



HAL
open science

Transmission cohérente et interaction de type gravitationnel dans un nuage froid de Strontium

Maryvonne Chalony

► **To cite this version:**

Maryvonne Chalony. Transmission cohérente et interaction de type gravitationnel dans un nuage froid de Strontium. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Nice Sophia Antipolis, 2010. Français. NNT: . tel-00601788

HAL Id: tel-00601788

<https://theses.hal.science/tel-00601788>

Submitted on 20 Jun 2011

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.

UNIVERSITÉ DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE DE SCIENCES FONDAMENTALES ET APPLIQUÉES

THÈSE

pour obtenir le titre de
Docteur en Sciences
de l'UNIVERSITÉ de Nice-Sophia Antipolis
spécialité « Physique »

présentée et soutenue par
Maryvonne CHALONY

TRANSMISSION COHÉRENTE ET INTERACTION DE TYPE GRAVITATIONNEL DANS UN NUAGE FROID DE STRONTIUM

Thèse dirigée par David WILKOWSKI
soutenue le 16 Décembre 2010 devant le jury composé de :

M ^{me}	HÉLÈNE PERRIN	(Rapporteur)
M.	PHILIPPE COURTEILLE	(Rapporteur)
M.	FLORIAN SCHRECK	(Examineur)
M.	KWEK LEONG-CHUAN	(Examineur)
M.	ANDERS KASTBERG	(Président)
M.	DAVID WILKOWSKI	(Directeur de thèse)

À Marc

REMERCIEMENTS

Biot, le 7 avril 2011.

CETTE thèse fut, pour moi, une expérience passionnante et enrichissante mais également difficile car jalonnée d'imprévus et de complications. Je souhaite donc remercier les personnes qui, de différentes manières, m'ont soutenue durant ce travail.

Je voudrais tout d'abord exprimer mes plus profonds remerciements à David Wilkowski, qui m'a encadrée de façon magistrale me permettant d'obtenir suffisamment d'autonomie pour terminer ce travail expérimental seule après son départ à Singapour. Il a toujours fait preuve d'un optimisme et d'un enthousiasme inébranlables. Il a su être présent durant ces quatre années de thèse, même lorsqu'il se trouvait à l'autre bout du monde. David, je te remercie surtout pour ta confiance.

Je remercie toute l'équipe d'atomes froids de Nice, ils m'ont conseillée durant ces années sur la physique et sur les aspects techniques de l'expérience et je pense particulièrement à Robin Kaiser, Guillaume Labeyrie et Patrizia Vignolo qui ont toujours gardé leur porte ouverte pour mes questions et m'ont beaucoup encouragée.

Je souhaite également remercier les différentes personnes qui ont travaillé avec moi : pour la partie expérimentale Costanza Toninelli, Xiaolin Li et Bruce Klappauf qui m'ont accompagnée en salle de laboratoire (et je regrette Costanza que nous n'ayons pu obtenir de résultats sur notre projet) ; pour les aspects théoriques Romain Pierrat, Dominique Delande, Julien Barré, Bruno Marcos et Alain Olivetti, j'ai apprécié la qualité de nos discussions qui nous ont permis d'avancer rapidement sur la compréhension des phénomènes physiques observés. Vous avez su m'expliquer la physique efficacement afin que celle-ci me paraisse claire (enfin quand cela était possible).

Je pense également à ma famille et mes amis qui m'ont soutenue durant cette thèse. Je n'oublie pas les étudiants et post-docs de l'INLN, votre bonne humeur a été d'un grand réconfort : Patrice, Lauris, Émilie, Gian-Lucca, Florence, Margherita, Marta, Laurent, Axel, Xiaoli, Julien et en particulier les étudiants d'atomes froids Tom, Nicolas, Jean-François, Louis et Quentin. Je leur souhaite bon courage pour leur fin de thèse.

Je tiens également à remercier mes correcteurs d'orthographe Marc, Mado

et Zef (j'ai donc trois non-physiciens qui ont lu ma thèse). Je remercie, bien sûr, Marc qui m'a soutenue durant toute cette thèse, m'encourageant dans les moments les plus difficiles et s'enthousiasmant de mes réussites.

J'aimerais également remercier les équipes techniques et administratives de l'INLN, ainsi que son directeur Jorge Treddicce.

J'adresse enfin mes remerciements aux membres du jury : Hélène Perrin, Philippe Courteille, Florian Schreck, Kwek Leong-Chuan et Anders Kastberg pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour les nombreux conseils et commentaires qu'ils m'ont donnés afin de clarifier mon manuscrit.

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES FIGURES	ix
INTRODUCTION	1
1 REFROIDISSEMENT LASER ET PIÈGEAGE DE L'ATOME DE STRONTIUM	5
1.1 SOURCE À 461NM	7
1.1.1 Éléments d'optique non-linéaire paramétrique	7
1.1.2 Quasi-accord de phase	10
1.1.3 Génération efficace d'une seconde harmonique	11
1.1.4 Montage expérimental	14
1.1.5 Caractérisation du Laser	18
1.2 PRÉSENTATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	24
1.2.1 Le PMO "bleu"	24
1.2.2 Le PMO "rouge"	26
1.3 LE PIÈGE DIPOLAIRE	30
1.3.1 Introduction	30
1.3.2 Le potentiel dipolaire	31
1.3.3 Paramètres d'un FORT à 780 nm	32
1.3.4 Réalisation expérimentale	34
CONCLUSION	39
2 SYSTÈMES EN INTERACTION ATTRACTIVE À LONGUE PORTÉE	41
INTRODUCTION	43
2.1 MODÈLE D'INTERACTION ATTRACTIVE DANS LES ATOMES FROIDS	45
2.1.1 Présentation du modèle à 1 dimension	45
2.1.2 Rôle de la diffusion multiple	52
2.1.3 Avantages et inconvénients d'utiliser la transition d'intercombinaison du strontium pour modéliser un système auto-gravitant	53
2.2 MONTAGE DU SYSTÈME 1D	54
2.2.1 Annulation du déplacement d'horloge	54

2.2.2	Mise en place de l'échantillon atomique	59
2.2.3	Mesure des profils et de la température	62
2.3	SIGNATURE DE L'INTERACTION À LONGUE PORTÉE	66
2.3.1	Taille du nuage	67
2.3.2	Profil de densité du nuage "libre"	68
2.3.3	Mise en évidence du système auto-gravitant	70
2.4	INTERACTION DANS UN SYSTÈME ATTRACTIF 1D	74
2.5	LES OSCILLATIONS EN RÉGIME SOUS-AMORTI : UNE AUTRE SIGNATURE DE L'INTERACTION À LONGUE PORTÉE	77
2.5.1	Évolution des modes de respiration en fonction de l'interaction	78
2.5.2	Étude expérimentale des oscillations du nuage	78
	CONCLUSION	84
3	TRANSMISSION COHÉRENTE DANS UN NUAGE D'ATOMES FROIDS	85
	INTRODUCTION	87
3.1	RÉGIME STATIONNAIRE : RAPPELS	90
3.1.1	Théorème optique	90
3.1.2	Hypothèse de complémentarité	93
3.1.3	Loi de Beer-Lambert	95
3.2	RÉALISATION EXPÉRIMENTALE	96
3.2.1	Préparation de l'échantillon	96
3.2.2	Sonde et système d'imagerie	97
3.3	FLUORESCENCE ET PIÉGEAGE RADIATIF	98
3.3.1	Détermination de l'épaisseur optique	98
3.3.2	Temps caractéristique et discussion	99
3.4	TRANSMISSION COHÉRENTE DANS UN NUAGE DE FAIBLE ÉPAISSEUR OPTIQUE.	101
3.4.1	Mise en évidence expérimentale d'un mécanisme de déphasage	102
3.4.2	Un mécanisme de déphasage : le mouvement des atomes	104
3.4.3	Simulation de l'émission au sein d'un agrégat de diffuseurs à résonance	106
3.4.4	Comparaison simulation/expérience	107
3.4.5	Dynamique à l'allumage du champ transmis	108
3.5	DIFFUSION VERS L'AVANT DANS UN NUAGE D'ATOMES DE FORTE ÉPAISSEUR OPTIQUE	114
3.5.1	Présence d'un "flash" lumineux	114
3.5.2	Description générale des effets observés pour un nuage optiquement épais	115
3.5.3	Réponse spectrale d'un nuage de forte épaisseur optique	118
3.5.4	Comparaison expérience/simulation numérique	119

