^{(2)} = 0 \\ \lambda_{\pm}^{(2)} = \frac{1}{2}(7 \pm \sqrt{1 + 24 \cos^2(2kz)}) \end{array} \right. \quad (\text{A.4})$$

La figure A.2 représente ces niveaux d'énergie en fonction de z pour un désaccord positif.

Couplage motionnel Dans la suite nous nous intéresserons uniquement au sous-groupe labélé (2).

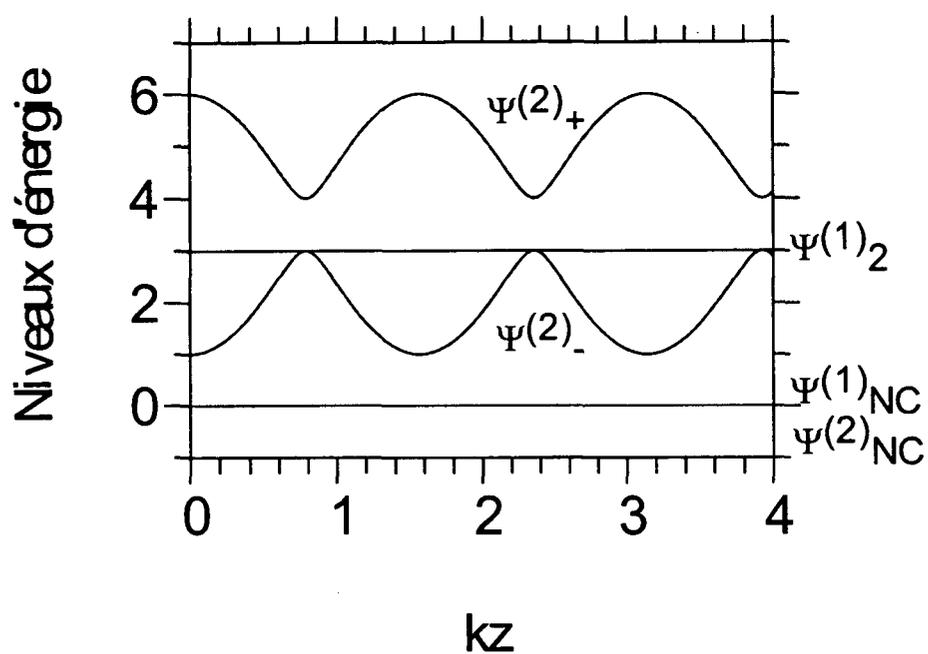


FIG. A.2: Niveaux d'énergie dans la configuration $\text{lin} \perp \text{lin}$ pour un atome sur la transition $1 \rightarrow 2$ et avec un désaccord positif.

Le couplage motionnel $C_{|\Psi_{NC}^{(2)}\rangle \rightarrow |\Psi_{\pm}^{(2)}\rangle}^{(mot)}$ de $|\Psi_{NC}^{(2)}\rangle$ vers $|\Psi_{\pm}^{(2)}\rangle$ vaut :

$$\frac{d}{dx} (\langle \Psi_{NC}^{(2)} | \Psi_{\pm}^{(2)} \rangle) = \frac{i\sqrt{6}k(\lambda_{\pm}^{(2)} - 6) \cos(2kz)}{|\Psi_{NC}^{(2)}| \cdot |\Psi_{\pm}^{(2)}|} \quad (A.5)$$

avec :

$$\begin{cases} |\Psi_{NC}^{(2)}|^2 = 1 + \sin^2(2kz) \\ |\Psi_{\pm}^{(2)}|^2 = (9 \sin^2(2kz) - 5)\lambda_{\pm}^{(2)} + 6[5 - 6 \sin^4(2kz) - \sin^2(2kz)] \end{cases} \quad (A.6)$$

On en déduit donc une largeur radiative de cet état non couplé de la forme :

$$\Gamma'_{|\Psi_{NC}^{(2)}\rangle \rightarrow |\Psi_{\pm}^{(2)}\rangle} = \frac{1}{2} \Gamma'_{|\Psi_{\pm}^{(2)}\rangle} \frac{1}{(\lambda_{\pm}^{(2)})^2} C_{|\Psi_{NC}^{(2)}\rangle \rightarrow |\Psi_{\pm}^{(2)}\rangle}^{(mot)} \quad (A.7)$$

La figure A.3a) représente la variation en fonction de z de ce taux de probabilité non adiabatique.

A priori $|\Psi_{NC}^{(2)}\rangle$ peut être couplé par la vitesse aux autres états propres. En fait ce couplage est nul avec les états indicés (1) ($|\Psi_{NC}^{(2)}\rangle$ et sa dérivée ne possèdent aucune composante sur $|-1\rangle$ et $|+1\rangle$). Le couplage motionnel vers $|\Psi_{+}^{(2)}\rangle$ est lui extrêmement faible (facteur 100).

On remarque sur cette courbe que le couplage motionnel est maximal là où $\lambda_{-}^{(2)}$ est minimale. Cette conjonction provient à la fois du fait que le taux de probabilité est inversement proportionnel au carré de la différence d'énergie entre les deux niveaux et elle vient également du terme de projection de la dérivée de l'état non couplé sur $|\Psi_{-}^{(2)}\rangle$ (il n'est pas a priori évident qu'il en soit ainsi).

Transition radiative La probabilité de transition de $|\Psi_{\pm}^{(2)}\rangle$ vers $|\Psi_{NC}^{(2)}\rangle$ vaut :

$$\sum_{e_{sp.}} |\langle \Psi_{NC}^{(2)} | (\mathbf{d}^- \cdot \mathbf{e}_{sp.}) (\mathbf{d}^+ \cdot \mathbf{e}_{las}) | \Psi_{\pm}^{(2)} \rangle|^2 = \frac{6 \cos^2(2kz) [\lambda_{\pm}^{(2)} - 6 - 6 \sin^2(2kz)]^2}{100 |\Psi_{NC}^{(2)}|^2 |\Psi_{\pm}^{(2)}|^2} \quad (A.8)$$

La figure A.3b) montre l'évolution de cette probabilité de transition en fonction de la position z . Cette courbe montre que l'optimum de ce taux coïncide avec celui de $\lambda_{-}^{(2)}$. Le transfert de l'état couplé vers l'état non couplé s'effectue donc préférentiellement au sommet de la colline de potentiel de $|\Psi_{-}^{(2)}\rangle$.

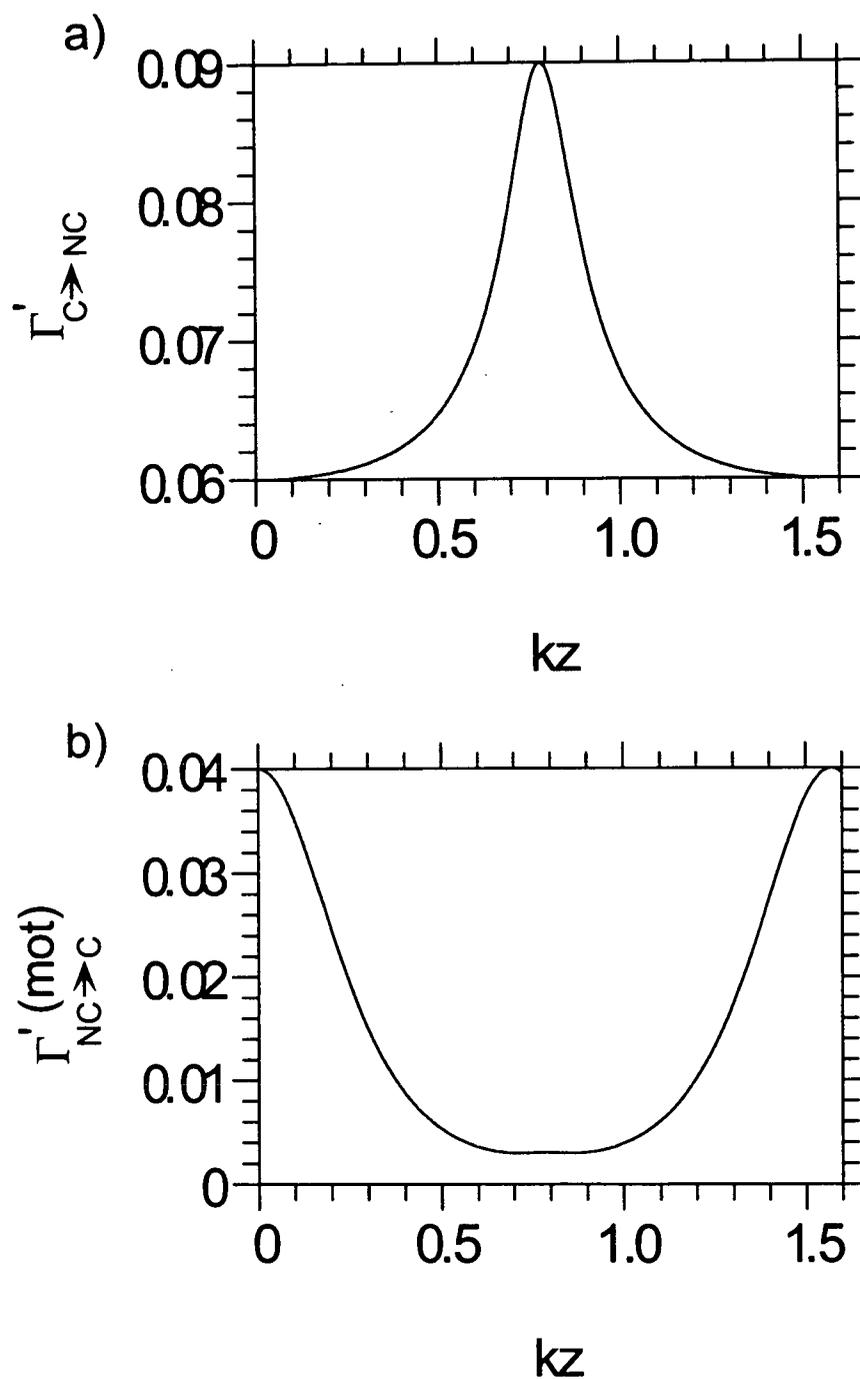


FIG. A.3: a) Taux de transition motionnel de $|\Psi_{NC}^{(2)}\rangle$ vers $|\Psi_{-}^{(2)}\rangle$. b) Taux de transition de $|\Psi_{-}^{(2)}\rangle$ vers $|\Psi_{NC}^{(2)}\rangle$.

Annexe B

Oscillation dans un piège

Le but de cette annexe est de déterminer l'évolution temporelle d'un nuage d'atomes—initialement à l'équilibre thermodynamique dans un puits de potentiel caractérisé par sa fréquence d'oscillation ω_0 —après la suppression pendant un temps τ dudit puits. Quand le puits est de nouveau présent, il est caractérisé par la fréquence ω_1 .

Considérons tout d'abord un atome défini par sa position verticale z_0 et sa vitesse verticale v_0 à l'instant $t = 0$. Cet atome est confiné dans un piège que l'on coupe à $t = 0$ pendant un temps τ . Soient $z_1(0)$ et $v_1(0)$ les nouvelles coordonnées de l'atome à $t = \tau$. Celles-ci peuvent être déduites des précédentes par :

$$\begin{cases} v_1(0) = g\tau + v_0 \\ z_1(0) = \frac{1}{2}g\tau^2 + v_0\tau + z_0 \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

Le nuage étant initialement à l'équilibre on peut écrire ($\langle \rangle$: moyenne sur les atomes) :

- z_0 et v_0 sont des variables indépendantes
- $\langle z_0 \rangle = 0$
- $\langle v_0 \rangle = 0$
- $\langle z_0^2 \rangle = Z_0^2$
- $\langle v_0^2 \rangle = V_0^2 = \omega_0^2 Z_0^2$

On cherche alors à connaître $\langle z_1(t) \rangle$, $\langle v_1(t) \rangle$, $\langle z_1^2(t) \rangle$ et $\langle v_1^2(t) \rangle$. On va de plus supposer que les atomes restent dans le régime harmonique du piège (caractérisé par la pulsation ω_0 avant la coupure et ω_1 après la reprise du piège). Nous avons alors :

$$\begin{cases} z_1(t) = Z_1 \sin(\omega_1 t + \phi_1) \\ v_1(t) = Z_1 \omega \cos(\omega_1 t + \phi_1) \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

D'où en développant les équations précédentes et en reportant les expressions de $z_1(0)$ et $v_1(0)$:

$$\begin{cases} z_1(t) = \frac{g\tau + v_0}{\omega} \sin(\omega_1 t) + (\frac{1}{2}g\tau^2 + v_0\tau + z_0) \cos(\omega_1 t) \\ v_1(t) = (g\tau + v_0) \cos(\omega_1 t) - \omega_1(\frac{1}{2}g\tau^2 + v_0\tau + z_0) \sin(\omega_1 t) \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

Avec les hypothèses précédentes il vient :

$$\begin{cases} \langle z_1(t) \rangle = \frac{1}{2}g\tau^2[\cos(\omega_1 t) + \frac{2}{\omega_1\tau} \sin(\omega_1 t)] \\ \langle v_1(t) \rangle = \frac{1}{2}\omega_1 g\tau^2[-\sin(\omega_1 t) + \frac{2}{\omega_1\tau} \cos(\omega_1 t)] \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

Ces deux dernières relations peuvent se réécrire sous la forme (cf. figure B.1) :

$$\begin{cases} \langle z_1(t) \rangle = A_z \sin(\omega_1 t + \psi) \\ \langle v_1(t) \rangle = A_z \omega_1 \cos(\omega_1 t + \psi) \\ \text{avec :} \\ A_z = \frac{1}{2}g\tau^2 \sqrt{1 + (\frac{2}{\omega_1\tau})^2} \\ \tan(\psi) = \frac{\omega_1\tau}{2} \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

La figure B.1 représente l'amplitude et la phase de l'oscillation en position en fonction du temps de coupure τ pour différentes valeurs de ω_1 . On remarque que le déphasage est important même pour des temps courts alors que l'amplitude reste elle faible. Par exemple, pour un temps de coupure de 1 ms et une fréquence de 300 Hz, l'amplitude en position est de 7 μm , celle en vitesse de 1.3 cm/s et le déphasage vaut 43°. On trouve de même pour $\langle z_1^2(t) \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle z_1^2(t) \rangle = & [(\frac{1}{2}g\tau^2)^2 + (\tau V_0)^2 + Z_0^2] \cos^2(\omega_1 t) + \frac{(g\tau)^2 + V_0^2}{\omega_1^2} \sin^2(\omega_1 t) \\ & + \frac{\tau}{2\omega_1} [\frac{1}{2}(g\tau)^2 + V_0^2] \sin(2\omega_1 t) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

D'où :

$$\langle z_1^2(t) \rangle - \langle z_1(t) \rangle^2 = Z_0^2 \left\{ \cos^2(\omega_1 t) + [\tau\omega_0 \cos(\omega_1 t) + \frac{\omega_0}{\omega_1} \sin(\omega_1 t)]^2 \right\} \quad (\text{B.7})$$

Un calcul analogue sur la vitesse donne :

$$\langle v_1^2(t) \rangle - \langle v_1(t) \rangle^2 = V_0^2 \left\{ [\cos(\omega_1 t) - \tau\omega_1 \sin(\omega_1 t)]^2 + (\frac{\omega_1}{\omega_0})^2 \sin^2(\omega_1 t) \right\} \quad (\text{B.8})$$

Sur une direction différente de la verticale il suffit de remplacer g par 0.