3.5.5	Discussions sur la dynamique spatio-temporelle à forte épaisseur optique	120
3.5.6	Étude de la phase entre le champ incident et le champ transmis.	121
3.6	ÉTUDE QUALITATIVE EN FONCTION DE LA SATURATION	125
	CONCLUSION	127
CONCLUSION ET PERSPECTIVES		129
A ANNEXES		133
A.1	CALCUL DE LA LONGUEUR D'ONDE MAGIQUE	134
A.1.1	Polarisabilité et longueur d'onde magique	134
A.1.2	Calcul de polarisabilité	135
A.1.3	Conclusion	139
A.2	CALCUL ANALYTIQUE DU PROFIL DE DENSITÉ	140
A.3	ARTICLES	143
A.3.1	VSCPT	143
A.3.2	Transmission cohérente dans un nuage de diffuseurs	150
BIBLIOGRAPHIE		155

LISTE DES FIGURES

1	Coucher de Soleil.	2
1.1	Quasi accord de phase	10
1.2	Cavité de surtension	14
1.3	Montage du laser à 461 nm	16
1.4	Montage de la cavité de doublage.	17
1.5	Contraste de la cavité	19
1.6	Efficacité de conversion	20
1.7	Acceptance en température et efficacité de conversion.	22
1.8	Diagramme d'énergie du Strontium	26
1.9	Refroidissement dur transition étroite	28
1.10	Profil du potentiel dipolaire.	33
1.11	Montage de la source laser du FORT.	34
1.12	Spectre fréquentiel du FORT.	35
1.13	Pulsation du piège dipolaire.	35
1.14	Séquence de chargement du piège dipolaire.	36

1.15	Imagerie d'ombre sur le piège dipolaire.	38
2.1	Principe de la force "d'écrantage".	47
2.2	Absorption par une distribution d'atomes de température $T = 2\mu K$	49
2.3	Profils de densité.	51
2.4	Annulation du décalage lumineux : dépendance de la polarisation.	55
2.5	Effet Stark sur les atomes du piège dipolaire.	57
2.6	Déplacement d'horloge entre $^1S_0 - ^3P_1$	58
2.7	Séquence temporelle - Systèmes auto-gravitants.	59
2.8	Montage expérimental d'un système auto-gravitant 1D.	60
2.9	Évaluation expérimentale de la saturation effective.	61
2.10	Imagerie d'ombre sur le piège dipolaire.	63
2.11	Évolution temporelle de la taille du nuage soumis à une force attractive.	64
2.12	Évolution temporelle de la taille du nuage dans le piège dipolaire.	66
2.13	Compression du nuage.	67
2.14	Profil de densité du nuage "libre" dans le piège dipolaire.	69
2.15	Profil de densité à l'équilibre avec l'interaction attractive par effet d'ombre.	70
2.16	Profil de densité lors du chauffage dû à l'interaction.	72
2.17	Taille caractéristique du nuage soumis à une force attractive.	75
2.18	Évolution temporelle de la compression du nuage.	77
2.19	Influence de la variation du nombre d'atomes.	80
2.20	Étude des pulsations d'oscillations.	81
2.21	Étude des pulsations d'oscillations(suite).	82
3.1	Principe de l'expérience.	88
3.2	Extinction d'une onde incidente par un milieu diffusant.	92
3.3	Deux expériences complémentaires : "OFF" et "ON".	93
3.4	Construction des champs avec et sans le champ incident.	94
3.5	Montage du système d'imagerie.	96
3.6	Diffusion Multiple.	98
3.7	Signal de fluorescence du nuage sondé sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$	100
3.8	Intensité diffusée cohérente vers l'avant à l'extinction du faisceau sonde.	101
3.9	Caractérisation du temps caractéristique d'émission vers l'avant.	102
3.10	Temps caractéristique de l'intensité cohérente vers l'avant en fonction de la température.	103
3.11	Modèle de sources lumineuses mobiles en 1D.	104

3.12	Évolution en fonction de la température de l'intensité émise vers l'avant.	105
3.13	Temps caractéristique de l'intensité cohérente vers l'avant en fonction de la température.	108
3.14	Intensité vers l'avant à l'allumage du faisceau sonde : imagerie d'ombre.	109
3.15	Comparaison de la dynamique de l'intensité vers l'avant à l'allumage et à l'extinction du champ incident.	110
3.16	Vérification du principe de complémentarité sur les profils radiaux du champ.	112
3.17	"Flash" lumineux vers l'avant.	115
3.18	Image en champ proche de l'intensité cohérente émise vers l'avant à travers un nuage de forte épaisseur optique.	116
3.19	Temps de décroissance caractéristique en fonction de l'épaisseur optique.	117
3.20	Analyse par transformée de Fourier.	119
3.21	Simulation numérique de l'intensité cohérente vers l'avant pour un nuage à forte épaisseur optique.	120
3.22	Évolution temporelle de l'intensité cohérente vers l'avant à forte épaisseur optique.	121
3.23	Construction des champs diffusé et transmis.	122
3.24	Évolution temporelle de la phase entre le champ incident et le champ transmis.	123
3.25	Tomographie du champ cohérent transmis.	124
3.26	Évolution en fonction de la saturation.	125
3.27	Évolution spatiale en fonction de la saturation.	126
A.1	Diagramme d'énergie des niveaux intervenant dans le déplacement d'horloge des niveaux $5s^2\ ^1S_0$ et $5s5p\ ^3P_1$	135
A.2	Dépendance angulaire de la longueur d'onde "magique".	138

INTRODUCTION. . .

LORSQUE nous regardons un coucher de Soleil, nous pouvons observer que la lumière du soleil transmis par l'atmosphère nous paraît moins intense et prend des couleurs rougeoyantes. Cela indique tout d'abord qu'il existe une extinction (ou atténuation) à travers le passage d'une couche d'atmosphère plus grande. De plus, cette extinction est plus importante pour les courtes longueurs d'onde (vers le bleu) que pour les longues (vers le rouge). Par cette seule observation, nous ne pouvons pas conclure sur l'origine de cette extinction, elle peut être due à la diffusion ou/et à l'absorption des photons.

Cependant, le fait d'observer un intense ciel bleu nous permet de comprendre que c'est bien la diffusion qui est à l'origine de l'extinction dans cet exemple. Des mesures montrent que la lumière prélevée du faisceau originel réapparaît sous forme de lumière diffusée. L'absorption n'intervient donc pas (ou peu) dans l'extinction.

L'atténuation que nous, observateurs sur la Terre, pouvons voir résulte des interférences entre le champ incident émis par le soleil et le champ diffusé par les molécules et atomes de l'atmosphère.

À la fin du 19^{me} siècle, Messieurs Sellmeier [Sellmeier 1871] et Rayleigh [Strutt 1871] se sont intéressés aux problèmes de propagation de la lumière à travers les matériaux. De ces travaux, il apparaîtra quelques années plus tard l'énoncé du théorème optique qui relie, par le principe de conservation d'énergie, l'extinction de la lumière à l'intensité totale diffusée.

Bien que l'étude des phénomènes liés à la diffusion est débutée depuis plus d'un siècle, la problématique de la propagation d'onde dans les milieux complexes n'a toujours pas perdu de son intérêt. Les atomes froids ont des caractéristiques intéressantes pour l'étude de ce problème. Par exemple, leurs sections de diffusion sont importantes à résonance et modulables suivant le désaccord de l'onde incidente.

Cette thèse s'inscrit dans la thématique historique locale des problèmes liés à l'interaction de la lumière avec un milieu diffusant.

En effet, le groupe d'atomes froids de Nice a largement étudié les propriétés du transport de la lumière dans un gaz d'atomes froids. De précédents résultats tels que l'observation du cône de rétrodiffusion cohérente sur un nuage de Rubidium 85 puis sur Strontium 88 [Labeyrie 1999, Labeyrie 2000,



FIGURE 1 – *Coucher de Soleil.*

Bidel 2002b] et le piégeage radiatif sur Rubidium 85 [Labeyrie 2005] ont été obtenus au sein de cette équipe.

Le cône de rétrodiffusion cohérente a pour origines les effets d'interférences constructives de la lumière dans la direction arrière d'un milieu diffusant. En raison de la structure interne du Rubidium, le cône observé n'avait pas l'amplitude maximale, le contraste maximal fut obtenu sur un nuage de Strontium où le niveau fondamental est non-dégénéré.