D'où :

$$\begin{cases} \langle x_1(t) \rangle = \langle y_1(t) \rangle = 0 \\ \langle \dot{x}_1(t) \rangle = \langle \dot{y}_1(t) \rangle = 0 \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

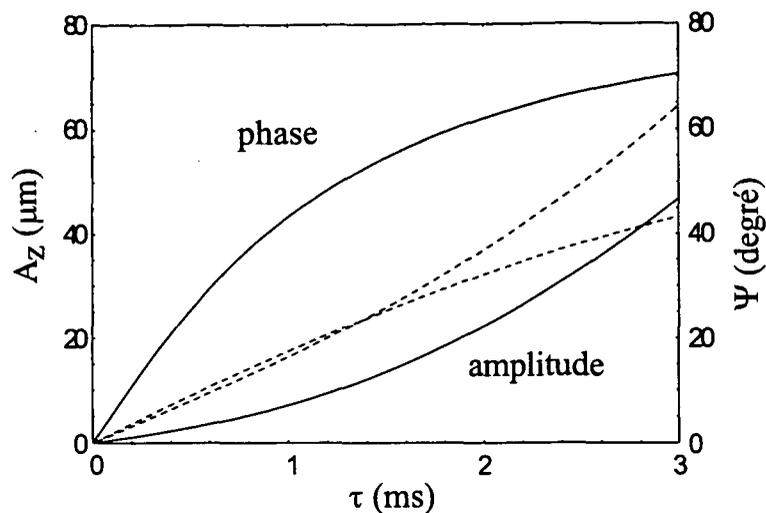


FIG. B.1: Amplitude et phase de l'oscillation en vitesse en fonction de la durée τ pour différentes valeurs de la fréquence $\omega_1/(2\pi) = 100$ Hz (pointillé) et 300 Hz (trait plein).

Et :

$$\begin{cases} \langle z_1^2(t) \rangle - \langle z_1(t) \rangle^2 = \langle x_1^2(t) \rangle - \langle x_1(t) \rangle^2 = \langle y_1^2(t) \rangle - \langle y_1(t) \rangle^2 \\ \langle \dot{z}_1^2(t) \rangle - \langle \dot{z}_1(t) \rangle^2 = \langle \dot{x}_1^2(t) \rangle - \langle \dot{x}_1(t) \rangle^2 = \langle \dot{y}_1^2(t) \rangle - \langle \dot{y}_1(t) \rangle^2 \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

Annexe C

*Three-dimensional laser cooling of cesium atoms in a four-beam
gray optical lattices*

D. Boiron, C. Triché, D.R. Meacher, S. Guibal, P. Verkerk, G.
Grynberg

Physical Review A **52**, R3425 (1995)

Three-dimensional cooling of cesium atoms in four-beam gray optical molasses

D. Boiron, C. Triché, D. R. Meacher,* P. Verkerk, and G. Grynberg
*Laboratoire Kastler Brossel, Département de Physique de l'École Normale Supérieure,
 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France[†]*

(Received 28 July 1995)

We report the observation of three-dimensional cooling of cesium atoms using a four-beam optical molasses tuned to the blue side of the $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ hyperfine component of the $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ transition. The cooling mechanism is a Sisyphus effect involving atomic states that are nearly uncoupled from the light field. Starting from a magneto-optical trap at $70 \mu\text{K}$, the cooling time was on the order of 1 ms with almost 100% capture efficiency and temperature smaller than $5 \mu\text{K}$ measured. We also present a probe transmission spectrum showing that almost all the atoms are found in the nearly dark states.

PACS number(s): 32.80.Pj

One of the major problems in laser cooling is how to find methods to increase the density of atoms in phase space. The usual starting point of all experiments is the usual magneto-optical trap (MOT) [1]. For example, using cesium atoms, a MOT provides atoms at temperatures of the order of $50 \mu\text{K}$ with density on the order of $10^{11} - 10^{12} \text{ atoms cm}^{-3}$ [2]. Generally, a molasses phase on the same transition as the one used for the MOT [$6S_{1/2}(F_g = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F_e = 5)$ in the case of cesium] is employed to decrease the temperature. Indeed, temperatures as low as $2.5 \mu\text{K}$ were achieved by this method [3] at the expense of a reduced density in real space. In fact, photon-exchange and resonant dipole-dipole interactions between atoms cause limitations to atomic temperature and density [4]. A very clever method, the "dark spot," was recently proposed by Ketterle and co-workers [5] to overcome this limitation. This method makes use of a hole in the repumping light that usually brings back the atoms from the $F_g = 3$ ground-state hyperfine sublevel to the $F_e = 4$ hyperfine sublevel. As a result, atoms at the center of the MOT can accumulate in the $F_g = 3$ sublevel, leading to density higher than 10^{12} cm^{-3} with 10^{10} atoms and with temperature on the order of $100 \mu\text{K}$ (these figures were achieved with sodium atoms). We present here another method that makes use of the dark states (also called uncoupled states) that exist on any $F \rightarrow F$ or $F \rightarrow F - 1$ transition [6]. Once an atom is captured in such an uncoupled state, it almost does not interact with light, and this considerably reduces the atom-atom interaction. However, polarization gradient cooling occurs in these gray molasses only on the blue frequency side of the resonance [7]. Contrary to the usual case of "bright" molasses, which operate on the red side of the atomic resonance and give rise to Doppler and polarization gradient cooling mechanisms, these new molasses correspond to a situation of Doppler heating and polarization gradient cooling. Even if one-dimensional (1D) transverse cooling of an atomic beam has been observed on an $F \rightarrow F - 1$ transition [8], the extension to the three-dimensional case is not obvious, particularly

with respect to the final temperature and the efficiency of the capture rate. We present here the results of an experiment performed on the $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ component of the $D2$ transition of atomic cesium. We show that the cooling can be very efficient, and report temperatures as low as $(5 \pm 2) \mu\text{K}$. The cooling time is very short, its value being typically on the order of 1 ms, starting from atoms having an average temperature of $70 \mu\text{K}$ in the MOT. The capture rate is also excellent and under optimum conditions all the atoms of the MOT are captured by the gray molasses. We also show and explain the form of probe transmission spectra obtained in these molasses that shows that almost all the atoms are stacked in the uncoupled state that is associated with a flat optical potential. Contrary to the gray lattices [7,9], there is no localization of the atoms inside micrometer-size potential wells here.

We describe first the principle of the cooling mechanism for a transition for which there is a nearly dark state. We consider initially the one-dimensional case of an atom with a ground-state angular momentum $F_g > 1$ interacting with two counterpropagating laser beams that give rise to a light field appropriate for polarization gradient cooling, such as the well known $\text{lin} \perp \text{lin}$ configuration, where the two beams have linear orthogonal polarizations [10]. We assume that the frequency of the light is tuned to the blue side of an $F \rightarrow F$ or $F \rightarrow F - 1$ resonance. In this case, there are one or two uncoupled states for which the corresponding optical potentials are independent of position and into which the atoms are optically pumped. However, motional coupling can cause the transfer of atomic population from an uncoupled to a coupled state. Because this coupling is most effective when the energy difference between the states involved is a minimum and because the coupled state has a space-dependent light shift (Fig. 1), a Sisyphus cooling mechanism can result, as has been described in [7,11]. The resulting cold molasses emits little fluorescence, hence the designation "gray or nearly dark molasses."

The generalization of the 1D configuration to three spatial dimensions can be performed by dividing the two beams of the 1D case into pairs of beams propagating in orthogonal planes [12,13]. In the present experiment we employ two different extensions of the $\text{lin} \perp \text{lin}$ configuration. In the first, denoted \perp in the following, the two beams propagating

*Present address: Clarendon Laboratory, Parks Road, Oxford OX1 3PU, England.

[†]Laboratoire de l'École Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie associé au CNRS.

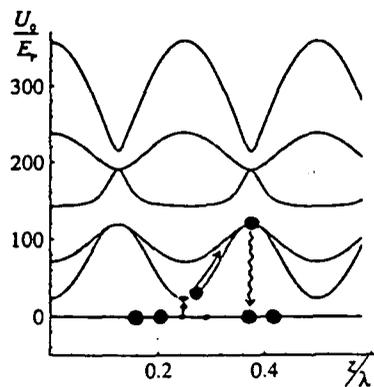


FIG. 1. Light shift potential energies for a 1D lin \perp lin configuration. The energy is plotted in units of the recoil energy $h^2/2m\lambda^2$ as a function of z/λ . The laser beams are tuned to the high-frequency side of an $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ transition. The two levels lowest in energy correspond to the nearly dark states and their light shifts are zero. The dots represent the atomic population of these levels. Atoms can be transferred to coupled levels with higher energies, by the motional coupling. Then they climb the potential hill before being optically pumped at the summit to an uncoupled state.

in the xOz plane are polarized along the Oy direction, whereas those propagating in the yOz plane are polarized along Ox . In the second case, denoted \parallel , each pair of beams has its polarization vectors in the plane of propagation (defined by the two wave vectors). These two configurations, studied in Secs. III B 1 and III B 2 of [13], give rise to a polarization gradient identical to the one obtained in the 1D case along lines parallel to Oz , but exhibit significant differences. In the \perp configuration the light polarization is always perpendicular to Oz and therefore contains only σ^+ and σ^- photons. On the other hand, π photons are also present in the \parallel configuration. Furthermore, there are lines parallel to Oz on which the electric field vanishes in the \perp case, whereas there is π polarized light in the \parallel case. π photons appear in the latter case also on the diagonal lines in the xOz plane on which the light has constant circular polarization in the \perp configuration.

In the experiment, carried out on atomic cesium, the molasses beams are tuned to the blue side of the $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ hyperfine component of the $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ transition. Note that the splitting between the $F_e = 3$ and $F_e = 2$ levels is 150 MHz. The blue detunings used in the experiment are in the range 10–40 MHz and remain small compared to the hyperfine splitting. However, a few atoms are pumped into the $F_g = 4$ hyperfine sublevel. To avoid this optical pumping, an additional beam of intensity 0.4 mW/cm^2 , nearly resonant with the $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$ transition, is mixed with each of the molasses beams. The angles between the pairs of molasses beams are given by $2\theta_x = 40^\circ$ and $2\theta_y = 50^\circ$. The kinetic temperature of atoms along the Ox direction is measured using a time-of-flight method: two sheets of light, resonant respectively for the $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ and $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ transitions, cross each other 3 cm below the location of the molasses. The source of cold atoms is a magneto-optical trap, which produces atoms at a kinetic temperature of typically $70 \mu\text{K}$. To load the gray molasses, the MOT magnetic and light fields are switched off and the four

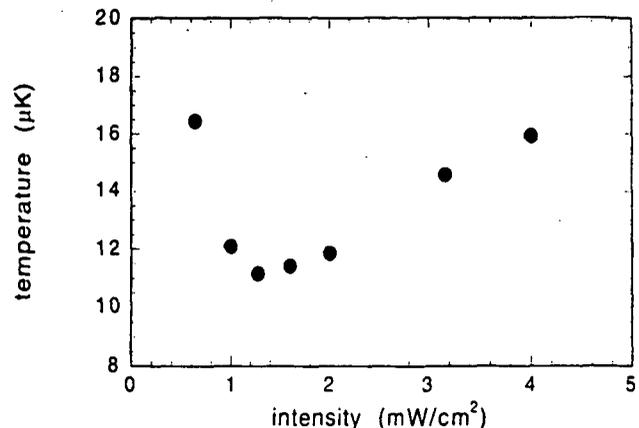


FIG. 2. Variation of the temperature of the atoms with the intensity of the gray molasses beams. The detuning from resonance is $\Delta = 3\Gamma$. This figure was obtained for the \perp configuration but that for the \parallel configuration is similar.

molasses beams are simultaneously switched on. They remain illuminated for a time τ , after which they are extinguished and the temperature of the remaining atoms measured. The cooling in the gray molasses appears to be very efficient since a molasses phase of duration 1 ms suffices to decrease the temperature from $70 \mu\text{K}$ to one on the order of $10 \mu\text{K}$. After this abrupt decrease the temperature remains practically constant. A typical variation of the final temperature of the atoms with the intensity of the gray molasses beams is shown in Fig. 2.

Using a molasses beam intensity of 1.5 mW/cm^2 per beam and a detuning of 5Γ , temperatures as low as $(5 \pm 2) \mu\text{K}$ were measured in these gray molasses after elimination of stray magnetic fields. We believe that this temperature is not a limit but is mainly due to experimental imperfections [14]. No systematic difference was found between the \perp and \parallel configurations. The time-of-flight signal was also used to give a measure of the number of atoms in the molasses and the proportion of atoms in each hyperfine sublevel. First, the

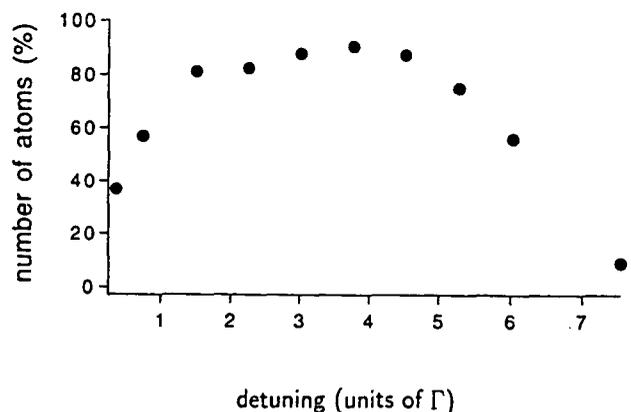


FIG. 3. Variation of the number of atoms captured from the MOT in the gray molasses with the detuning from resonance Δ ($\Delta = \omega - \omega_0$). The molasses beam intensity was $I = 2 \text{ mW/cm}^2$ per beam. For this recording the maximum capture efficiency is 90%. This figure was obtained for the \perp configuration but that for the \parallel configuration is similar.

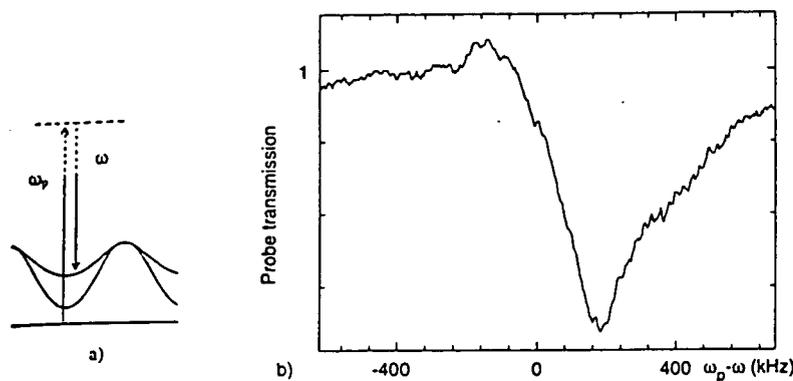


FIG. 4. (a) Scheme of the stimulated Raman process with absorption of a photon from the probe. (b) Transmission spectrum of a probe linearly polarized along Ox of intensity 0.2 mW/cm^2 with $\Delta = 5\Gamma$; the molasses intensity is $I = 2 \text{ mW/cm}^2$ per beam. The spectrum exhibits a broad resonance in absorption due to transitions from an uncoupled to a coupled state. The position 1 on the vertical axis corresponds to 100% transmission. The maximum absorption is on the order of 5%. This spectrum was obtained for the \perp configuration but that for the \parallel configuration is similar.

lifetime of the molasses, on the order of 500 ms, was similar to those observed in bright molasses and lattices under the same conditions [12] and was probably limited by collisions with the background gas. Second, from the comparison of the areas of the time-of-flight signals obtained by releasing atoms from the molasses or directly from the MOT, it was deduced that the number of atoms in each was similar. This demonstrates the excellent capture efficiency of the gray molasses for atoms having kinetic temperatures of less than $100 \mu\text{K}$. A more detailed study (see Fig. 3) showed that the capture efficiency was maximum for a detuning from resonance of the molasses waves, $\Delta = 4\Gamma$ ($\Delta = \omega - \omega_0$, where ω_0 is the resonance frequency, ω the frequency of the molasses beams, and Γ the natural width of the $6P_{3/2}$ state). For $\Delta = 8\Gamma$ the proportion of captured atoms had decreased by a factor of 10. When the molasses field was tuned to the red side of the resonance where one has Doppler cooling and Sisyphus heating, there was no evidence for the formation of a molasses. In the absence of the MOT, we also observed no evidence of the direct formation of a molasses. By switching off the $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ repumping light mixed with the time-of-flight probe beam, we were able to obtain an estimate of the relative populations of the $F_g = 3$ and $F_g = 4$ hyperfine sublevels. Surprisingly it was found that the two populations were similar and that the temperatures of the two classes of atoms were approximately equal. This observation might be associated with the existence of another uncoupled state of the $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$ transition which prevents atoms falling in this state from being rapidly pumped to the $F_g = 3$ sublevel. Finally, we want to emphasize that, contrary to what is found with bright molasses, the fluorescence from the gray molasses is so weak that its direct observation on a charge-coupled-device camera was not possible. We have not made a quantitative estimate of the reduction factor, but its value is at least 100. As a consequence, the adjustment of the molasses beams was made by an indirect (and destructive) method, i.e., by optimizing the time-of-flight signal.

We now describe the transmission spectrum that is obtained for a weak probe beam that traverses the trapped atoms in the Oz direction when its frequency ω_p is tuned around that, ω , of the molasses waves. This spectrum, which is shown in Fig. 4(b), consists predominantly of a resonance in absorption for the probe, the form of which we now explain. In general, Raman processes are possible, which scat-

ter a photon from the molasses to the probe fields or vice versa. However, because most of the atoms are in an uncoupled state, $|\Psi_{NC}\rangle$, and because $\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_m |\Psi_{NC}\rangle = 0$ (where \mathbf{d} is the electric dipole moment and \mathbf{E}_m is the electric field associated with the molasses waves), it is not possible to leave an uncoupled state by absorbing a photon from the molasses beams. As a result the dominant processes are transitions from an uncoupled to a coupled state by the *absorption* of a *probe* photon and the stimulated emission of a photon into the molasses field [Fig. 4(a)]. The corresponding resonances then occur at a frequency detuning $\omega_p - \omega$ equal to the difference in light shifts of the levels involved, and their widths are of the order of the optical pumping rates of the coupled states. For this reason the resonance of Fig. 4(b) is relatively broad. From the relative magnitudes of the absorptive part of the spectrum of Fig. 4(b) and the part corresponding to probe gain, one can estimate the proportion of atoms in the uncoupled states. As is clear from Fig. 4(b), the fraction of atoms in a nearly dark level in the steady state is at least 0.9. In all the experiments described above no significant differences were found between the \perp and \parallel configurations.

In conclusion, we have observed the 3D cooling of atoms in a gray optical molasses and showed that this cooling is more efficient than that found in conventional bright molasses. The two three-dimensional configurations investigated yielded no significant differences in spite of the fact that the patterns of the polarization gradients are quite different. All the results obtained so far confirmed the naive picture of a gray molasses as an ensemble of weakly interacting atoms at low temperature. The excellent cooling efficiency and the very good capture rates are clearly demonstrated in our experimental work. We thus believe that these gray molasses can be quite useful in many experiments where one needs both low temperatures and high density. Because the present density is limited by the MOT density it might be quite interesting to see if the density in real space can be increased without modification of the temperature in the presence of an additional dipole trap [15].

We should like to express our thanks to S. Guibal for his assistance. This work was supported in part by NEDO (Japan) and the EU. D.R.M. is grateful to EPSRC (UK) for support.

- [1] E. Raab *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [2] M. Drewsen *et al.*, *Appl. Phys. B* **59**, 283 (1994).
- [3] C. Salomon *et al.*, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990).
- [4] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990); C. J. Cooper *et al.*, *Europhys. Lett.* **28**, 397 (1994).
- [5] W. Ketterle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2253 (1993); K. B. Davis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995).
- [6] G. Alzetta *et al.*, *Nuovo Cimento B* **36**, 5 (1976).
- [7] G. Grynberg and J.-Y. Courtois, *Europhys. Lett.* **27**, 41 (1994).
- [8] C. Valentin *et al.*, *Europhys. Lett.* **17**, 133 (1992); R. Gupta *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 537 (1994).
- [9] A. Hemmerich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 37 (1995).
- [10] C. Cohen-Tannoudji, in *Fundamental Systems in Quantum Optics*, Les Houches, Session LIII, 1990, edited by J. Dalibard, J. M. Raimond, and J. Zinn Justin (North-Holland, Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1992).
- [11] M. S. Shahriar *et al.*, *Phys. Rev. A* **48**, 4035 (1993).
- [12] P. Verkerk *et al.*, *Europhys. Lett.* **26**, 171 (1994); D. R. Meacher *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1958 (1995).
- [13] K. I. Petsas, A. B. Coates, and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **50**, 5173 (1994).
- [14] By extending our method to the case of a six-beam molasses and by carefully eliminating all stray magnetic fields, two groups, one at the ENS (D. Boiron, A. Michaud, and C. Salomon) and another one at LPTF (A. Clairon and co-workers) have recently obtained temperatures smaller than 1.5 μK (unpublished).
- [15] S. Chu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 (1986).

Annexe D

Cesium atoms in grey optical lattices. Study of temperature and capture efficiency

C. Triché, D. Boiron, S. Guibal, D.R. Meacher, P. Verkerk, G. Grynberg

Optics Communication **26**, 55 (1996)



ELSEVIER

1 May 1996

OPTICS
COMMUNICATIONS

Optics Communications 126 (1996) 49–54

Cesium atoms in grey optical lattices. Study of temperature and capture efficiency

C. Triché, D. Boiron, S. Guibal, D.R. Meacher¹, P. Verkerk, G. Grynberg*Laboratoire Kastler-Brossel, Département de Physique de l'École Normale Supérieure.**24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France²*

Received 1 August 1995; revised version received 15 December 1995; accepted 19 December 1995

Abstract

We study the three dimensional cooling of cesium atoms using a four-beam optical lattice induced by a magnetic field. The lattice beams are tuned to the blue side of the $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ hyperfine component of the $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ transition. The atomic kinetic temperature and capture efficiency are measured as a function of the magnetic field. It is shown that optimum cooling and capture efficiency are obtained when the Zeeman splitting is either much smaller or much larger than the light-shift.

PACS: 32.80.P

The possibility of cooling and trapping atoms in a three-dimensional (3D) optical lattice [1–3] has been a major success in the field of laser cooling. Even if the optical lattices realized to date are sparsely populated, a fascinating goal is to increase the density in order to achieve an ultra-cold quantum system. However, such a regime appears very difficult to attain with lattices reported to date which operate on a transition connecting a ground state with angular momentum F_g to an excited state of angular momentum $F_e = F_g + 1$. The reason is that atoms are bound near points where their interaction with the light field is maximum and, as a result, scatter many photons. This is the origin of the name “bright” lattices sometimes applied to these systems. One possibility to avoid this scatter-

ing is to employ a “grey” molasses or a “grey” lattice, as proposed in Ref. [4]. These exploit the existence of dark states (also known as uncoupled states) to trap atoms in states which interact minimally with the cooling light field. They operate on a $F \rightarrow F$ or $F \rightarrow F - 1$ transition, for which there are respectively one or two dark states [5]. Because these dark states have no light-shifts, the corresponding optical potentials are flat and the atoms scatter few photons, hence the name “grey” molasses given to this system. In a preceding paper [6] we have studied experimentally a 3D four-beam grey molasses operating on the $6S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 6P_{3/2}(F_e = 2)$ transition of atomic cesium and shown the occurrence of low temperature (5–10 μK) and excellent capture efficiency. As shown in Ref. [4], the optical potential becomes spatially modulated in the presence of a longitudinal static magnetic field, hence the name “grey” lattices. It may be noticed that the effect of a magnetic field was

¹ Present address: Clarendon Laboratory, Parks Road, Oxford OX1 3PU, UK.

² Laboratoire de l'École Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associé au CNRS.

already studied in the case of bright optical lattices [7]. It was shown that the modification of the depths of the potential wells and the subsequent transfer of atoms between potential wells leads to a paramagnetic behaviour. However, the effect of the magnetic field on the grey lattice is expected to be completely different because one starts with a flat potential in zero magnetic field. It is the aim of this paper to present the first experimental study of the temperature, capture rate and magnetization of atoms in a 3D grey optical lattice as a function of a static longitudinal magnetic field. The experimental setup is thus identical to the one used in our preceding experiment [6] but for the addition of the magnetic field. Whereas results on temperature are relatively precise because they are done with a time-of-flight method, the results on magnetization are less accurate because our detection method (i.e. probe transmission) is only efficient at high magnetic fields due to selection rules originating from the properties of the uncoupled states. Our experimental results are compared with a 1D theoretical model [8] and show a very good qualitative agreement.

The experiment is carried out with a four-beam optical lattice loaded with cesium atoms from a magneto-optical trap, identical to the one described in Refs. [7,9]. This configuration corresponds to the usual simple 3D generalization of the well known 1D *lin* \perp *lin* configuration. It consists of two y-polarized beams propagating in the xOz plane each at an angle θ_x to the symmetry axis (Oz) and two x-polarized beams propagating in the yOz plane each at an angle θ_y to (Oz). The lattice beams are tuned to the blue side of the $F_g = 3 \rightarrow F_c = 2$ hyperfine component of the $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ transition. A static magnetic field B_0 is applied along (Oz). Apart from the difference in transition ($F_g = 3 \rightarrow F_c = 2$ instead of $F_g = 4 \rightarrow F_c = 5$), the scheme of the experiment is thus identical to the one used previously in the case of bright lattices [7]. For this previous experiment, it was shown that the 3D experiment can be accurately described by a 1D model. It is the same type of approach that we will develop here. The 1D theory for grey lattices [4] uses the band model introduced in Ref. [10]. The extension of this theoretical treatment to the calculation of the temperature and the magnetization of any grey lattice is presented elsewhere [8]. We just aim here at presenting the results that will be useful in the interpretation of the experimental results. Actually, we

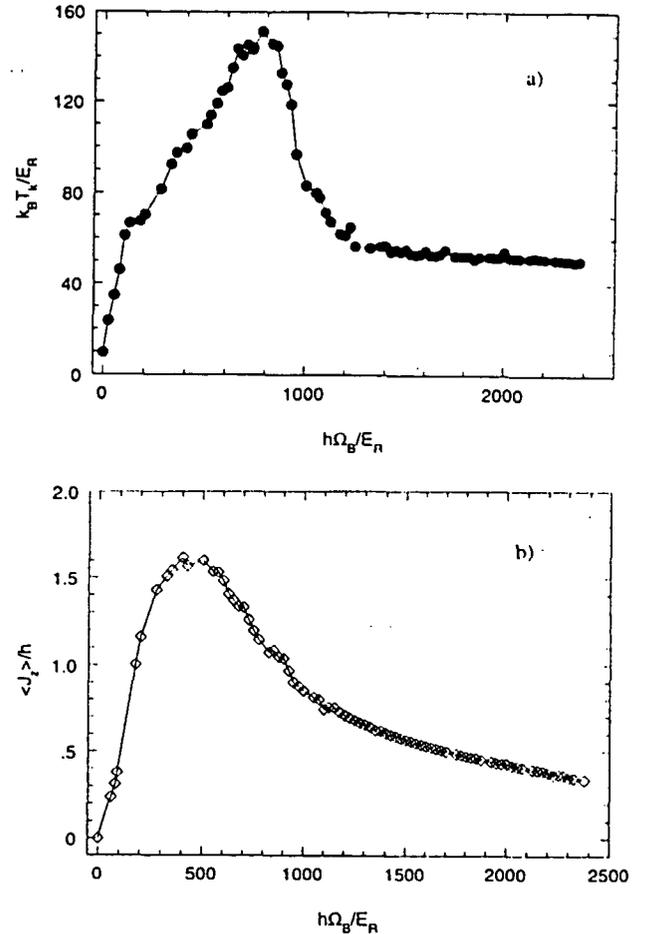


Fig. 1. Theoretical variation of the temperature (a) and of the magnetization (b) with a static, longitudinal magnetic field B_0 in a 1D model. The calculation using the band model is performed on the $F_g = 3 \rightarrow F_c = 2$ transition used in the experiment. The unit is the recoil energy E_r and $\hbar\Omega_B$ is the Zeeman splitting between the sublevels $m_j = -3$ and $m_j = +3$ in the presence of B_0 only.

show in Fig. 1a and 1b, the theoretical variation of the atomic temperature and magnetization as a function of the magnetic field B_0 for a $F_g = 3 \rightarrow F_c = 2$ transition. It can be seen that the temperature and the magnetization increase at low magnetic field, reach a maximum for a Zeeman shift between the ground state sublevels on the order of a typical light-shift $\hbar\Delta'$ of the ground state sublevels, then decrease at high magnetic field. In this domain, the temperature reaches an asymptotic value (which, for large intensity, is a linear function of the beam intensity) whereas the magnetization exhibits a very slow decrease towards zero.