Nous nous sommes aussi intéressés aux propriétés interférentielles dans un milieu diffusant mais cette fois entre la lumière diffusée et le laser de pompe. Plus précisément, nous avons étudié la dynamique spatio-temporelle du champ cohérent transmis par un nuage d'atomes froids. Cette étude est rendue possible par une des spécificités de l'atome de strontium. En effet, en nous plaçant sur la raie d'intercombinaison, la dynamique est suffisamment lente pour que nous puissions observer le comportement spatio-temporel de la lumière diffusée vers l'avant.

Les techniques de refroidissement de gaz d'atomes s'étant considérablement améliorées ces 25 dernières années, les atomes froids s'ouvrent actuellement en tant que milieu test à des domaines plus larges de la physique. Naturellement, les atomes froids trouvent leurs applications en physique quan-

tique [Andrews 1997] mais également en métrologie [Takamoto 2005], en physique de la matière condensée et dans bien d'autres domaines...

C'est également dans cette mouvance d'ouverture vers les autres domaines de la physique que s'inscrit notre étude sur les systèmes avec interaction attractive à longue portée.

Une force à longue portée bien connue est la gravitation, menant à la création d'étoiles, planètes et galaxies. Ces effets sont depuis longtemps observés et étudiés. Beaucoup d'études théoriques et numériques ont été menées. Cependant des expériences de laboratoire mettant en valeur des interactions à longue portée sont rares voire inexistantes.

Une force attractive bien connue existe dans les atomes froids [Dalibard 1988], elle est issue de l'absorption des lasers par les atomes et fait apparaître une force attractive due à l'effet d'ombre. Malheureusement, elle s'accompagne d'une force répulsive due à la diffusion multiple des photons par le milieu diffusant qui généralement surpasse l'action de la force attractive.

En nous plaçant dans une configuration d'un système à deux niveaux et dans une géométrie à 1 dimension, la diffusion multiple devient très faible. Ainsi nous pourrions étudier l'action de la force attractive par l'effet d'ombre et pour une gamme de paramètres adéquats et observer des signatures d'une interaction à longue portée attractive dans notre échantillon atomique.

En utilisant, encore une fois, les spécificités de la raie d'intercombinaison du strontium, nous avons suffisamment refroidi nos atomes pour les placer dans un piège dipolaire quasi-1D et appliquer une force attractive sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$ permettant l'observation d'un système auto-gravitant.

Plan de la thèse

Le *premier chapitre* introduira les aspects techniques de l'expérience d'atomes froids de Strontium développés au cours de cette thèse et rappellera quelques éléments clefs déjà existants. Nous nous attacherons particulièrement à décrire le laser à $461nm$ obtenu par doublage de fréquence qui a été réalisé durant cette thèse. Nous présenterons également les caractéristiques du piège dipolaire à $780nm$ mis en place sur l'expérience afin d'obtenir un échantillon atomique quasi-1D qui nous sera utile par la suite pour l'étude des systèmes soumis à une interaction à longue portée.

Le *deuxième chapitre* présentera l'étude des systèmes présentant une interaction attractive à une dimension que nous avons menée durant cette thèse. Nos différentes observations expérimentales permettront de mettre en évidence l'existence d'une interaction à longue portée attractive sur le nuage atomique.

Dans le *troisième chapitre*, nous étudierons la transmission cohérente de la lumière à travers un nuage d'atomes froids. Cette étude sera tout d'abord menée sur un nuage de faible épaisseur optique, nous permettant de mettre en évidence les effets de décohérence de l'intensité émise vers l'avant dus à la température du nuage. Nous vérifierons également l'hypothèse de complémentarité en nous appuyant sur le théorème optique. Cette hypothèse nous sera utile par la suite pour une étude spatio-temporelle de l'intensité cohérente transmise et de sa phase dans un nuage optiquement épais.

REFROIDISSEMENT LASER ET PIÈGEAGE DE L'ATOME DE STRONTIUM

1

SOMMAIRE

1.1 SOURCE À 461NM	7
1.1.1 Éléments d'optique non-linéaire paramétrique	7
1.1.2 Quasi-accord de phase	10
1.1.3 Génération efficace d'une seconde harmonique	11
1.1.4 Montage expérimental	14
1.1.5 Caractérisation du Laser	18
1.2 PRÉSENTATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	24
1.2.1 Le PMO "bleu"	24
1.2.2 Le PMO "rouge"	26
1.3 LE PIÈGE DIPOLAIRE	30
1.3.1 Introduction	30
1.3.2 Le potentiel dipolaire	31
1.3.3 Paramètres d'un FORT à 780 nm	32
1.3.4 Réalisation expérimentale	34
CONCLUSION	39

CE chapitre est dédié à une description technique du montage de l'expérience de Strontium présente à Nice.

En particulier, nous expliquons en détail les développements expérimentaux réalisés durant cette thèse comme : le doublage de fréquence afin de générer un laser à $461nm$ d'une puissance de $200mW$ ou bien encore la mise en place d'un piège dipolaire à $780nm$.

Dans la première partie, nous présenterons le développement d'un nouveau laser à $461nm$. Cette source est obtenue après doublage de fréquence par un cristal non-linéaire *ppKTP*. Après quelques rappels de génération de doublage en cavité résonnante, nous développerons les caractéristiques de notre laser.

Dans parties suivantes, nous exposerons quelques aspects du montage de l'expérience d'atomes froids de strontium : nous rappellerons les étapes du refroidissement sur strontium, et nous développerons les caractéristiques du piège dipolaire mis en place sur l'expérience. Nous introduirons ainsi les possibilités (et les limitations) de l'expérience qui seront utiles à l'obtention d'échantillons atomiques utilisés par la suite dans les projets scientifiques développés dans le chapitre 2 pour les systèmes auto-gravitants et le chapitre 3 pour l'étude de la transmission cohérente à travers un nuage de diffuseurs.

1.1 SOURCE À 461NM

L'obtention d'un nuage d'atomes froids dense nécessite une source d'atomes froids abondante (le flux d'atomes piégés après le ralentisseur Zeeman est de l'ordre de 10^{10} atomes/s). Mais pour cela il est primordial d'avoir une source laser intense à 461 nm.

Initialement, le laser à 461nm était généré par doublage de fréquence à l'aide d'un cristal non-linéaire $KNbO_3$ dans une cavité résonnante linéaire [Klappauf 2004]. Ce système permettait d'obtenir un taux de conversion d'environ 50%. Mais après quelques années d'utilisation, l'efficacité de ce montage avait considérablement diminué. Initialement nous avions une puissance de 150mW, alors que lors des derniers mois d'utilisation celle-ci était plutôt de 80mW. Cette puissance laissait peu de marge de manoeuvre (voire était insuffisante) pour l'obtention d'un PMO optimum sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$.

Il était donc nécessaire de mettre en place une nouvelle source à 461nm. Notre choix s'est tourné vers l'utilisation d'un cristal non linéaire périodiquement polarisé de phosphate de potassium (*ppKTP*). Nous nous sommes fortement inspirés du montage développé par l'équipe de Pierre Lemonde au SYRTE et nous rappellerons ici quelques une de ces caractéristiques. Une description plus détaillée se trouve dans la thèse de Rodolphe Le Targat [Le Targat 2007].

Tout en expliquant les raisons de ce choix technologique, nous rappellerons dans cette partie les principes de base de l'optique non-linéaire qui permettent la génération d'une Seconde Harmonique (SH) et nous justifierons l'utilisation d'une cavité de surtension autour de ce cristal non-linéaire afin d'optimiser ses performances.

1.1.1 Éléments d'optique non-linéaire paramétrique

Processus non linéaire du second ordre

Lors du passage d'une onde électromagnétique dans un matériau diélectrique, son champ agit sur les dipôles électriques et a pour effet d'induire une polarisation \vec{P} .

La dépendance de la polarisation vis-à-vis du champ inducteur $E(z, t) = \varepsilon_\omega(z)e^{-i\omega t} + \varepsilon_\omega^*(z)e^{i\omega t} = E_\omega(z)e^{i(k_\omega z - \omega t)} + c.c.$ (où E_ω est la fonction d'enveloppe d'une onde qui se propage suivant l'axe Oz qui varie lentement à l'échelle de la longueur d'onde et ω est la pulsation de l'onde monochromatique) est bien modélisée dans le cas de faible intensité par une relation linéaire $\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t)$, où $\chi^{(1)}$ est le tenseur de susceptibilité linéaire du milieu. Mais lorsque cette

onde est de forte intensité, la polarisation ne peut plus être considérée comme dépendant linéairement du champ électrique.