One should note however that the transition from 1D to 3D is less obvious in the case of grey lattices than in

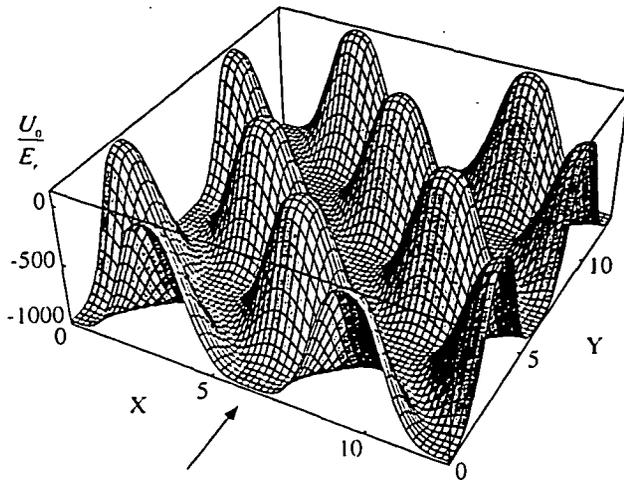


Fig. 2. Variation in the plane $z = 0$ of the energy of the lowest potential surface for a $F_g = 2 \rightarrow F_c = 1$ transition. The energy is plotted in units of the recoil energy versus $X = 2\pi x \sin \theta_x / \lambda$ and $Y = 2\pi y \sin \theta_y / \lambda$. The magnetic field is a factor of two larger than that which gives the maximum steady-state temperature. A similar form of the lowest potential is expected for a $F_g = 3 \rightarrow F_c = 2$ transition. Note that attractive lines replace the potential minima of the 1D optical potential. A 1D optical potential similar to the one studied in previous theoretical papers is found at the section of this potential surface by the plane $y = 0$. The minimum of such a 1D potential well is shown by an arrow and its position on the attractive lines of the higher dimension surface appears clearly on the figure. The eigenstates on the attractive lines are pure Zeeman substates. It may also be noticed that the shape of the lowest potential surface is very similar to those found in the antidot lattices recently studied in solid-state physics [15].

the case of bright lattices. In the case of bright lattices, the topology of the optical potential, with potential wells of different depth at sites where the lattice field is σ^+ or σ^- , is essentially the same in the 1D and in the 3D cases. By contrast, the potential wells of a 1D grey lattice may disappear in higher dimensions. Indeed, a slice in the plane $z = 0$ of the lower 3D optical potential in our field geometry exhibits an "antidot" lattice structure as shown in Fig. 2. Because the 1D wells have been changed in a 3D network of attractive lines (as shown in Fig. 2), there are no longer perfect bound levels in the 3D case. However, as long as one is interested in global variables such as the temperature or the magnetization, the physical mechanisms that lead to an increase or a decrease of these quantities are basically the same in the 1D and the 3D cases [8]. The 1D model thus provides a very reasonable approach to the real 3D problem.

In the experiment, the angles are $\theta_x = 20^\circ$, $\theta_y =$

25° and an additional beam of intensity 0.4 mW/cm^2 , nearly resonant with the $F_g = 4 \rightarrow F_c = 4$ transition, is mixed with each of the lattice beams to avoid optical pumping of the atoms into the $F_g = 4$ hyperfine sublevels. The kinetic temperature of atoms along the Ox direction is measured using a time-of-flight method: two sheets of light, resonant respectively for the $F_g = 4 \rightarrow F_c = 5$ and $F_g = 3 \rightarrow F_c = 3$ transitions, cross each other 3 cm below the location of the cloud of cold atoms. The source of cold atoms is a magneto-optical trap (MOT) which produces atoms at a kinetic temperature typically of $70 \mu\text{K}$. To load the grey lattice, the MOT is switched off while the four lattice beams and the magnetic field B_0 are switched on. After a time τ on the order of 100 ms, they are extinguished and the temperature of the remaining atoms measured. The steady state kinetic temperature measured for the trapped atoms is found to depend strongly on B_0 . As shown in Fig. 3a this temperature increases from $10 \mu\text{K}$ to $30 \mu\text{K}$ when B_0 is increased from 0 to 0.5 G and thereafter decreases with increasing B_0 , the asymptotic value being $(13 \pm 2) \mu\text{K}$. We have also measured the asymptotic temperature versus the field intensity I in the range $2 \text{ mW/cm}^2 \leq I \leq 4 \text{ mW/cm}^2$ and found a linear dependence, the temperature varying from $13 \mu\text{K}$ to $20 \mu\text{K}$. All these results are in good qualitative agreement with the theoretical prediction.

In fact, it was shown theoretically in Ref. [8] that this type of variation is expected for any 1D grey lattice. Let us summarize the theoretical approach. The first effect of a low magnetic field is to give rise to a spatial modulation of the optical potential which is flat for $B_0 = 0$. As shown in Ref. [8], many atoms are localized in the potential wells induced by B_0 . As a result the temperature increases with increasing B_0 because the spatial wavefunction of the localized atoms becomes increasingly tightly confined. Furthermore, atoms become coupled to the light field through the wings of their wavefunction and the optical pumping from the lower energy level to the higher energy light-shifted sublevels is thus less and less forbidden when B_0 increases. There are more and more atoms in potentials associated with coupled states. However, these states are coupled to the continuum states of the lower potential curves by motional coupling. This is a supplementary cause of temperature heating. In the large B_0 limit, the situation is simple and similar to that found in the usual model of Sisyphus cooling [11].

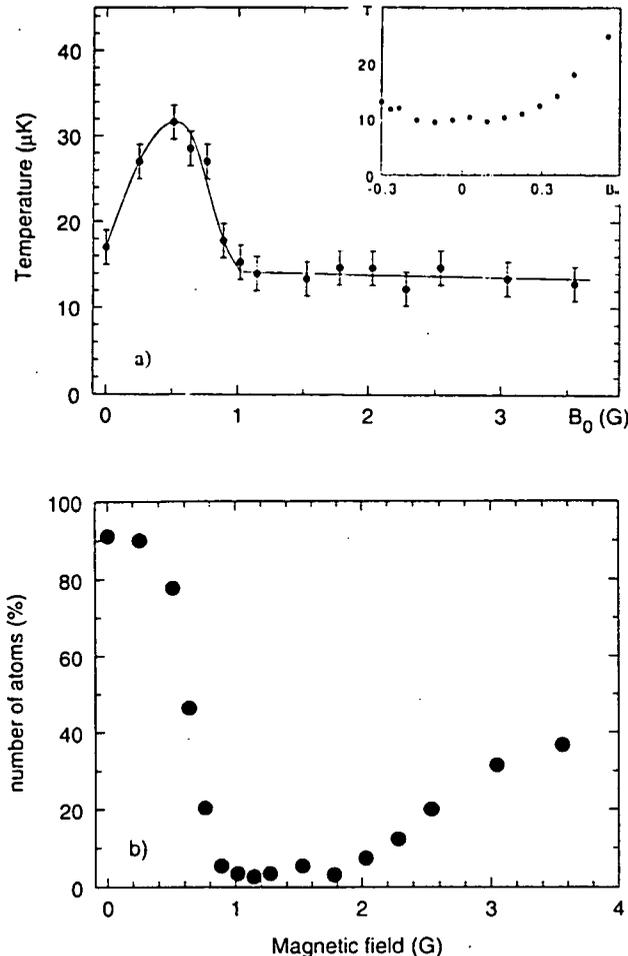


Fig. 3. (a) Variation of the atomic kinetic temperature with the static magnetic field amplitude B_0 . The inset in (a) shows the detail near $B_0 = 0$. Both curves correspond to a detuning of the molasses field, $\Delta = 5I'$ and an intensity per beam, $I = 2 \text{ mW/cm}^2$. The curve through the data is not fitted and serves simply as a guide to the eye. (b) Variation of the number of atoms in the grey lattice with the static magnetic field amplitude B_0 . (The number of atoms in the magneto-optical trap corresponds to 100%.)

In this case the eigenstates are well approximated by pure Zeeman substates. At points where the light is σ^+ polarized, most of the atoms are located near potential minima associated with the $|m_j = +2\rangle$ and $|m_j = +3\rangle$ substates. Atoms with sufficient kinetic energy to escape these sites may climb a potential hill associated with these potentials before being optically pumped, by the increasing σ^- component of the lattice field, in potentials corresponding to the $|m_j = -2\rangle$ and $|m_j = -3\rangle$ substates. Note that the height of the potential hill is proportional to the light field intensity. This is the reason why the temperature increases with the in-

tensity. The cooling mechanism is more and more efficient when B_0 increases because the eigenstates for the potential are closer and closer to the Zeeman substates. As a result, the motional coupling decreases. Furthermore, the optical pumping tends to bring the atoms in the outermost potentials (for which $|m_j| = 2$ and $|m_j| = 3$) where the Sisyphus cooling mechanism is very efficient because atoms are pumped from the top of the hill corresponding to $m_j > 0$ towards the bottom of a well for which $m_j < 0$ (and vice-versa). The changeover between the low and the high field regimes is found at the magnetic field amplitude for which the Zeeman shifts are of the order of the light-shifts. Note that these arguments remain valid when the 1D potential minima are replaced by the attractive lines of potential surfaces similar to the one shown in Fig. 2 because the cooling and heating mechanisms found in directions different from the attractive lines are similar to those studied in the 1D case. This is the reason why the 1D model gives predictions for the temperature that are in good agreement with the experimental observations.

We have also observed that the proportion of atoms captured from the MOT displays a variation opposite to the temperature. The number of atoms in the grey lattice (measured from the time-integral of the time-of-flight signal) is approximately equal to the number of atoms initially in the MOT for small B_0 , the capture efficiency is on the order of 40% in the limit of large B_0 , and a minimum is found when the Zeeman and light shifts have similar magnitudes (Fig. 3b). The capture efficiency depends on the temperature and on the range of velocities Δv where the Sisyphus cooling mechanism is efficient. This last parameter is particularly important in grey lattices because for velocities larger than Δv , one has Doppler heating and the corresponding velocity groups are expelled from the lattice. Following the qualitative argument of Dalibard and Cohen-Tannoudji [12], one can estimate Δv to be on the order of $\lambda \Gamma_p$ (where λ is the optical wavelength and Γ_p is the optical pumping rate) for low and high values of B_0 . For low values of B_0 , Γ_p is the optical pumping rate from a coupled state because Sisyphus cooling occurs in the coupled state after nonadiabatic transfer from an uncoupled to a coupled state [6]. For large B_0 , Γ_p^{-1} is the average time taken to have a transfer from $m_j = -J$ to $m_j = J$. Because such transfer involves several optical pumping cycles, this

time can be relatively long and the capture range $\Delta\nu$ is thus expected to be narrower for large B_0 than for low B_0 . This may explain the difference of capture efficiencies found for low and large values of B_0 . There is no model for the capture range in the intermediate domain where the capture efficiency is experimentally worse. One can note that in this domain the cooling mechanism is quite complicated (and less efficient) because there are many anticrossings between the optical potential curves and all these potentials are filled with atoms³.

To finish, we want to give some indications on the atomic magnetization in the grey lattice. As in the case of a bright lattice [6], we used a probe beam of frequency ω_p tuned around the frequency ω of the lattice field and whose polarization can be either σ^+ or σ^- to probe the relative number of atoms for which $m_j < 0$ and $m_j > 0$. Note that in the case of grey lattices the σ^+ probe will detect atoms for which $m_j < 0$. However, there is a major difference with the situation of [7]. In the case of low magnetic field which basically corresponds to the part of Fig. 1b associated with an increasing slope, the probe transmission spectrum mostly exhibits a broad absorption (from which no quantitative information can be easily extracted) because it is not possible to excite atoms from the lower level (which is still close to a dark state) by absorbing a photon of the lattice field. Furthermore, the strong decrease in the number of atoms in the grey lattice observed in Fig. 3b leads to probe transmission signals having a low signal to noise ratio around the point where the magnetization is maximum. As a result, relatively accurate determinations can only be done in the range of large values of B_0 . As an example we show in Fig. 4 the central resonance of the probe transmission spectrum centered around $\omega_p - \omega = 0$ for the two circular polarizations of the probe and for $B_0 = 3.5$ G. As expected, these two lines have a different magnitude which is a manifestation of the difference of population existing between atoms located in potential surfaces for which $m_j < 0$ and atoms located in potential surfaces for which $m_j > 0$. The significant difference of magnitude between the two curves

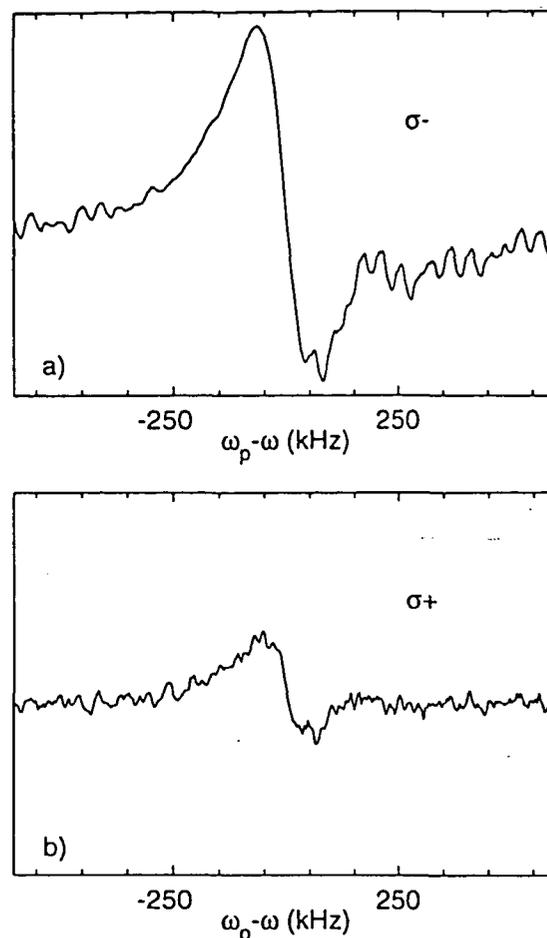


Fig. 4. Central resonance of the probe transmission spectrum. The probe has an intensity of 0.2 mW/cm^2 . The parameters for the lattice are $I = 2 \text{ mW/cm}^2$, $\Delta = 51'$ and $B_0 = 3.5 \text{ G}$. The probe polarization is σ^- (a), σ^+ (b). The same arbitrary unit is used for the two curves. The difference of intensity proves the occurrence of a magnetization in the lattice.

of Fig. 4 shows that the magnetization $\langle J_z \rangle / h$ is still large for $B_0 = 3.5 \text{ G}$. In the range of values of B_0 where this experiment can be done with a relatively good precision ($2.5 \text{ G} \leq B_0 \leq 4 \text{ G}$), the change in the magnetization does not appear to be significant. A precise interpretation of the shape of the resonances of Fig. 4 is beyond the scope of this paper. However, as mentioned previously, the atomic external state belonging to a continuum, because the motion of the atom is free along the attractive lines, the atomic external state should be described by a band model. It thus seems reasonable to interpret these resonances as narrow Raman free-free transitions somehow analogous to the recoil-induced resonances which correspond to

³ We have observed the same behaviour of the capture efficiency with the magnetic field for other transitions (lattice beams tuned on the blue side of the $F_g = 4 \rightarrow F_c = 4$ transition and on the red side of the $F_g = 4 \rightarrow F_c = 5$ transition).

a Raman free-free transition of an unconstrained atom [13,14].

In conclusion, we have presented results on the variation of the temperature and capture efficiency of atoms in a 3D grey lattice. Even though the best performances, both for the temperature and the capture efficiency, are found with the grey molasses, the limit of large B_0 also presents some interest. The kinetic temperature is relatively low and the capture efficiency is reasonably good and sufficient to do precise experiments. Furthermore, the optical potential of the antidot lattices is quite different from the flat potential found for $B_0 = 0$ and should possess several interesting properties. For example, by analogy with previous experiments done in solid-state physics [15], one may expect the occurrence of chaotic motion for atoms in those lattices. The study of the dynamics of atoms (by measuring for example the spatial diffusion) appears to be very promising. For different atomic transitions and field configurations, optical potential having a different topology with true potential wells can also be found with grey lattices [8,16]. There is thus a great variety of lattice structures that can be achieved using blue detuned laser beams and a longitudinal static magnetic field. Because atom–atom interaction is strongly reduced in these structures, many developments may be expected from these new lattices.

We should like to express our thanks to K.I. Petsas, C. Mennerat-Robilliard and J.-Y. Courtois for their assistance. This work was supported in part by NEDO (Japan) and the EU. DRM is grateful to EPSRC (UK) for support under a postdoctoral fellowship.

References

- [1] G. Grynberg et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 2249.
- [2] A. Hemmerich, C. Zimmerman and T.W. Hänsch, Europhys. Lett. 22 (1993) 89.
- [3] A. Kastberg et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1542.
- [4] G. Grynberg and J.-Y. Courtois, Europhys. Lett. 27 (1994) 41.
- [5] G. Alzetta et al., Nuovo Cimento B 36 (1976) 5.
- [6] D. Boiron et al., Phys. Rev. A 52 (1995) R3425.
- [7] D.R. Meacher et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1958.
- [8] K.I. Petsas, J.-Y. Courtois and G. Grynberg, Temperature and magnetism of gray optical lattices, Phys. Rev. A, to be published.
- [9] P. Verkerk et al., Europhys. Lett. 26 (1994) 171.
- [10] Y. Castin and J. Dalibard, Europhys. Lett. 14 (1991) 761.
- [11] C. Cohen-Tannoudji, in: Les Houches, Session LIII, 1990, Fundamental systems in quantum optics, eds. J. Dalibard, J.M. Raimond and J. Zinn Justin (Elsevier Science Publishers, 1992).
- [12] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B 6 (1989) 2023.
- [13] J. Guo et al., Phys. Rev. A 46 (1992) 1426.
- [14] J.-Y. Courtois et al., Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 3017.
- [15] R. Fleischmann, T. Geisel and R. Ketzmerick, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 1367.
- [16] A. Hemmerich et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 37.

Annexe E

*Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to
1.1 μ K*

D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S.
Weyers, K. Szymaniec, L. Cогnet, A. Clairon

Physical review A Rapid Communication, **53**, R3734 (1996)

Laser cooling of cesium atoms in gray optical molasses down to 1.1 μK

D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, and C. Salomon

Laboratoire Kastler-Brossel and Collège de France, 24 rue Lhomond, Paris 75005, France

S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cagnet, and A. Clairon

LPTF-BNM, Observatoire de Paris, 61 avenue de l'Observatoire, Paris 75014, France

(Received 23 February 1996)

We have studied the behavior of cesium atoms cooled in six-beam "gray" optical molasses. Cooling occurs for a laser detuned to the blue side of the $6S_{1/2}, F=3 \rightarrow 6P_{3/2}, F'=2$ transition, and a Sisyphus-type effect accumulates the atoms in states not coupled to the light. We measure a minimum temperature of $1.1 \pm 0.1 \mu\text{K}$ at low atomic density. The typical cooling time is on the order of 1 ms. A linear dependence of the temperature versus atomic density is found with a slope of $\sim 0.6 \mu\text{K}/(10^{10} \text{ atoms}/\text{cm}^3)$. [S1050-2947(96)50806-1]

PACS number(s): 32.80.Pj

I. INTRODUCTION

Laser cooling of atoms in optical molasses and magneto-optical traps (MOT) is now a widespread technique [1]. It relies on Sisyphus cooling using a $J \rightarrow J' = J+1$ cycling transition with red detuned laser beams ($\omega_L < \omega_{at}$). The minimum temperature of the cooled atoms depends on the fluorescence rate and, at high atomic density, on photon multiple scattering [2,3]. For cesium the lowest steady-state temperature measured in six-beam molasses was $2.5 \mu\text{K}$ [4] and $1.2 \mu\text{K}$ in four-beam optical lattices [5]. We call these molasses *bright* molasses (BM).

It has recently been proposed to cool atoms using transitions of the $J \rightarrow J$ and $J \rightarrow J-1$ types [6,7], for which some atomic state(s) of the internal ground-state manifold are not coupled to the laser field. The atoms are accumulated with low momenta (on the order of the single-photon momentum $\hbar k$) into these states where their fluorescence is considerably reduced, hence the name "gray molasses" (GM) or "gray lattices." This property is at the origin of the interest in gray molasses: the low photon scattering rate is expected to reduce the strength of the interaction between atoms (via reabsorption of fluorescence photons and short-range resonant dipole-dipole interaction). This would allow the production of atomic samples at higher densities than in a MOT.

In Refs. [8] and [9], it was shown experimentally that four-beam or six-beam optical lattices using $J \rightarrow J-1$ transitions produced efficient cooling and accumulation of the atoms in uncoupled states, but temperatures no lower than $5 \mu\text{K}$ were found. We show here that cesium six-beam gray molasses can provide temperatures as low as $1.1 \pm 0.1 \mu\text{K}$ at low atomic density. We study the behavior of GM as a function of the laser parameters and of the density of atoms. In spite of the fact that the fluorescence rate in GM is strongly reduced, we observe an increase of temperature when the atomic cloud becomes denser. This increase is linear in atomic density and, surprisingly, is found to be similar to that occurring in bright molasses.

The cooling mechanism in GM has already been described in Refs. [6–10]. It relies on a Sisyphus effect between coupled states which have spatially modulated light shifts and uncoupled states which experience no light shift.

For $\delta = \omega_L - \omega_{at} > 0$, the optical potentials of the coupled states lie above the flat potential of the uncoupled states. Motional coupling between both types of states [11] is position dependent. It leads to a position-dependent transition rate from the uncoupled states to the coupled states that is maximum when the light intensity is minimum, i.e., when the light shift of the coupled states is minimum. The transition rate from the coupled states to the uncoupled ones is proportional to the light intensity, as a regular optical pumping rate, so that atoms are pumped back into uncoupled states preferentially in points where the light shifts are maximum; in this case they have climbed a hill of potential energy before returning to the uncoupled states. Kinetic energy is thus extracted from the atoms.

II. EXPERIMENTAL SETUPS

Because of the blue detuning of the laser beams, the GM are not able to capture directly the atoms from a cesium vapor. For loading the GM, we first use a standard MOT in a low vapor pressure cell ($\approx 10^{-6}$ Pa) with laser beams tuned to the red side of the $F=4 \rightarrow F'=5$ cesium transition. In our experiments, two different setups were used. In the first one, two extended cavity lasers with an emission linewidth of the order of 100 kHz provide the $F=4 \rightarrow F'=5$ (MOT and bright molasses) and $F=3 \rightarrow F'=2$ circularly polarized cooling beams (gray molasses). The repumping lasers are tuned to the transitions $F=3 \rightarrow F'=4$ and $F=4 \rightarrow F'=4$, respectively. The vapor cell is surrounded by a μ -metal chamber to shield external magnetic fields to less than 1 mG.

A second setup was designed to be simpler than the first one. It employs only two DBR laser diodes (distributed Bragg reflector) for capture and GM cooling. We use the fast frequency tunability offered by the diode current to switch the laser frequencies between the capture values and the GM values. The measured linewidth of the DBR laser diodes is ≈ 8 MHz. Atom capture is performed as in the first setup. For the GM phase, the frequency locking loops are quickly opened and the $F=4 \rightarrow F'=5$ laser is switched to the

$F=4 \rightarrow F'=4$ transition, whereas the $F=3 \rightarrow F'=3$ laser is switched to the blue side of the $F=3 \rightarrow F'=2$ transition. When the GM cooling sequence is complete, the lasers are brought back to resonance and are automatically relocked. Coils are used for compensating external stray magnetic fields.

In the first setup, we determined the minimum temperature of atoms in gray molasses as follows. After a capture of about 2×10^7 atoms, the magnetic field is switched off, leaving the atoms in a 60-ms-long BM phase. This phase guarantees the full decay of the magnetic field inside the magnetic shield. In a second step the $F=4 \rightarrow F'=5$ cooling beams are switched off and the six GM beams are applied. The duration of the GM can be changed between 0 and 500 ms.

After turning off the GM beams rapidly ($\leq 1 \mu\text{s}$), the temperature and the number of cooled atoms are measured by a time-of-flight technique. The atoms fall through a probe beam located 14 cm below the atom cloud. This beam has a vertical Gaussian profile with a $e^{-1/2}$ radius of $640 \mu\text{m}$. It contains two frequencies, one resonant with the $F=4 \rightarrow F'=5$ transition, and one resonant with the $F=3 \rightarrow F'=4$ transition. The atomic fluorescence is then simply collected on a low noise photodiode and the temperature of the atoms along the vertical is then deduced from the width of the time-of-flight peak. A small correction factor is applied to these measurements to include the effect of the geometrical broadening of the peak due to the finite height of the probe and of the initial atom cloud. This latter height is measured using a charge-coupled device camera by applying a 5-ms pulse of bright molasses light. We have checked that, with such a short pulse, spatial diffusion of the cloud is negligible as compared to its diameter. This technique thus provides an instant picture of the spatial distribution of atoms in GM. The horizontal (vertical) spatial profile is well fitted by a Gaussian profile with an $e^{-1/2}$ radius of 0.7 mm (0.6 mm), leading to a temperature correction of $\sim 0.1 \mu\text{K}$. The 5-ms-long fluorescence signal is also used to deduce the number of atoms and the density in the gray molasses cloud.

III. RESULTS

When switching on the GM (6 $\sigma^+ \sigma^-$ beams with a diameter of 1 cm, a Rabi frequency per wave $\Omega = 0.5\Gamma$, and a detuning $\delta = +4.5\Gamma$ where $\Gamma = 2\pi \times 5.3 \text{ MHz}$), the amount of fluorescence decreases to less than 1% of the MOT fluorescence operating at a detuning of -3Γ and a Rabi frequency of $\Omega = \Gamma$. From the time-of-flight results, we find that more than 98% of the atoms are in the $F=3$ hyperfine level. The $F=4 \rightarrow F'=4$ beam (Rabi frequency of 0.5Γ) is tuned to resonance and has little influence on temperature and capture efficiency. Moreover, no stable GM is observed on the red side of the $F=3 \rightarrow F'=2$ transition ($1/e$ lifetime less than 5 ms), whereas the GM lifetime for blue detuning exceeds 100 ms. This observation is also valid when the laser is tuned to $F=3 \rightarrow F'=3$, although in that case the $F=4 \rightarrow F'=4$ beam is no longer a repumper and has to be tuned to the blue side of the transition (the $F=3 \rightarrow F'=3$ transition is no longer closed). All these remarks are in agreement with our theoretical analysis and consistent with the fact that atoms are mostly in uncoupled states.

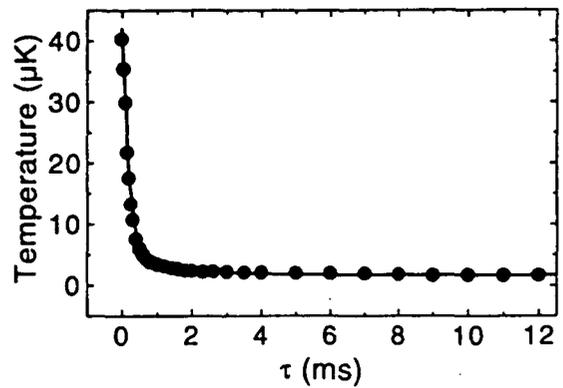


FIG. 1. Evolution of the temperature as a function of the gray molasses time τ . At $\tau=0$, 2×10^7 atoms are released from bright optical molasses at a temperature of $40 \mu\text{K}$ into gray molasses with $\Omega = 0.5\Gamma$, $\delta = +4.5\Gamma$. At 2 ms the temperature is $2.3 \mu\text{K}$ and levels off at $1.6 \mu\text{K}$ beyond 8 ms.

In Fig. 1, we give the evolution of the temperature of atoms initially prepared at $40 \mu\text{K}$, when switching on at $\tau=0$ the GM. Within 2 ms, the temperature drops down to $2.3 \mu\text{K}$ and levels off at $1.6 \mu\text{K}$ beyond 8 ms, showing the efficiency of this cooling with gray states. If we repeat this experiment with a lower GM intensity, the final temperature is lower but at the expense of a severe loss of atoms: the GM capture velocity becomes smaller than the width of the initial velocity distribution. In order to reach smaller temperatures without atom loss, we first turn on the GM at high intensity ($\Omega = 0.7\Gamma$) and then reduce the intensity in 13 ms to an adjustable final value. If we maintain the intensity constant at this final value for longer times, the temperature no longer evolves. Atom losses in this process never exceed 15% in the first 20 ms of GM. We present in Fig. 2 the measured temperature as a function of the light-shift parameter ($\Omega^2/\delta\Gamma$) for various detunings and final intensities. For a peak atomic density of $4 \times 10^9 \text{ atoms/cm}^3$, the minimum temperature is

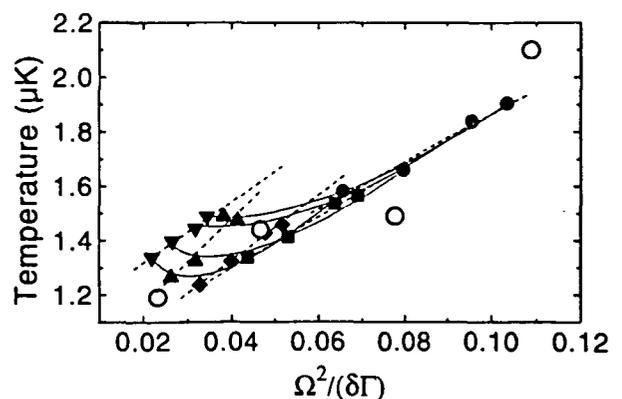


FIG. 2. Temperature of atoms in gray molasses as a function of the light-shift parameter $\Omega^2/\delta\Gamma$ at $n_{\text{peak}} = 4 \times 10^9 \text{ atoms/cm}^3$ for different intensities and detunings: dashed lines at constant detunings, from left to right, $\delta/\Gamma = 6.8, 5.7, 4.5, 3.4$, and 2.3 ; solid lines at constant intensities, from top to bottom, $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.25, 0.22, 0.18$, and 0.16 . For a given intensity, there is a clear optimum in detuning. Open circles: numerical results of a 3D quantum Monte Carlo calculation at a fixed detuning of $+5\Gamma$.

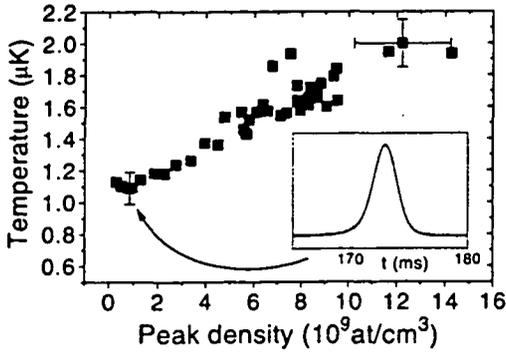


FIG. 3. Temperature of atoms in gray molasses as a function of peak atomic density for $\delta=4.5\Gamma$, $\Omega^2=0.16\Gamma^2$. The absolute density is known to a factor of 2. Inset: time-of-flight signal corresponding to a temperature of $1.1 \pm 0.1 \mu\text{K}$ ($v_{\text{rms}}=8.3 \text{ mm/s}$).