La polarisation s'écrit alors sous la forme :

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots \quad (1.1)$$

$\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ sont respectivement les tenseurs de susceptibilité électrique non linéaire quadratique et cubique.

Cette réponse, locale et instantanée, est composée du terme linéaire $\epsilon_0 \chi^{(1)} E(t)$ et de la somme de termes non linéaires $\sum \epsilon_0 \chi^{(n)} \vec{E}^n(t)$, ($n > 1$) où $\chi^{(n)}$ est le tenseur de susceptibilité électrique d'ordre n . Ces derniers représentent la polarisation non linéaire P_{NL} et sont responsables des conversions de fréquences de l'onde initiale.

En limitant le développement aux termes du second ordre, l'expression 1.1 devient :

$$\begin{aligned} P_{NL}(z, t) &= \epsilon_0 \chi^{(2)} (\varepsilon(z) e^{-i\omega t} + \varepsilon^*(z) e^{i\omega t})^2 \\ &= \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(2)} (\varepsilon(z)^2 e^{-2i\omega t} + \varepsilon^*(z)^2 e^{2i\omega t})}_{\text{doublage de fréquence}} + \underbrace{2\varepsilon(z)\varepsilon^*(z)}_{\text{terme continu}} \end{aligned} \quad (1.2)$$

On constate alors, outre l'apparition d'un terme continu, la présence d'une nouvelle pulsation à 2ω qui est engendrée par la non-linéarité du milieu. Cette nouvelle fréquence optique représente l'onde à la Seconde Harmonique (SH). Pour simplifier notre description, nous nous limitons ici au cas scalaire. Les susceptibilités deviennent alors des quantités algébriques.

Pour voir apparaître le processus non-linéaire il est nécessaire d'avoir des sources intenses, c'est pourquoi il a fallu attendre la découverte de l'effet Laser, en 1960, pour observer le premier effet non linéaire en optique (observation par Franken en 1961 de la génération d'une seconde harmonique à 347,1 nm à la sortie d'une lame de quartz éclairée par un laser à 694,2 nm) [Franken 1961].

En utilisant les équations de Maxwell, nous obtenons l'équation de propagation dans un régime non linéaire :

$$\nabla^2 E - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P^{(1)}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P^{(2)}}{\partial t^2} \quad (1.3)$$

Dans l'approximation paraxiale ($\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \ll k \frac{\partial E}{\partial z}$), l'équation 1.3 dans laquelle on introduit l'équation 1.2 se simplifie et devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_\omega}{\partial z} &= i \frac{\omega \chi^{(2)}(z)}{cn_\omega} E_\omega^* E_{2\omega} e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial E_{2\omega}}{\partial z} &= i \frac{\omega \chi^{(2)}(z)}{cn_{2\omega}} (E_\omega)^2 e^{i\Delta k z} - \frac{\beta_{2\omega}}{2} E_{2\omega} \end{cases} \quad (1.4)$$

où $\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}$ est le désaccord de phase entre les deux ondes et $\beta_{2\omega}$ est le coefficient des pertes linéaires du milieu pour la seconde harmonique (celles-ci sont généralement négligeable pour l'onde pompe).

Accord de phase

Dans le cas général, l'établissement d'une formule analytique pour décrire l'intensité lumineuse générée par un processus paramétrique est difficile. Mais lorsque le rendement de conversion de fréquence est suffisamment faible pour que le faisceau incident ne soit pas réellement affecté, l'approximation de la pompe non dépeuplée peut être utilisée et les calculs deviennent alors plus aisés. Dans ce cas, les équations 1.4 deviennent :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_\omega}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial E_{2\omega}}{\partial z} = i \frac{\omega \chi^{(2)}(z)}{cn_{2\omega}} E_\omega(0)^2 e^{i\Delta kz} - \frac{\beta_{2\omega}}{2} E_{2\omega} \end{cases} \quad (1.5)$$

En supposant que $\chi^{(2)}(z)$ est constant et β est nul, on obtient l'expression suivante :

$$E_{2\omega}(z) = i \frac{\omega \chi^{(2)}}{cn_{2\omega}} E_\omega(0)^2 \frac{e^{i\Delta kz} - 1}{i\Delta k} \quad (1.6)$$

Et nous pouvons ainsi obtenir l'expression de l'intensité et la puissance de la seconde harmonique pour un faisceau gaussien ayant un col de faisceau (ou "waist") w_0 :

$$P_{2\omega}(z) = 2 \frac{(\omega \chi^{(2)} z)^2}{\epsilon_0 c^3 n_{2\omega} n_\omega^2} \times \frac{P_\omega^2(0)}{\pi (w_0^\omega)^2} \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k z}{2}\right) \quad (1.7)$$

Les waists de l'onde fondamentale et de la SH sont reliés de la façon suivante : $w_0^\omega = \sqrt{2} w_0^{2\omega}$.

La relation 1.7 montre que si le désaccord de phase est non nul, la puissance générée pour la seconde harmonique est une fonction oscillante de z : l'onde à la fréquence 2ω est alternativement construite puis détruite avec une périodicité spatiale égale à :

$$2L_c = \left| \frac{2\pi}{\Delta k} \right| \quad (1.8)$$

L_c est appelée la *longueur de cohérence*.

Si la longueur du cristal est grande devant L_c , l'interaction est alors qualifiée de "hors accord de phase", et ne permet pas d'atteindre des puissances de seconde harmonique conséquentes. La figure 1.1 donne le comportement de l'intensité dans les cas de hors accord de phase (*HAP*) et d'accord de phase (*AP*), ce qui montre tout l'intérêt de vérifier (ou du moins s'approcher de) la

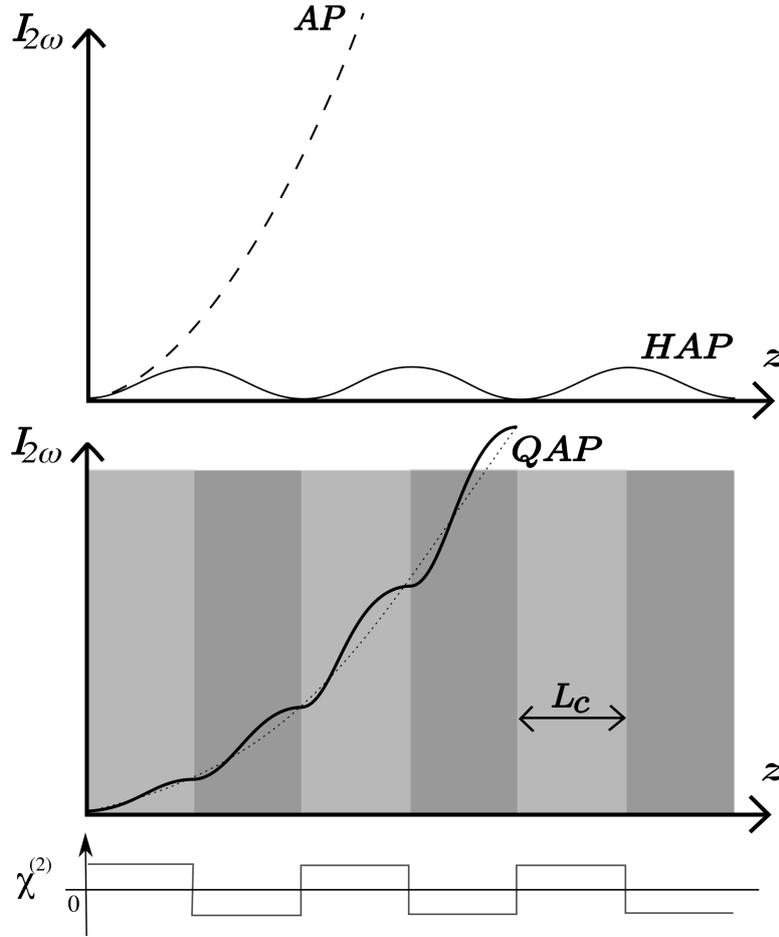


FIGURE 1.1 – Dépendance longitudinale de l'intensité pour la situation de quasi-accord de phase (QAP). Ce comportement est à comparer aux cas d'accord de phase (AP) et hors accord de phase (HAP) que l'on peut trouver sans inversion périodique de la non-linéarité du matériau.

condition d'accord de phase, $\Delta k = 0$: le rendement associé est alors quadratique en z . La situation d'accord de phase dans un cristal homogène implique $n_{2\omega} = n_{\omega}$, cela s'avère parfois difficile à obtenir. De plus cette condition nécessite de propager le faisceau pompe suivant une direction non parallèle aux axes propres du cristal biréfringent ce qui fait apparaître le phénomène de "walk-off" et limite l'efficacité de conversion [Klappauf 2004]. Il serait donc intéressant de trouver une autre méthode pour s'approcher de l'accord de phase. C'est l'idée de la technique de quasi-accord de phase expliquée dans la section suivante.