$1.25 \mu\text{K}$. We observe a linear dependence of the temperature as a function of the intensity (dashed lines) and a linear dependence as a function of $1/\delta$ for detunings smaller than $+4\Gamma$. The open circles in Fig. 2 are theoretical predictions for the mean kinetic energy obtained by a three-dimensional (3D) Monte Carlo wave function calculation for cooling on a $J=3 \rightarrow J'=2$ transition, for a detuning $\delta=+5\Gamma$, and for fixed relative phases between the three standing waves ($0, \pi/3, 2\pi/3$). The numerical implementation closely follows that of Ref. [12]. The agreement between theory and experiments is good considering the theoretical ($0.2 \mu\text{K}$) and experimental ($0.1 \mu\text{K}$) uncertainties. From this agreement, we deduce an excited-state population on the order of 3×10^{-4} .

A deviation from the universal intensity-detuning law appears for $\delta \geq 5\Gamma$ and becomes more and more pronounced as the detuning increases. We attribute this heating effect to a destabilization of the uncoupled states by a parasitic excitation of the $F=3 \rightarrow F'=3$ transition which is indeed only at $+150 \text{ MHz}$ (i.e., $+28\Gamma/2\pi$) from the $F=3 \rightarrow F'=2$ transition. Generally none of the two uncoupled states associated with the $F=3 \rightarrow F'=2$ transition coincides with the uncoupled state associated with the $F=3 \rightarrow F'=3$ transition.

Another interesting result deals with the density dependence of the minimum temperature, presented in Fig. 3. For $n \leq 10^9 \text{ atoms/cm}^3$, the temperature is as low as $1.1 \pm 0.1 \mu\text{K}$. The corresponding rms velocity is 8.3 mm/s or 2.4 times the single-photon recoil velocity. We noticed that the minimum temperatures measured with the second setup using the DBR lasers are higher by $0.4 \mu\text{K}$ than those found in the first one (narrow linewidth lasers). When increasing the density up to $1.5 \times 10^{10} \text{ atoms/cm}^3$, the temperature increases linearly to $2 \mu\text{K}$. The density variations are obtained either by increasing the MOT magnetic-field gradient or by changing the diameter of the MOT beams without modifying the GM beams. We attribute this heating effect to photon multiple scattering within the GM atomic cloud. The surprising feature of these measurements is that the temperature in GM as a function of density has nearly the same slope ($0.6 \mu\text{K}/10^{10} \text{ atoms/cm}^3$) as that of the $F=4 \rightarrow F'=5$ bright molasses for a detuning of -10Γ , an intensity of $\Omega^2=0.23\Gamma^2$, and a temperature at low density of $3.5 \mu\text{K}$. In this case the one-beam excitation rate is $6 \times 10^{-4}\Gamma$, resulting

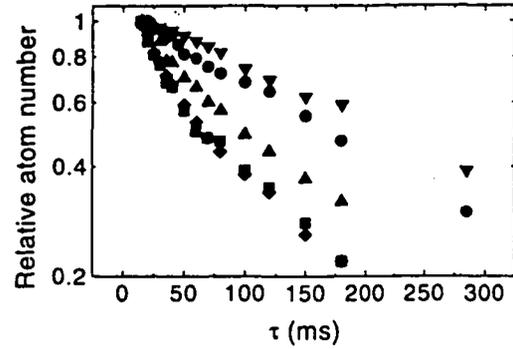


FIG. 4. Relative number of cold atoms in gray molasses as a function of time τ . The gray molasses beam intensity is kept constant for $\tau \geq 13 \text{ ms}$ (from top to bottom: $\Omega^2/\Gamma^2 = 0.49, 0.36, 0.25$, and 0.16). The two lower curves at $\Omega^2=0.16\Gamma^2$ were obtained at two background pressures of Cs which differ by 30%. For a MOT lifetime of 1 s , $1/e$ time constants in GM are, respectively, 290, 220, 127, and 92 ms (from top to bottom).

in an excited-state population of $\sim 4 \times 10^{-3}$ [13]. The atoms in GM being mostly in uncoupled states, one would indeed expect a much-reduced heating effect in GM than in BM. The theoretical interpretation of this heating, which is a crucial point in attempts to build an atom laser, will be published in a future paper and is only sketched here. The equilibrium temperature in molasses results from a balance between a cooling power from the Sisyphus mechanism and the spontaneous emission (and stimulated) heating. From Fig. 1 we deduce an effective cooling time ≈ 20 times longer than that of bright molasses [3], resulting in a cooling power 20 times weaker in GM than in BM. It is thus sufficient to have 20 times less fluorescence emission to produce an excess temperature in GM similar to that of BM.

Finally, we have investigated the lifetime of GM as a function of the beam intensity at a detuning of $\delta=+4.5\Gamma$ (Fig. 4). At relatively high intensity ($\Omega=0.7\Gamma$, $T=2.0 \mu\text{K}$), the $1/e$ lifetime is 290 ms, a factor of 3 shorter than that of the MOT. At lower intensities this lifetime shortens considerably, indicating that GM possesses a loss mechanism. We have not yet studied this loss in detail (anomalous spatial diffusion, Doppler heating, etc.), but we have checked that it is not dependent on the background gas pressure in the chamber.

IV. CONCLUSION

We have shown here that gray molasses yields lower temperatures than bright optical molasses and that it can be very simply implemented with only two DBR laser diodes. The minimum temperature is $1.1 \pm 0.1 \mu\text{K}$, similar to that of bright optical lattices [5]. Gray molasses cools the atoms in the lowest hyperfine state and has a reduced fluorescence rate. This opens the way to produce atomic samples with higher densities than in a MOT but, as we have shown, at the expense of an increase in temperature. A first possibility that we are presently investigating is to superimpose on the GM a far off resonance dipole trap [14] or a crossed dipole trap [15] to create an additional confining force. We foresee several other applications of these gray molasses; for instance, in atomic fountain clocks where it is desirable to get a colder

cloud of atoms [16]. The cold and dense sample (peak density $\sim 2 \times 10^{10}$ atoms/cm³) produced by this technique has a phase space density $1/2n\Lambda^3 = 2 \times 10^{-5}$, where $\Lambda = h/(2\pi M k_B T)^{1/2}$ is the thermal de Broglie wavelength and where the factor 1/2 accounts for the two uncoupled states. This is a very simple source for further cooling such as Raman or evaporative cooling in order to reach the Bose-Einstein condensation [17].

ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank C. Cohen-Tannoudji, J. Dalibard, G. Grynberg, and S. Lea. This work has been supported by CNES, BNM, CNRS, Région Ile de France, Collège de France, and NEDO (Japan). Access to the MasPar computer provided by the MPCC program at NASA Goddard Space Center is gratefully acknowledged.

-
- [1] See, for instance, *Laser Manipulation of Atoms and Ions*, edited by E. Arimondo, W. Phillips, and F. Strumia (North-Holland, Amsterdam, 1992).
- [2] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990).
- [3] M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, and C. Salomon, *Appl. Phys. B* **59**, 283 (1994).
- [4] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990).
- [5] A. Kastberg, W. D. Phillips, S. L. Rolston, and R. J. C. Spreeuw, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1542 (1995).
- [6] G. Grynberg and J.-Y. Courtois, *Europhys. Lett.* **27**, 41 (1994).
- [7] M. Weidemüller, T. Esslinger, M. A. Ol'Shanii, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **27**, 109 (1994).
- [8] D. Boiron, C. Triché, D. R. Meacher, P. Verkerk, and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **52**, R3425 (1995).
- [9] A. Hemmerich, M. Weidemüller, T. Esslinger, C. Zimmermann, and T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 37 (1995).
- [10] M. S. Shariar, P. R. Hemmer, M. G. Prentiss, P. Marte, J. Mervis, D. P. Katz, N. P. Bigelow, and T. Cai, *Phys. Rev. A* **48**, R4035 (1993).
- [11] For $J > 1$, this motional coupling never vanishes, because the uncoupled states are not eigenstates of the total Hamiltonian including the kinetic energy operator. This can be contrasted with the $J = 1$ case having perfect dark state(s), which allows subrecoil cooling [A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988)].
- [12] Y. Castin and K. Mølmer, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3772 (1995).
- [13] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard, *Phys. Rev. A* **52**, 1423 (1995).
- [14] J. D. Miller, R. A. Cline, and D. J. Heinzen, *Phys. Rev. A* **47**, R4567 (1994).
- [15] C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3577 (1995).
- [16] A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. Ghezali, S. Lea, and M. Bahoura, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44**, 128 (1995).
- [17] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).

Annexe F

Cold and dense cesium clouds in far detuned dipole traps

D. Boiron, A. Michaud, J.M. Fournier, L. Simard, M. Sprenger,
G. Grynberg, C. Salomon

accepté à Physical Review A Rapid Communications

Cold and dense cesium clouds in far detuned dipole traps

D. BOIRON⁽¹⁾, A. MICHAUD⁽¹⁾, J. M. FOURNIER⁽²⁾, L. SIMARD⁽¹⁾, M. SPRENGER⁽³⁾, G. GRYNBERG⁽¹⁾ and C. SALOMON⁽¹⁾

(1) *Laboratoire Kastler Brossel and Collège de France, 24 rue Lhomond, 75231 Paris, France*
 (2) *Rowland Institute for Science, 100 Edwin H. Land Boulevard, Cambridge, MA 02142, USA*
 (3) *Fakultät für Physik, Universität Konstanz, D-78457 Konstanz, Germany*

We study the behavior of cesium atoms confined in far detuned laser traps and submitted to blue Sisyphus cooling. First, in a single focused YAG beam, the atomic cloud has a rod-shape with a $6 \mu\text{m}$ transverse waist radius, a temperature of $2 \mu\text{K}$ and a transient density of 10^{12} atoms/cm³. For this sample, we have not detected any influence of photon multiple scattering on the atomic temperature, in contrast to previous measurements in *isotropic* samples. Second the YAG laser is used to produce a $29 \mu\text{m}$ period hexagonal optical lattice in which we directly observe the localization of the atoms by absorption imaging. Equilibrium densities on the order of 10^{13} at/cm³ are achieved in this structure.

Atom manipulation using laser light has experienced a rapid growth in the recent years [1]. Laser cooled and/or laser trapped atoms are used in a variety of applications such as cesium fountain clocks, atom interferometry, atom lithography, atom guiding in optical fibers, and the production of Bose-Einstein condensates. This manipulation can be dissipative such as in magneto-optical traps (MOT), optical molasses and lattices where confinement and cooling are simultaneously present but where the density is limited to about 10^{11} at/cm³. On the other hand the use of far detuned dipole traps leads to nearly non-dissipative potentials with very low spontaneous emission rates ($\lesssim 1\text{s}^{-1}$) in which precooled atoms can be trapped [2–4]. Raman cooling in such traps has been performed for Na atoms leading to a temperature of $1 \mu\text{K}$ at a density of $4 \cdot 10^{11}$ at/cm³ [5] and for cesium atoms to $2 \mu\text{K}$ and $1.3 \cdot 10^{12}$ at/cm³ [6]. In both experiments the size of the atomic cloud was in the $10 - 100 \mu\text{m}$ range. The loading of the dipole trap may also be produced by adiabatic transfer from a superimposed nearly resonant molasses [7]. We present here another scheme for producing dense and confined samples. This scheme is very simple and it produces extremely small (μm range) and dense ($\sim 10^{13}$ at/cm³) cesium samples. It relies on the addition of Blue Sisyphus Cooling (BSC) to far red-detuned dipole traps. This BSC cooling (also called gray molasses) uses a $F_g \rightarrow F_e = F_g - 1$ transition and a positive laser detuning ($\omega_L > \omega_{at}$). It provides cesium atoms in states of the $F_g = 3$ hyperfine level which are only weakly coupled to the cooling light field and the minimum temperature at low density is $1 \mu\text{K}$, three times lower than the temperature in ordinary red-detuned optical molasses or MOT [8]. We show here that this cool-

ing is very efficient in far detuned traps. It leads to high densities which are not limited by hyperfine changing collisions and it offers the advantage over the Raman cooling scheme that it does not require any additional laser. We have investigated first the simple case of a single focused YAG beam. Because of the quasi-unidimensional geometry, we have not detected any influence of photon multiple scattering on the atomic temperature at the $0.5 \mu\text{K}$ level. This result constitutes an important step on the way to reach quantum degeneracy by purely optical methods. Then the same YAG laser is used to produce a two-dimensional hexagonal optical lattice in which $10 \mu\text{K}$ atoms are arranged in rods having a $3.5 \mu\text{m}$ waist radius, a $29 \mu\text{m}$ spacing, each containing about 10^4 atoms. We have taken absorption images which directly display the periodic ordering of the atoms in this optical structure and we show that 3D-trapping is obtained by means of the Talbot effect [9].

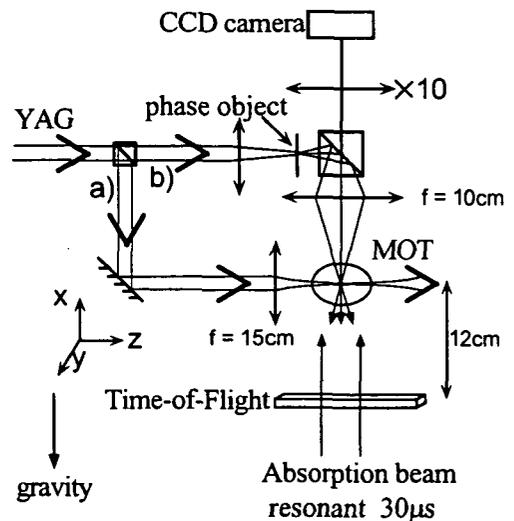


FIG. 1. Experimental setup. The YAG beam creates an horizontal dipole trap, path a), or an optical lattice, path b). Absorption images are taken with a vertical pulsed beam and are magnified by a $\times 10$ microscope objective. a): the YAG power is 700 mW and the waist is $45 \mu\text{m}$. b): trapping in optical lattices. The YAG beam images a periodic pattern onto the atomic sample.

As a first test of the efficiency of the BSC cooling in a far-detuned trap, we focus a TEM₀₀ YAG laser (at $1.06 \mu\text{m}$) onto the cloud of a cesium Magneto-Optical

Trap produced in a low vapor pressure cell (Fig. 1 path a). The YAG beam is horizontal and has a waist of $w_0 = 45 \mu\text{m}$.

In the absence of the MOT and of the BSC, the potential acting on the atoms is the sum of the dipole potential of the YAG beam and of the gravitational potential. Because the confocal parameter $b = kw_0^2 \approx 1.2 \text{ cm} \gg w_0$, the trapping force along the YAG beam is much weaker than in the transverse direction. For a linear polarization, the depth U_0 of the dipole potential is the same for all Zeeman sublevels and is equal to $\hbar\Omega_R^2/4\delta_{eff}$ where Ω_R is the peak Rabi frequency, and δ_{eff} is an effective detuning given by $1/\delta_{eff} = 1/3\delta_1 + 2/3\delta_2$. $\delta_1 = 2\pi \cdot 5.3 \cdot 10^{13} \text{ rad/s}$ (resp. $\delta_2 = 2\pi \cdot 7.0 \cdot 10^{13} \text{ rad/s}$) is the detuning between the YAG laser and the first D1 line (resp. D2) of cesium. The quantity $\eta = mgw_0/U_0$ characterizes the drop of potential due to gravity on the typical size w_0 as compared to U_0 . In order to have stable trapping against gravity one should have $\eta \ll 1$. The effect of gravity is then only a mere shift of the minimum of the potential with a negligible modification of the potential depth and of the oscillation frequency at the bottom of the trap $\Omega_{osc} = (4U_0/mw_0^2)^{1/2}$. Typical values are $P = 700 \text{ mW}$, $U_0/k_B = 50 \mu\text{K}$, $\eta = 0.13$, $\Omega_{osc} = 2\pi \cdot 390 \text{ rad/s}$. Because of the very large detuning of the YAG laser, the photon scattering rate is only 2 s^{-1} .