1.1.2 Quasi-accord de phase

La technique dite du quasi-accord de phase, schématisée dans la figure 1.1, consiste à utiliser un matériau ferro-électrique constitué d'un empilement

alterné de couches dont la polarisabilité est renversée, nous changeons alors le signe de la non-linéarité à interface. Nous pouvons ainsi choisir un pas d'inversion tel que le déphasage à l'interface vienne exactement compenser le déphasage ΔL_c résultant de la propagation.

La modification des conditions d'accord de phase, via une inversion périodique de la non linéarité, impose une nouvelle condition sur la relation entre les vecteurs d'onde qui s'écrit désormais :

$$2k_\omega - k_{2\omega} - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (1.9)$$

Le pas d'inversion $\Lambda = 2L_c$ permet de modifier de manière importante la position de la longueur d'onde centrale correspondant au meilleur quasi-accord de phase. Une modification de la température du cristal permet dans un second temps d'affiner la position exacte de l'accord de phase. La température modifie d'une part les indices du cristal $n_\omega(T)$ et $n_{2\omega}(T)$ et d'autre part modifie le pas d'inversion de la façon suivante :

$$\Lambda(T) = \Lambda(T_0)[1 + \alpha(T - T_0) + \beta(T - T_0)^2] \quad (1.10)$$

où α et β sont des coefficients d'expansion thermique, pour le ppKTP : $\alpha = (6,7 \pm 0,7) \times 10^{-6} C^{-1}$ et $\beta = (11 \pm 2) \times 10^{-9} C^{-2}$ [Emanueli 2003].

Cette technique d'accord de phase a été proposée dès 1962 [Armstrong 1962] mais compte tenu des difficultés technologiques liées à l'élaboration des matériaux, elle s'est surtout développée ces vingt dernières années [Fejer 1992] et en particulier avec le *ppKTiOPO₄* (ppKTP) [Karlsson 1997].

1.1.3 Génération efficace d'une seconde harmonique

Nous avons donc construit un système de doublage en fréquence pour générer le rayonnement à 461nm en utilisant un cristal *ppKTP* en quasi-accord de phase. Comme nous l'avons déjà précisé, nous nous sommes fortement inspirés du montage de la cavité de doublage faite au SYRTE par l'équipe de Pierre Lemonde [Le Targat 2005]. Nous allons rappeler ici les raisons des choix technologiques de la cavité de doublage. Et nous nous attacherons à présenter les caractéristiques de notre montage.

Choix du cristal non-linéaire

Les cristaux de *ppLN* (periodically poled Lithium Niobate) et de *ppKTP* (periodically poled Potassium Titanyl Phosphate) sont de bons candidats pour la génération de seconde harmonique dans le visible, et cela parce qu'ils ont

des coefficients non linéaires élevés et une fenêtre de transparence adaptée au visible. L'utilisation du *ppLN* se fait aux alentours des 200°C. À température ambiante le *ppLN* peut subir des dommages photo-réfractifs importants [Pavel 2004]. Par contre le *ppLN* et à l'inverse du *ppKTP* est connu pour avoir une bonne tenue au flux. Dans notre cas l'intensité reste modérée ($I = 120 \text{ kW/cm}^2$ intra cavité au centre du cristal) et ne limite pas l'utilisation d'un cristal *ppKTP*. Le *ppKTP* est transparent de 350 nm à 4,4 μm et biaxe. Sa non-linéarité est la plus importante sur l'axe 3, en prenant cet axe nous avons $d_{eff} = \frac{2}{\pi} \chi_{33}^{(2)} = 9,5 \text{ pm/V}$, contre $d_{eff} = 14 \text{ pm/V}$ pour le *ppLN*.

Nous pouvons noter que l'ancien dispositif, utilisant un cristal de KNbO_3 , proposait un coefficient non linéaire plus important ($d_{eff} = 18 \text{ pm/V}$) mais son utilisation à température ambiante générerait le phénomène de "walk-off" qui en limitait l'efficacité [Klappauf 2004].

D'après la relation 1.9, nous trouvons la condition d'accord de phase :

$$\Lambda(T) = \frac{\lambda_\omega}{2[n_\omega(T) - n_{2\omega}(T)]} \quad (1.11)$$

Le contrôle final de l'accord de phase se fait sur la température. Pour le *KTP*, les valeurs connues par les équations de Sellmeier à $T=30^\circ\text{C}$ sont $n_\omega = 1,918$ et $n_{2\omega} = 1,836$ [Kato 2002], ce qui donne $\Lambda \simeq 5,6 \mu\text{m}$.

Conversion d'un faisceau gaussien et ses implications

L'efficacité de doublage d'un faisceau gaussien focalisé dans ce type de milieu dépend fortement des paramètres du cristal et du faisceau. La génération de la SH peut être calculée à partir de l'équation d'onde paraxiale et une solution possible à cette équation est le faisceau gaussien. Nous nous plaçons toujours dans l'approximation de non déplétion de l'onde pompe.

Dans le processus de QAP, toutes les ondes sont polarisées suivant le même axe optique, il n'y a donc pas de double réfraction (ou "walk-off"). En intégrant l'équation 1.6 sur la longueur du cristal L_c , on obtient :

$$E_{2\omega} = i \frac{\omega}{n_{2\omega} c} d_{eff} E_\omega^2 \int_{-L/2}^{L/2} \frac{e^{i\Delta k z'}}{1 + i z'/z_R} dz' \quad (1.12)$$

On peut ainsi retrouver la puissance de la SH :

$$P_{2\omega} = \Gamma_{eff} P_\omega^2 \quad (1.13)$$

avec

$$\Gamma_{eff} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2}{\pi \epsilon_0 c^3 n_{2\omega} n_\omega^2} \times L_c k_\omega e^{-\beta_{2\omega} L_c} h(a, L, \sigma) \quad (1.14)$$

et

$$h(a, L, \sigma) = \frac{1}{2L} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{e^{[-a(\tau+\tau'+L)-i\sigma(\tau-\tau')]} }{(1+i\tau)(1-i\tau')} d\tau d\tau' \quad (1.15)$$

$h(a, L, \sigma)$ est le facteur dit de Boyd-Kleinman. Dans cette expression les paramètres sont $a = (\beta_\omega - \beta_{2\omega})/2 \times z_R \sim -\beta_{2\omega} z_R/2$, $L = L_c/z_R$ et $\sigma = \Delta k \times z_R$ avec $\Delta k(T) = k_{2\omega}(T) - 2k_\omega(T) - 2\pi/\Lambda(T)$. L'optimisation de ce facteur est atteinte lors de l'accord de phase [Boyd 1968].

On voit ici que l'expression de la puissance est, entre autres, proportionnelle à L_c . Il serait avantageux a priori d'utiliser un cristal long. Cependant celle-ci n'est valable que dans l'approximation d'absorption négligeable et l'onde pompe non diminuée. Un optimum de longueur existe entre l'efficacité de conversion et l'absorption de la seconde harmonique par le cristal.

Dans la limite des ondes planes ($z_R \gg L_c$), $h(a, L, \sigma)$ a alors une solution analytique.

$$h(a, L, \sigma)|_{z_R \rightarrow \infty} = \frac{L_c}{2z_R} \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L_c}{2}\right) \left(\frac{e^{\beta_{2\omega} L_c/4} - e^{-\beta_{2\omega} L_c/4}}{\beta_{2\omega} L_c/4}\right)^2 \quad (1.16)$$

et le taux de conversion devient :

$$\Gamma_{eff} = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2}{\pi \epsilon_0 c^3 n_{2\omega} n_\omega^2} \times \frac{L_c^2}{\pi w_0^2} \left(\frac{1 - e^{-\beta_{2\omega} L_c/2}}{\beta_{2\omega} L_c/2}\right)^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L_c}{2}\right) \quad (1.17)$$

Nous retrouvons une expression similaire à 1.7 dans l'approximation de $\beta_{2\omega} \rightarrow 0$.

La cavité de surtension

La génération d'une seconde harmonique à partir d'un faisceau pompe continu de quelques centaines de mW est en général un processus peu efficace dans une configuration en simple passage. Seulement quelques mW de SH sont générés pour un taux typique de conversion $\Gamma_{eff} \sim 1\% W^{-1} cm^{-1}$.