In order to load this trap, we first capture about 3×10^7 atoms in a MOT for one second, while having the YAG beam continuously on. The intensity of the MOT beams is then reduced during 30 milliseconds to contract the atomic cloud to a peak density of $5 \cdot 10^{10} \text{ at/cm}^3$ and temperature of $30 \mu\text{K}$. By a simple shift of the DBR laser frequencies (via the diode current), we further apply a blue Sisyphus cooling phase with the $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ component of the D2 line with a laser detuning of $+5\Gamma$, where $\Gamma = 2\pi \times 5.3 \text{ MHz}$ is the natural width of the $P_{3/2}$ state. The MOT laser now serves as a repumping laser and is tuned to the $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$ transition. This accumulates atoms in nearly dark states of $F_g = 3$ with a temperature typically three times lower than in conventional red detuned optical molasses [8]. During this cooling phase which lasts about 30 ms, part of the atoms are dragged by the YAG potential toward the bottom of the YAG trap. After switching off the BSC, only these atoms remain trapped for much longer times.

The size of the atomic cloud is measured by an absorption imaging technique [10]. A 1 mm diameter probe beam resonant on the $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ transition is sent vertically through the sample and its intensity distribution is recorded on a CCD camera. A lens with a 100 mm focal length at a distance of 200 mm from the trap makes an image with a $\times 1$ magnification of the trap outside the vacuum chamber with a numerical aperture of 0.1. A $\times 5$ or a $\times 10$ microscope objective enlarges the image on a CCD camera with a pixel size of $15 \mu\text{m}$. With this magnification, the rescaled pixel size is $3 \mu\text{m}$ (resp. $1.5 \mu\text{m}$) for the $\times 5$ objective (resp. $\times 10$) and is usually smaller

than the images of the distribution of trapped atoms. In order to have an instant picture of the atoms, the probe beam is pulsed for $\sim 30 \mu\text{s}$ and its intensity is close to the saturation intensity. If the atoms are in the $F_g = 3$ hyperfine level, a repumping pulse ($100 \mu\text{s}$) of resonant light on $F_g = 3 \rightarrow F_g = 3$ is applied to transfer the atoms from $F_g = 3$ to $F_g = 4$.

The temperature and number of cooled atoms in the YAG trap (or MOT) are measured by a standard time-of-flight technique (TOF). After switching off suddenly the YAG beam, the atoms fall through a 1 mm high probe beam located 12 cm below the trap. The probe contains two frequencies, one resonant with the $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ cycling transition, and one resonant with the $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ transition to detect atoms in $F_g = 4$ or $F_g = 3$. The atomic fluorescence is collected on a low noise photodiode. The temperature of the atoms along the vertical is deduced from the width of the time-of-flight peak and the number of atoms by its area. In order to distinguish the atoms trapped in the YAG beam from those which are only sustained by the BSC, we switch off the YAG laser a time τ_{YAG} after the BSC lasers are turned off. The TOF contains then two peaks (separated by τ_{YAG}), one associated with the atoms in the BSC and one associated with the trapped atoms.

The efficiency of the loading of the dipole trap as a function of the duration τ_{BSC} of the BSC phase passes through an optimum for $\tau_{BSC} = 30 \text{ ms}$. The atom number in the YAG trap is then $2 \cdot 10^5$ atoms (3.7 % of the atoms in the BSC molasses), a factor of 4 higher than at short times. The temperature of the atoms in the YAG trap and in the BSC are the same to within $1 \mu\text{K}$. They range between 1 and $3 \mu\text{K}$ depending on the BSC parameters. This demonstrates that the cooling mechanism involved in BSC is not perturbed by the YAG potential. With traditional $F_g = 4$ to $F_g = 5$ molasses, the number of trapped atoms is 5 to 10 times smaller. The CCD camera image recorded at the optimum ($\tau_{BSC} = 30 \text{ ms}$, $\tau_{YAG} = 30 \text{ ms}$) is presented in fig.2.

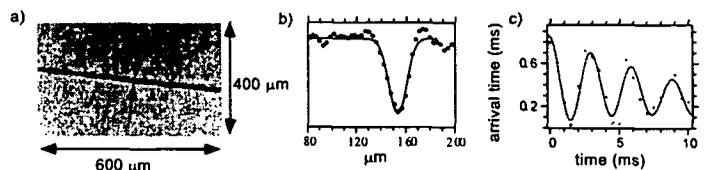


FIG. 2. a) Absorption image of cesium atoms trapped in a single beam dipole trap. b) Section of a); the rms size is $6.0 \mu\text{m}$. c) measurement of the vertical oscillation frequency (see text): the YAG trap is interrupted for $\sim 1 \text{ ms}$ and turned on again for an adjustable time (horizontal axis). Vertical axis: mean arrival time of the atoms in the TOF probe beam. Here $\Omega_x/2\pi = 330 \text{ Hz}$.

As expected, the atom cloud has a rod shape. Its trans-

verse size is well fitted by a Gaussian with *rms* radius $\sigma_y = 6_{-2}^{+1} \mu\text{m}$. The longitudinal size is $\sigma_z = 300 \mu\text{m}$. The corresponding peak atomic density $n = \frac{N}{(2\pi)^{3/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z}$ is $\sim 1 \times 10^{12} \text{at/cm}^3$ with a global uncertainty of about a factor 3. In these conditions the measured temperature T is $2.0(5) \mu\text{K}$. Note that this density is a transient density because, in the longitudinal axis, the oscillation frequency being only 1.8 Hz, the sample has not reached its thermal equilibrium value of $950 \mu\text{m}$. In order to compare the observed size with theory, we measure the radial oscillation frequency as follows. We switch off the YAG beam for a short time ($\sim 1 \text{ms}$), during which the atoms acquire by gravity a common vertical velocity $v_x \sim 1 \text{cm/s}$. When the YAG beam is turned on again the cloud oscillates with a frequency Ω_x . Switching off again the YAG beam after a variable delay gives access to v_x through the mean arrival time of the atoms in the probe beam of the TOF detection. From Fig.2, we obtain $\Omega_{\text{osc}}^{(\text{exp})}/2\pi = 330(30) \text{Hz}$. This frequency is in reasonable agreement with the calculated one $390(120) \text{Hz}$. For an harmonic potential, one has at thermal equilibrium $1/2 k_B T = 1/2 m \Omega_x^2 \sigma_x^2$ i.e. $\sigma_x = v_x^{\text{rms}}/\Omega_x$ (eq.1). Therefore one expects $\sigma_x^{(\text{exp})} = 4.8(7) \mu\text{m}$. This value is also in good agreement with the value deduced from the image $\sigma_y = 6_{-2}^{+1} \mu\text{m}$ assuming cylindrical symmetry, and considering the finite resolution ($\sigma_{\text{res}} \sim 2.5 \mu\text{m}$) of our imaging system.

These data exhibit an interesting effect: our previous measurements on isotropic clouds of atoms in BSC with *rms* radius of $700 \mu\text{m}$ showed a clear dependence of the temperature on the density, varying as $T = 1 + 0.6 n/10^{10}$ where T is in μK and n in at/cm^3 [8]. This effect was attributed to photon multiple scattering within the cold atom cloud. Consequently, in the present high density YAG trap ($n = 10^{12} \text{at/cm}^3$) we could expect a temperature of $\sim 60 \mu\text{K}$, thirty times higher than what we actually measure. We believe that this large difference is due to the geometry of our atomic sample. In a simple model, the temperature increase is proportional to the photon density n_ν within the cloud. n_ν results from a balance between the number of emitted photons which is proportional to the number of atoms nV (where V is the trap or molasses volume) and the photon escape proportional to the surface S of the trap. Because $V/S \sim R$ for a sphere of radius R and $V/S \sim r$ for a cylinder having a radius r much smaller than its height, we expect that at a given atomic density the excess temperature in the cylindrical geometry is reduced by a factor on the order R/r , typically 10^2 as compared to our previous spherical geometry. In this cylindrical geometry the expected slope dT/dn is thus $10^{-9} r \text{cm}^2 \mu\text{K}$ (eq.1) where $r \sim \sigma_y$ is in cm. For $r = 6 \mu\text{m}$ and $n = 10^{12} \text{at/cm}^3$, we find $\delta T = 0.6 \mu\text{K}$, which is on the order of our experimental detectivity.

For the trapping experiments using optical lattice potentials, we use the optics described in Fig.1 path b).

The YAG beam images a phase grating on the atomic cloud with a $f = 100 \text{mm}$ lens, also used for the absorption imaging beam. With this method, arbitrary intensity patterns can be reproduced onto the atoms. The grating is hexagonal with a period $p = 29 \mu\text{m}$ and is illuminated over a waist of $140 \mu\text{m}$ by 2.5 Watts of the linearly polarized YAG beam. The power of the input beam is diffracted into a zeroth order beam (power ratio: 0.07), 6 first order beams (0.41) and 12 second order beams (0.36). Higher orders ($N > 2$) are apertured by our optical system. These 19 beams are recombined and interfere in the image region to create an hexagonal 2D optical potential. Loading of atoms in this periodic structure is the same as previously. Fig. 3 is an absorption image taken just after having switched off the BSC beams. The atoms are trapped in periodically-spaced sites in an hexagonal pattern of $29 \mu\text{m}$ period. In each site the atoms form a vertical rod with a radial confinement of $\sigma_y = \sigma_z = 4.5(1.5) \mu\text{m}$. The peak absorption coefficient is 20 %. Each tube located near the center of the pattern contains about 10^4 atoms. This number remains almost constant up to a radius of $80 \mu\text{m}$ and then decreases because of the Gaussian spatial profile of the YAG beam. On the edges the potential depth is only on the order of the atomic temperature $\sim 2 - 5 \mu\text{K}$.

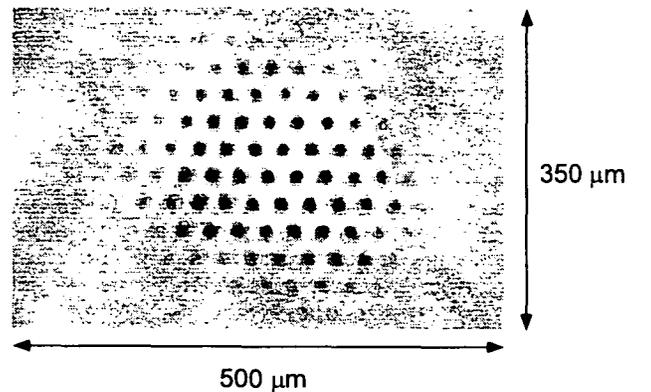


FIG. 3. Absorption image of atoms trapped in a far-detuned hexagonal lattice of period $29 \mu\text{m}$. Each spot contains $\sim 10^4$ atoms.

In this two-dimensional structure there are no vacancies, i.e. all sites are macroscopically occupied. By turning on the beam creating the lattice at variable delays, we find that it takes about 10 ms to fill this 2D structure. When the YAG beam alone is left on for a time longer than $\sim 20 \text{ms}$ the images vanish because the atoms fall along the tubes.

However there is a periodic structure along x due to the Talbot effect [9] which, for high enough intensity, is able to compensate gravity. To understand the periodicity along the vertical axis, consider the interference pattern created by the 0^{th} order beam propagating along x having a field amplitude A_0 and the first

order diffracted beams of amplitude A_j ($j = 1$ to 6) which propagate along a direction which makes the angle θ with Ox . The interfering structure is of the form: $I = |A_0 e^{ikx} + \sum_j A_j e^{ik_x x + k_{\perp} \cdot r_{\perp}}|^2$ where $|k_x| = |k \cos \theta|$. The interference pattern is periodic along x with period $p_x = 2\lambda/\theta^2 = 1.2$ mm for small θ . More generally, the second order beams also contribute by interfering with the zeroth order and first order beams, giving a periodic pattern with a more complex sub-structure.

We have produced such 3D traps with a YAG beam waist of $w_0 = 60$ μm on the grating. Absorption images of atoms trapped in this 3D potential are very similar to fig.3 with fewer occupied sites. The $1/e$ lifetime of this sample is 0.35 second. The temperature is measured by TOF along x and by TOF imaging along y and z after suddenly switching-off the YAG beam. We find an isotropic temperature of $T = 10(3)$ μK . The radial oscillation frequency is $5(1)$ kHz more than 15 times larger than in the single beam trap and twice the recoil frequency at 852 nm (2 kHz). The measured radial rms size is 3.5 μm , a value close to our resolution limit of 2.5 μm . From the measured temperature and oscillation frequency, we make another determination of this size, 0.8 μm , well below our resolution. We have numerically calculated the 3D optical potential created by the phase grating and gravity. For 2.5 Watts the depth is $U_0/k_B \sim 400$ μK . Because of the limited vertical extension of the MOT cloud (300 μm), atoms cannot be trapped in more than one or two potential wells along x and we deduce an equilibrium size along x of $\sigma_x \sim 20$ μm . From these data, we obtain a rough estimate of the atomic peak density which, in each tube, is larger than $\sim 10^{13}$ at/cm³ and corresponds to a phase-space density larger than $\sim 10^{-3}$. Note that this estimate is in agreement with eq.1 which gives $n = 5 \cdot 10^{13}$ at/cm³ for $\Delta T \sim 5$ μK . Even if the density has a large uncertainty¹ because of the uncertainty on the size of the sample, this cylindrical geometry is very appealing for future experiments with high density. These include photonic bandgap studies, evaporative cooling in order to enhance the phase-space density or collision studies.

As a last example of trapping in a far detuned potential, we have recorded absorption images of atoms trapped in speckle light when the grating is replaced by a holographic speckle pattern imaged onto the MOT. The observed random distribution of potential sites and the wide distribution of sizes and shapes are a clear signature of the disordered light pattern. These devices open the way to the study of atom transport in periodic or

disordered systems in the classical or quantum regime.

The authors wish to thank K. Amar, Y. Castin, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois, J. Dalibard and P. Jacquot. This work has been supported by CNES, BNM, CNRS, Collège de France, NEDO (Japan) and TMR contract FMRX-CT96-0002 of the EU. Laboratoire Kastler Brossel is Unité de recherche de l'École Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associé au CNRS.