La génération de la SH au sein d'une cavité résonnante pour l'onde fondamentale est une solution pour augmenter l'efficacité de la conversion. On augmente alors l'intensité de l'onde fondamentale d'un facteur correspondant au facteur de qualité de la cavité au carré, c'est à dire entre 10 et 100. Le cristal non linéaire est disposé à l'un des waists.

Avantages et inconvénients d'une cavité en anneau Une cavité résonnante peut être conçue en configuration linéaire (aller-retour entre deux miroirs) ou en anneau (voir schéma 1.2).

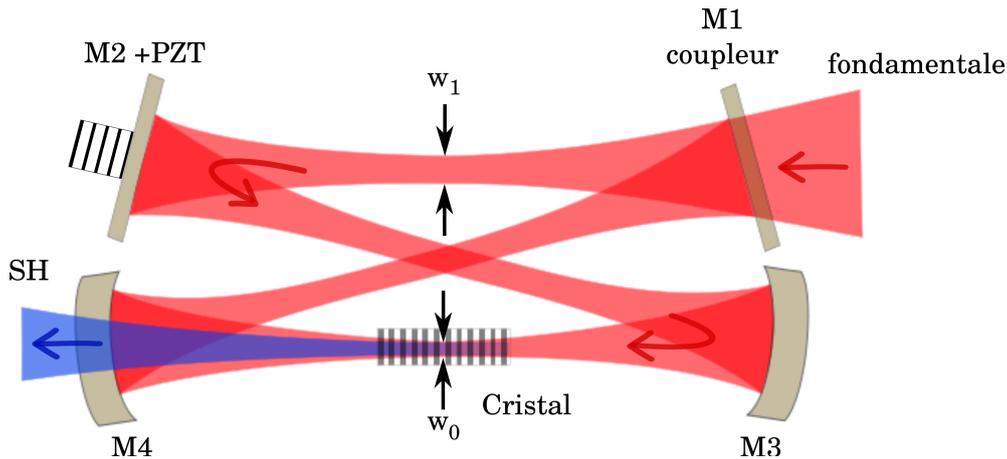


FIGURE 1.2 – Cavité en anneau où est placé un cristal ppKTP. Cette cavité est adaptée en impédance avec l'onde fondamentale. Nous maximisons ainsi l'efficacité de conversion du système.

Les avantages d'une cavité linéaire sont nombreux : il n'y a pas d'astigmatisme dû à la présence d'un angle d'incidence non nul sur les miroirs sphériques. De plus, il n'y a pas d'axe de polarisation défini de façon inhérente par la cavité. Et enfin cette cavité minimise le nombre d'optiques et limite ainsi les pertes linéaires de la cavité. Le problème principal de cette cavité est la génération de la SH dans les deux sens, un déphasage à la réflexion sur le second miroir existe et n'est pas contrôlé [Klappauf 2004]. La configuration en anneau comporte au moins deux avantages essentiels : d'une part cette cavité ne réfléchit pratiquement pas de lumière dans la direction incidente du faisceau source. On évite ainsi le retour de lumière ("feedback") vers notre amplificateur optique à 922 nm qui est particulièrement sensible à ce problème. Mais surtout cette configuration permet de ne générer la seconde harmonique que dans une seule direction, puisque nous avons l'unidirectionnalité du faisceau pompe et ainsi nous évitons le problème du déphasage à la réflexion évoqué plus haut.

1.1.4 Montage expérimental

Source à 922nm

L'utilisation d'une cavité de doublage nécessite un faisceau pompe de puissance importante et ayant un mode que nous pouvons adapter correctement à la cavité. Nous avons conservé le montage préexistant du laser à 922 nm qui était utilisé sur la cavité de doublage par un cristal non-linéaire de $KNbO_3$. Les détails techniques sont exposés dans la thèse de Yannick Bidel [Bidel 2002a], nous en rappellerons ici quelques aspects.

La source laser à 922 nm est obtenue à partir d'un semi-conducteur amplificateur (TA : Tapered Amplifier) injecté par une diode laser. Il permet de générer jusqu'à 500 mW. La diode laser est montée en cavité étendue en configuration Littrow. L'ajustement de son réseau nous permet de sélectionner la longueur d'onde nécessaire à l'obtention, après doublage de fréquence, de la résonance atomique.

Le TA, par sa géométrie, produit un faisceau ayant une distribution spatiale elliptique et astigmatique, qui est corrigé par l'utilisation de deux lentilles : la première circulaire ($f = 8mm$) permet de collimater le faisceau dans une dimension, et la seconde est cylindrique ($f = 500mm$) afin de collimater le faisceau dans l'autre dimension. Les focales ont été choisies de telle sorte que le faisceau obtenu ait une forme circulaire en sortie du système. Étant donnée la nature amplificatrice du TA, il est très important de le protéger de tout retour d'énergie. C'est pourquoi nous avons disposé un isolateur optique à 30dB d'atténuation entre le TA et la cavité de doublage. Ce montage est présenté sur la figure 1.3.

À l'entrée de la cavité de doublage nous avons typiquement 420mW de 922nm, dont 70% seront effectivement couplés dans la cavité.

La cavité en anneau

La cavité en anneau est composée de 4 miroirs. Ceux-ci sont montés dans une enceinte de plexiglas ne présentant que deux petites ouvertures permettant au faisceau pompe d'entrer et à la seconde harmonique de sortir. Cette enceinte est asservie en température à quelques degrés au dessus de la température de la salle. Le premier miroir M1 est un miroir plan ayant un coefficient de transmission T_1 de 10,5%, correspondant aux pertes attendues après un tour dans la cavité. Nous verrons par la suite que ce paramètre permet de nous placer dans une configuration proche de l'adaptation d'impédance.

Les trois autres miroirs sont traités pour avoir une réflexion maximale à 922 nm. Le troisième M3 et le quatrième M4 sont des miroirs sphériques. M4 présente la particularité d'être un miroir dichroïque : il a un traitement anti-reflet (AR) à 461 nm. C'est au travers de celui-ci que sort la SH de la cavité. Le second miroir M2 est collé sur une céramique PZT et permet d'asservir la longueur de la cavité. Nous avons fait le choix de placer ce miroir M2 sur un support massif en laiton. Nous améliorons ainsi la stabilité mécanique de ce miroir, et cela ne complique pas outre mesure l'alignement de la cavité car nous avons, par le positionnement des autres miroirs, suffisamment de degrés de liberté.

Le faisceau pompe est adapté à la cavité à l'aide de 3 lentilles et il a un waist w_1 d'environ $165\mu m$ qui se situe à mi-distance des miroirs M1 et M2. Pour des