-
- [1] See for instance "Laser Manipulation of Atoms and Ions", ed. E. Arimondo, W.D. Phillips, F. Strumia, North Holland (1992). C. Adams and E. Riis, "Laser cooling and trapping of neutral atoms", *Prog. Quant. Electr.* **21**, 1 (1997).
 - [2] J.D. Miller, R.A. Cline and D.J. Heinzen, *Phys. Rev. A* **47**, R4567 (1994).
 - [3] T. Takekoshi and R. Knize, *Opt. Lett.* **21**, 77 (1996).
 - [4] S. Friebel, C. D'Andrea, J. Walz, M. Weitz and T. Hänsch, *Phys. Rev. A*, **57**, R20, (1998)
 - [5] H. Lee, C. Adams, M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2658 (1996).
 - [6] A. Kuhn, H. Perrin, W. Hänsel, C. Salomon, *OSA TOPS on ultracold atoms and BEC* **7**, 58, ed. K. Burnett (1996).
 - [7] D.L. Haycock, S.E. Hamman, G. Klose, P.S. Jessen, *Phys. Rev. A* **55**, R3991 (1997).
 - [8] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cagnet, A. Clairon, *Phys. Rev. A* **53**, R3734 (1996); D. Boiron, C. Triché, D.R. Meacher, P. Verkerk, G. Grynberg, *Phys. Rev. A*, **52**, R3425 (1995).
 - [9] H.F. Talbot, *Philos. Mag.* **9**, 401 (1836).
 - [10] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
 - [11] C.R. Monroe, E.A. Cornell, C.A. Sackett, C.J. Myatt and C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 414 (1992).
 - [12] J. Dalibard, private communication.

¹This density could be independently measured by transferring quickly the atoms in $F = 4$ and recording the lifetime of the sample which should be in the ms range with the known value of the spin-exchange relaxation rate of $\sim 10^{-11}$ cm³/s [11,12].

Bibliographie

- [1] Actes de conférence, "Laser manipulation of atoms and ions", ed. E. Arimondo, W. Phillips, F. Strumia, North-Holland (1992)
- [2] C. Adams et E. Riis, *Prog. Quant. Electr.* **21**, 1 (1997)
- [3] A. Clairon, P. Laurent, G. Santarelli, S. Ghézali, S. Lea, M. Bahoura, *IEEE Transactions on instrumentation and measurement* **44** (1995)
- [4] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, E. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995)
- [5] C. Bradley, C. Sackett, J. Tollet, R. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995)
- [6] K. Davies, M. Mewes, M. Andrews, N. Van Druten, D. Durfee, D. Kurn, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995)
- [7] A. Migdall, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergmann, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985)
- [8] H. Hess, *Phys. Rev. B* **34**, R3476 (1986)
- [9] J. Dalibard, non publié
- [10] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987)
- [11] S. Chu, L. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 992 (1985)
- [12] T. Walker, D. Sesko, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990)
- [13] C.G. Townsend, N.H. Edwards, C.J. Cooper, K.P. Zetie, C.J. Foot, A.M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, J. Dalibard, *Phys. Rev. A* **52**, 1423 (1995)
- [14] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, et C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988)
- [15] M. Kasevich et S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741 (1992)

- [16] J. Reichel, F. Bardou, M. Ben Dahan, E. Peik, S. Rand, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4575 (1995)
- [17] B. Saubaméa, T.W. Hijmans, S. Kulin, E. Rasel, E. Peik, M. Leduc, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3146 (1997)
- [18] J. Lawall, S. Kulin, B. Saubaméa, N. Bigelow, M. Leduc, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4194 (1995)
- [19] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi et G. Orriols, *Nuovo Cimento B* **36**, 5 (1976)
- [20] M.S. Shariar, P. Hemmer, M. Prentiss, P. Marte, J. Mervis, D. Katz, N. Bigelow, T. Cai, *Phys. Rev. A* **48**, 4035 (1993)
- [21] C. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys. Fr.* **7**, 423 (1962)
- [22] S. Chu, J. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 (1986)
- [23] J.D. Miller, R.A. Cline, D.J. Heinzen, *Phys. Rev. A* **47**, R4567 (1993)
- [24] M.J. Renn, D. Montgomery, O. Vdovin, D.Z. Anderson, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3253 (1995)
- [25] N. Davidson, H.J. Lee, C.S. Adams, M. Kasevich, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1311 (1995)
- [26] H. Lee, C. Adams, M. Kasevich, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2658 (1996)
- [27] A. Kuhn, H. Perrin, W. Hänsel, C. Salomon, *OSA TOPS on ultracold atoms and BEC* **7**, 58 (1996)
- [28] Christine Triché, thèse, Paris VI (1997)
- [29] T.W. Hänsch et A. Schawlow, *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975)
- [30] J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am B* **6**, 314 (1989)
- [31] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- [32] J. Dalibard, C. Salomon, A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Cohen-Tannoudji, "Atomic Physics 11", ed. S. Haroche, J.C. Gay, G. Grynberg, World Scientific (1989)
- [33] S. Chu, Y. Shevy, D. Weiss, P. Ungar, "Atomic Physics 11", ed. S. Haroche, J.C. Gay, G. Grynberg, World Scientific (1989)
- [34] Yvan Castin, thèse, Paris VI (1992)
- [35] C. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon, S. Guellati, *Appl. Phys. B* **59**, 283 (1994)

- [36] A. Kastberg, W.D. Phillips, S.L. Rolston, R.J.C. Spreeuw, *Phys. Rev. A* **74**, 1542 (1995)
- [37] C. Valentin, M.C. Gagné, J. Yu, P. Pillet, *Europhys. Lett.* **17**, 133 (1992)
- [38] C. Cohen-Tannoudji, "cours du collège de France", année 1995–1996
- [39] Simone Kulin, thèse, Paris VI (1997)
- [40] Y. Castin et K. Mølmer, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3772 (1995)
- [41] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3861 (1992)
- [42] R. Dum, M. Olshanii, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1788 (1996)
- [43] G. Grynberg et J.-Y. Courtois, *Europhys. Lett.* **27**, 41 (1994)
- [44] K.I. Petsas, J.-Y. Courtois, G. Grynberg, *Phys. Rev. A*???? (1996 ou 1997)
- [45] R. Fleischmann, T. Geisel, R. Ketzmerick, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1367 (1992)
- [46] A. Hemmerich, M. Weidemüller, T. Esslinger, C. Zimmermann, T. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 37 (1995)
- [47] P. Lemonde, O. Morice, E. Peik, J. Reichel, H. Perrin, W. Hänsel, C. Salomon, *Europhys. Lett.* **32**, 555 (1995)
- [48] Delphine Grison, thèse, Paris VI (1992)
- [49] W. Wing, "Laser cooled and trapped atoms", ed. par W. Phillips, Nat. Bur. Stand. (U.S.A.), p.74 (1983)
- [50] R. Lovelace, C. Mehanian, T. Tommila, D. Lee, *Nature* **318**, 30 (1985)
- [51] E.A. Cornell, C. Monroe, C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990)
- [52] M.O. Mewes, M. Andrews, N. van Druten, D. Kurn, D. Durfee, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996)
- [53] C. Cohen-Tannoudji "fundamental systems in quantum optics", les Houches 1990 session LIII, J. Dalibard, J.M. Raimond, J. Zinn-Justin, edt Elsevier (1992)
- [54] C. Adams, D. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3577 (1995)
- [55] M.J. Renn, A.A. Zozulva, E.A. Donley, E.A. Cornell, D.Z. Anderson, *Phys. Rev. A* **55**, 3634 (1997)
- [56] A. Ashkin, J.M. Dziedzic, J.E. Bjorkholm, S. Chu, *Opt. Lett.* **11**, 223 (1986)
- [57] H. Stapelfeldt, H. Sakai, E. Constant, P.B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2787 (1997)

- [58] B.P. Anderson, T.L. Gustavson, M.A. Kasevich, *Phys. Rev. A* **53**, R3727 (1996)
- [59] R. Cook et R. Hill, *Opt. Comm.* **43**, 258 (1982)
- [60] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, Y.B. Ovchinnikov, A.I. Sidorov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **45**, 282 (1987) [*J.E.T.P. Lett.* **45**, 353 (1987)]; *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2137 (1988)
- [61] C.G. Aminoff, A.M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3083 (1993)
- [62] M.A. Kasevich, D.S. Weiss, S. Chu, *Opt. Lett.* **15**, 607 (1990)
- [63] P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt, J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4 (1996)
- [64] T. Kuga, Y. Torii, N. Shiokawa, T. Hirano, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4713 (1997)
- [65] B. Dahmani, L. Hollberg, R. Drullenger, *Opt. Lett.* **12**, 876 (1987)
- [66] Philippe Laurent, thèse, Paris Sud (1989)
- [67] M. de la Bachelerie, P. Perez, *Optics Comm.* **55**, 174 (1985)
- [68] A. Yariv, "Quantum Electronics", Wiley (1967)
- [69] G. Gursky, R. Giacconi, F. Paolini, B. Rossi, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 530 (1963)
- [70] C. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon, S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990)
- [71] S. Guibal, C. Triché, L. Guidoni, P. Verkerk, G. Grynberg, *Opt. Comm.* **131**, 61 (1996)
- [72] M. Kozuma, Y. Imai, K. Nakagawa, M. Ohtsu, *Phys. Rev. A* **52**, R3421 (1995)
- [73] M. Kozuma, K. Nakagawa, W. Jhe, M. Ohtsu, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 2428 (1996)
- [74] Pour un calcul plus complet voir :Thèse de Olivier Morice, Paris VI (1995)
- [75] M. Françon, "Le contraste de phase en optique et en microscopie", edt de la revue d'optique théorique et instrumentale (1950)
- [76] M. Born, E. Wolf, "Principles of optics", p.424-428, edt Pergamon Press (1964)
- [77] M.R. Andrews, M.-O. Mewes, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Science* **273**, 84 (1996)
- [78] Catalogue Melles-Griot, p1.15-1.23

- [79] J.D. Jackson, "classical Electrodynamics", ed Wiley
- [80] J.W. Goodman, "Introduction à l'optique de Fourier et à l'holographie", edt Masson (1972)
- [81] L. Landau et E. Lifchitz, "Physique théorique, tome 1 : mécanique", edt Mir
- [82] D. Boiron, C. Triché, D.R. Meacher, S. Guibal, P. Verkerk, G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **52**, R3425 (1995)
- [83] C. Triché, D. Boiron, S. Guibal, D.R. Meacher, P. Verkerk, G. Grynberg, *Opt. Comm.* **126**, 49 (1996)
- [84] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois, C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2249 (1993)
- [85] B. Sheely, S. Shang, P. Van der Straten, S. Hatamian, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 858 (1990)
- [86] M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, C. Salomon, *Appl. Phys. B* **59**, 283 (1994)
- [87] C.R. Monroe, E.A. Cornell, C.A. Sackett, C.J. Myatt, C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 414 (1993)
- [88] K. Gibble, S. Chang et P. Legere, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2666 (1995)
- [89] M. Arndt, M. Ben Dahan, D. Guéry-Odelin, M.W. Reynolds, J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 625 (1997)
- [90] J. Söding, D. Guéry-Odelin, P. Desbiolles, G. Ferrari, J. Dalibard, accepté à *Phys. Rev. Lett.*
- [91] W. Ketterle et N.J. van Druten, *Adv. At. Mol. Opt.* **37**, 181 (1996)
- [92] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, "Solid State Physics", ed. H.R.W. International Edition (1976)
- [93] H.F. Talbot, *Philos. Mag.* **9**, 401 (1836)
- [94] K. Patorski, "Progress in optics", vol. XXVII, ed. E. Wolf, North Holland (1989)
- [95] Lord Rayleigh, *Philos. Mag.* **11**, 196 (1881)
- [96] J.T. Winthrop et C.R. Worthington, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 373 (1965)
- [97] N.P. Bigelow, M.G. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 29 (1990)
- [98] L. Guidoni, P. Verkerk, soumis à *Phys. Rev. A*

- [99] M.M. Burns, J.M. Fournier, J.A. Golovchenko, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1233 (1989)
- [100] J.W. Goodman "Statistical properties of laser speckle patterns", p. 9-75 in "Laser speckle and related phenomena", J.C. Dainty, ed Springer-Verlag (1975)

Résumé

L'objet de cette thèse est l'étude du refroidissement et du piégeage d'atomes de césium dans des structures lumineuses à faible taux de diffusion. Nous avons mis au point une mélasse optique dite *grise* dans laquelle le refroidissement est réalisé sur une transition de type $J_f \rightarrow J_e = J_f - 1$ à l'aide de faisceaux lumineux désaccordés sur le bleu de la transition atomique (fréquence du laser supérieure à la fréquence de la transition atomique). Les atomes étant pompés dans des états faiblement couplés à la lumière, le taux de diffusion de photons est réduit et la température minimale trois fois plus faible que dans une mélasse traditionnelle.

Le confinement des atomes refroidis dans une mélasse grise est assuré par un piège dipolaire très désaccordé créé par un laser YAG: Nd³⁺. Dans une première étape les atomes sont piégés dans un faisceau unique. Le nuage atomique a alors une structure cylindrique avec un fort confinement transverse (taille de l'ordre de six microns). Dans cette situation nous avons mesuré une densité atomique de $2 \cdot 10^{12}$ at/cm³ et l'épaisseur optique le long du faisceau piégeant est estimée à 500. Nous avons montré que dans cette géométrie anisotrope le chauffage par diffusion multiple de photons est fortement diminué.

Dans un deuxième temps, nous avons créé un réseau optique très désaccordé de pas 29 microns en faisant l'image d'un réseau matériel sur les atomes par le faisceau YAG. Une image par absorption a permis une observation directe de la localisation des atomes dans cette structure périodique (taille du nuage atomique par site de $\sim 3 \mu\text{m}$). Le réseau atomique est non lacunaire. Par effet Talbot ce confinement est tridimensionnel et conduit à des densités atomiques de l'ordre de 10^{13} at/cm³ et des densités dans l'espace des phases de $\sim 10^{-3}$. Le fort confinement et les densités atomiques importantes que nous avons obtenus ouvrent de nombreuses perspectives.

Abstract

We experimentally study cooling and trapping of cesium atoms in low scattering rate light structures. We investigate *gray molasses* for which the cooling occurs on a $J_f \rightarrow J_e = J_f - 1$ transition with a blue detuning of the laser beams (laser frequency higher than atomic frequency). Because the atoms are pumped in states which are weakly coupled to the light field, the photon scattering rate is reduced and the minimum temperature ($\sim 1 \mu\text{K}$) is three times lower than in a conventional molasses.

Confinement of these cold atoms is made using a far-detuned dipole trap created by an intense YAG laser beam. In a first step, the atoms are trapped in the waist of single focused Gaussian beam. The atomic cloud has a cylindrical shape with a strong transverse confinement (rms size of $\sim 6 \mu\text{m}$) and a peak density of 10^{12} at/cm³. The optical density along the trapping beam is estimated to 500. We show that in this anisotropic geometry the heating due to photon multiple scattering within the atomic cloud is greatly reduced.

Then, by imaging onto the cold atoms a transmission grating illuminated by the YAG beam we create a far-detuned optical lattice with a $29 \mu\text{m}$ period (rms width of $\sim 3 \mu\text{m}$ in a lattice site). Absorption images give a direct observation of the atomic localization. The lattice contains no vacancies. Because of the Talbot effect, the confinement is three-dimensional and leads to a peak density greater than 10^{13} at/cm³ and a phase space density of $\sim 10^{-3}$. The strong confinement and the high atomic densities that we have achieved open the way for various applications.