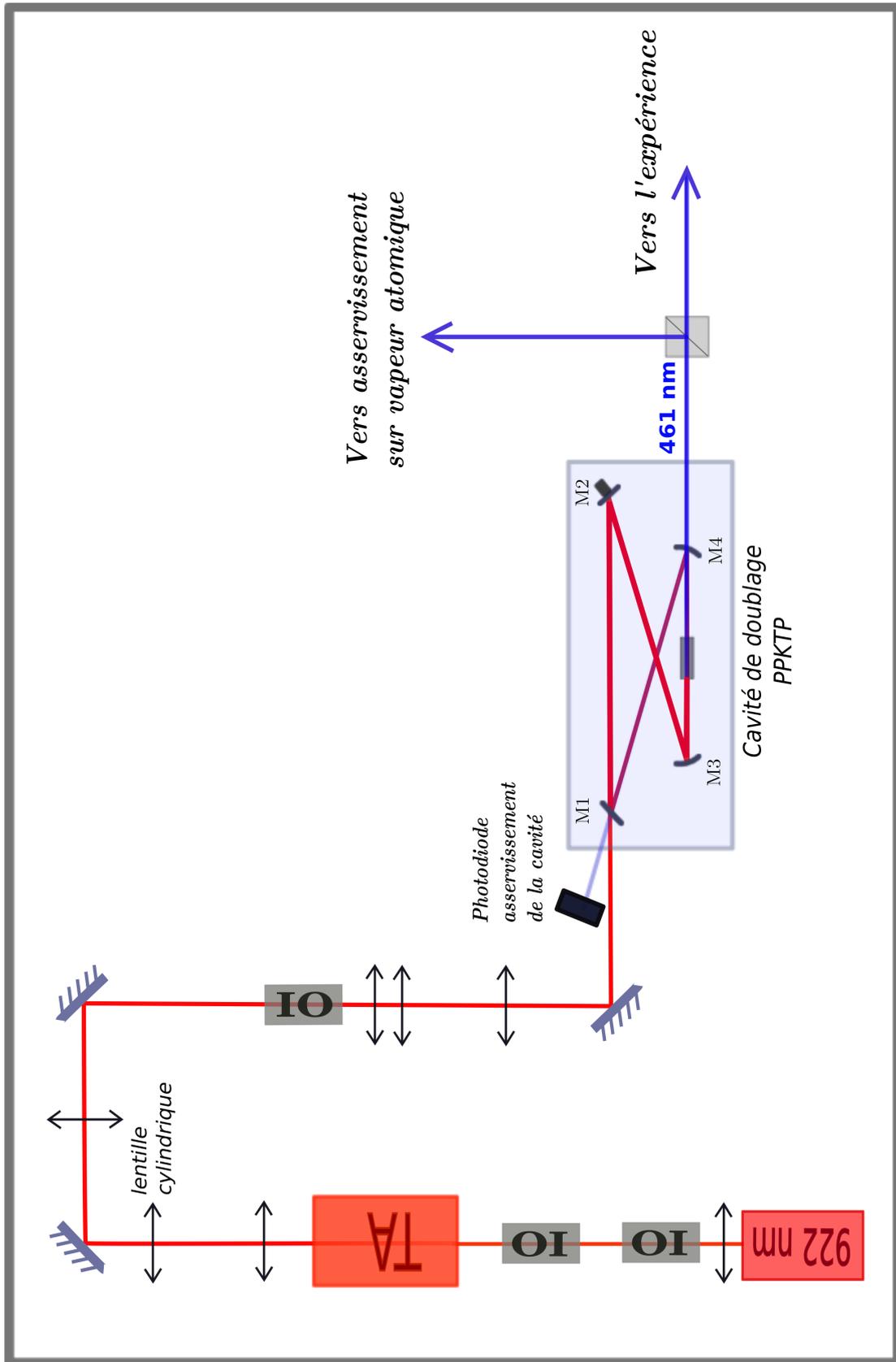


FIGURE 1.3 – Schéma du principe du montage du laser à 461 nm.

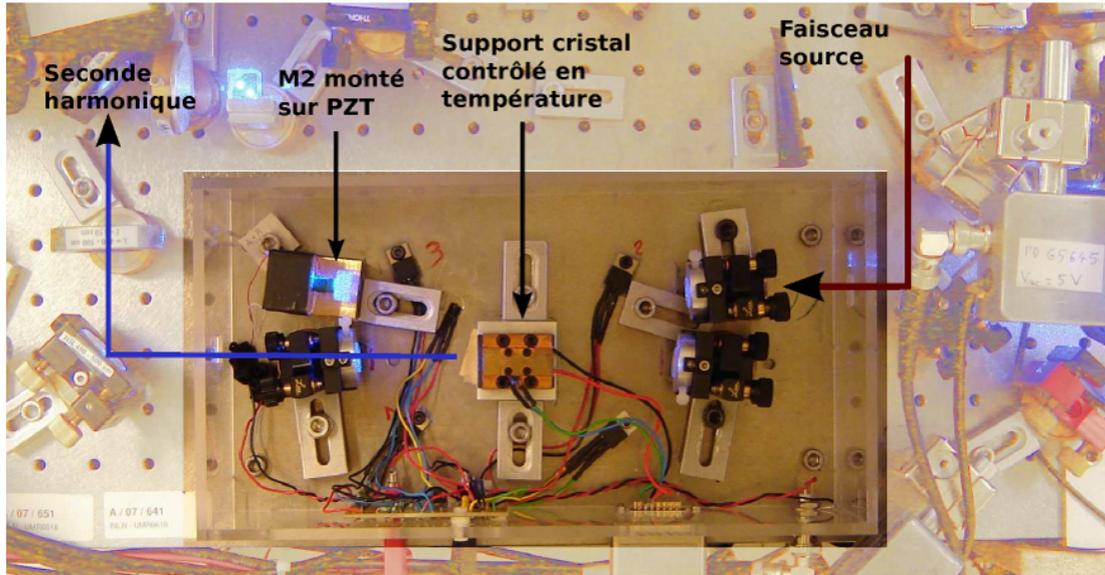


FIGURE 1.4 – Montage de la cavité de doublage : le cristal est maintenu à température optimale dans son support en laiton. L'adaptation de la cavité au mode fondamental est assurée par la mobilité du miroir M2.

raisons d'encombrement, il ne nous était pas possible de mesurer le second waist w_0 . Cependant, connaissant les longueurs séparant les miroirs de la cavité (13.3cm entre les miroirs M1 et M2 pour une longueur totale de cavité de 57.7cm) et les rayons de courbure des miroirs M3 et M4 ($R = 100\text{mm}$), nous pouvons déduire la taille du second waist. Nous utilisons pour cela la méthode des matrices ABCD [Kogelnik 1966]. Le résultat nous prédit un waist de $42\mu\text{m}$. Ces distances entre les miroirs nous permettent également de nous assurer de la stabilité de la cavité et limitent l'angle d'incidence sur les miroirs, il est sur notre montage de 11° , ce qui crée un astigmatisme qui reste négligeable après réflexion sur les miroirs concaves M3 et M4

Le cristal *ppKTP* a été produit par la société Raicol Crystals. Il a pour dimension $20 \times 2 \times 1\text{mm}$. À notre demande, la périodicité est de $5.6\mu\text{m}$, ce qui permet d'atteindre avec une onde fondamentale à 922nm l'accord de phase aux alentours de 30C° . Le cristal est disposé à mi-distance des miroirs M3 et M4, là où se situe le waist w_0 . Il est placé dans un support massif en cuivre qui lui-même est en contact avec un module Peltier, nous permettant ainsi de contrôler la température. Une sonde a été insérée dans le support au plus proche du cristal. Ce système nous permet de contrôler la température à moins de 0.05°K .

Alignement pratique de la cavité

La première étape est de préparer le faisceau pompe et de s'assurer qu'il se focalise à mi-distance des miroirs M1 et M2 avec un waist $w_1 = 165\mu m$.

Ensuite, il faut optimiser la puissance générée pour la seconde harmonique après un simple passage. Pour cela, nous ouvrons la cavité en ôtant le miroir M1. L'orientation du faisceau est choisie avec M3 alors que la position de celui-ci est contrôlée à l'aide de 2 miroirs extérieurs à la cavité. C'est également à ce moment que l'on peut adapter en température le cristal afin de maximiser la conversion.

Enfin nous replaçons le miroir M1 pour fermer la cavité. Par réglage successif des miroirs M1 et M4, nous pouvons maximiser la puissance de l'onde fondamentale couplée dans la cavité et par la même occasion la puissance de la SH.

1.1.5 Caractérisation du Laser

Adaptation d'impédance et mesure des pertes

Le couplage est optimum lorsque le gain acquis lors de la transmission de l'onde incidente par le coupleur d'entrée est équivalente aux pertes subies durant un tour dans la cavité : nous nous plaçons dans la configuration d'adaptation d'impédance. Il est donc nécessaire de recenser et estimer les différentes pertes pour étudier le comportement de la cavité.

Le bilan après un tour de cavité nous permet d'écrire la puissance couplée dans la cavité :

$$P_c = \frac{T_1 P_\omega^{in}}{(1 - \sqrt{(1 - T_1)(1 - \epsilon)(1 - \Gamma P_c)})^2} \quad (1.18)$$

et la puissance réfléchié par la cavité :

$$P_r = \frac{[\sqrt{1 - T_1} - \sqrt{(1 - \epsilon)(1 - \Gamma P_c)}]^2 P_\omega^{in}}{(1 - \sqrt{(1 - T_1)(1 - \epsilon)(1 - \Gamma P_c)})^2} \quad (1.19)$$

Ici T_1 est le coefficient de transmission du miroir de couplage M1 (dans notre cas $T_1 = 0.106$), ϵ représente la somme des pertes linéaires sur les miroirs M2, M3 et M4 dues à la transmission et la diffusion par les miroirs. $\Gamma = \Gamma_{eff} + \Gamma_{abs}$ est le coefficient de pertes non linéaires. $\Gamma_{eff} = \frac{P_{2\omega}}{P_c^2}$ représente les pertes utiles responsables de la génération de la SH. $\Gamma_{abs} = \frac{\dot{P}_{abs}}{P_c^2}$ rend compte de l'absorption par le cristal de la seconde harmonique. Nous ne pouvons pas négliger ce phénomène car nous nous trouvons en limite de fenêtre de transparence du cristal.

Une façon d'estimer les pertes linéaires est d'étudier le contraste des franges réfléchies par la cavité (voir figure 1.5). Nous appelons P_L la puissance

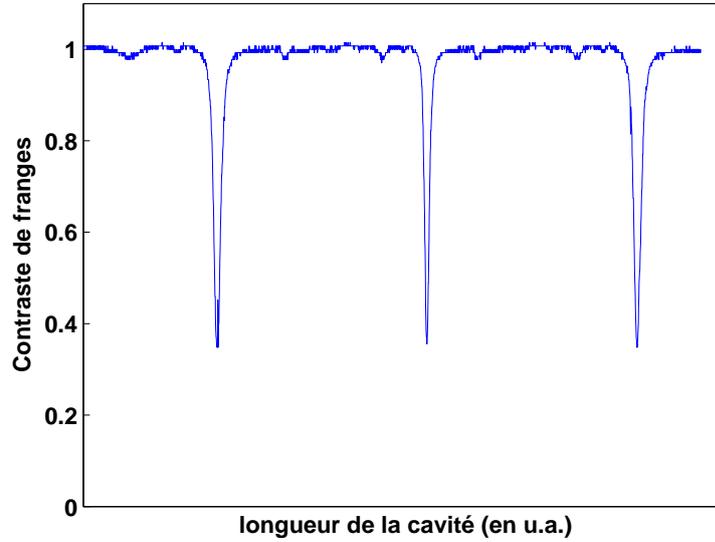


FIGURE 1.5 – Lumière réfléchi par la cavité lors de la conversion. Le miroir M2 monté sur PZT permet de scanner la longueur de la cavité et d'observer les résonances. L'intensité réfléchi est de 100% lorsque l'on est hors résonance. La finesse de la cavité varie de 35 à 50 suivant la valeur de Γ_{eff} .

du laser pompe qui est partagée entre la puissance incidente couplée à la cavité P_{ω}^{in} et la puissance du laser incident non adaptée au mode fondamental de la cavité P_{ext} . Elle s'écrit donc $P_L = P_{\omega}^{in} + P_{ext}$. De plus nous définissons P_r^{tot} la puissance totale réfléchi par la cavité et , qui par conséquent est réfléchi par la cavité à résonance : $P_r^{tot} = P_r + P_{ext}$.

Le contraste des franges (voir figure 1.5) s'exprime alors :

$$C = \frac{P_L - P_r^{tot}}{P_L} \quad (1.20)$$

$$= \frac{P_{\omega}^{in} - P_r}{P_L} \quad (1.21)$$

$$= \left[1 - \left(\frac{\sqrt{1 - T_1} - \sqrt{(1 - \epsilon)(1 - \Gamma P_c)}}{1 - \sqrt{(1 - T_1)(1 - \epsilon)(1 - \Gamma P_c)}} \right)^2 \right] \frac{P_{\omega}^{in}}{P_L} \quad (1.22)$$

Nous nous plaçons dans un régime sans conversion ($\Gamma = 0$) en nous éloignant de la température d'accord de phase par exemple. le contraste devient alors :

$$C = \frac{T_1 \epsilon}{(1 - \sqrt{(1 - T_1)(1 - \epsilon)})^2} \frac{P_{\omega}^{in}}{P_L} \quad (1.23)$$

Expérimentalement nous mesurons un contraste de 37%, nous obtenons ainsi $\epsilon^{exp} = 2.2\%$. Ce résultat est acceptable et est en accord avec la mesure

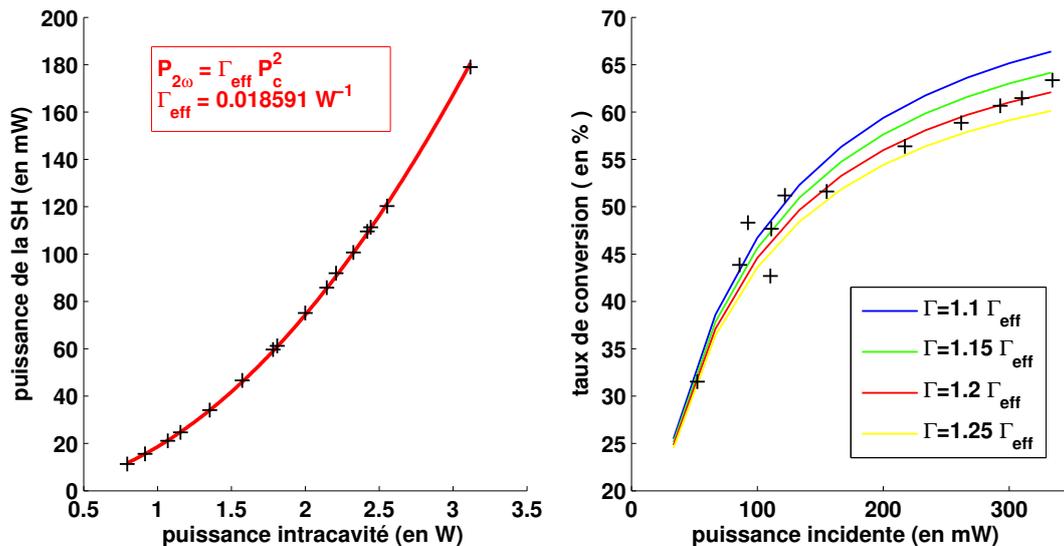


FIGURE 1.6 – A gauche : Puissance de la SH générée en fonction de la puissance de la fondamentale couplée dans la cavité. La température du cristal est choisie afin de maximiser la puissance générée. A droite : Taux de conversion $\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_{in}}$ en fonction de la puissance d'entrée de la cavité. Les données expérimentales ont le comportement prédit par l'équation 1.24.

des coefficients de transmission des miroirs de la cavité, par ailleurs nous ne connaissons pas la valeur du coefficient d'absorption du cristal (pour cela il aurait fallu disposer d'un second cristal).

Nous mesurons ensuite le contraste des franges à la réflexion dans une situation de quasi adaptation d'impédance. Nous avons alors $\sqrt{1 - T_1} = \sqrt{(1 - \epsilon)(1 - \Gamma P_c)}$ et nous obtenons $\frac{P_{\omega}^{in}}{P_L} = C$ (dans de telles conditions nous mesurons $C = 73\%$). Nous ne sommes donc pas en situation d'adaptation d'impédance parfaite de la cavité. En situation d'adaptation d'impédance, par la dépendance quadratique de la conversion, la puissance de la seconde harmonique aurait été augmentée considérablement (nous serions passés alors de $P_{2\omega} = 200mW$ à $300mW$).

Sur la figure 1.6, le graphique de gauche présente les résultats expérimentaux de puissance de SH obtenue pour différentes valeurs de puissance couplée dans la cavité. La puissance couplée P_c dans la cavité peut être mesurée relativement facilement en détectant les pertes à travers l'un des miroirs de la cavité (dans notre cas le miroir M3). Il faut bien sûr avoir préalablement calibré précisément le coefficient de transmission du miroir. Le comportement de génération de $P_{2\omega}$ en fonction de P_c est quadratique. Ainsi l'interpolation nous donne une prédiction sur la valeur du coefficient d'efficacité de conversion du cristal. La valeur trouvée est de $0.0186(\pm 5\%)W^{-1}$.

Le taux de conversion $\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_{in}}$ rend compte de l'efficacité du processus de doublage de notre cavité. Elle peut être définie à partir de l'équation 1.18 de la façon suivante :

$$\sqrt{\eta} \left(2 - \sqrt{1 + T_1} (2 - \epsilon - \Gamma \sqrt{\frac{\eta P_{\omega}^{in}}{\Gamma_{eff}}}) \right)^2 - 4T_1 \sqrt{\Gamma_{eff} P_{\omega}^{in}} = 0 \quad (1.24)$$

Dans la fenêtre de droite de la figure 1.6, nous traçons le taux de conversion en fonction de la puissance incidente. La mesure de la puissance incidente est quelque peu délicate. En effet, le mode spatial du TA varie en fonction de sa puissance de sortie. Ainsi le coefficient d'adaptation du mode dépend de la puissance émise par le laser pompe. Une façon de contourner cette difficulté est de mesurer la lumière réfléchiée par la cavité. Le contraste des franges de ce signal nous renseigne sur la proportion de la lumière incidente effectivement couplée dans la cavité. La courbe théorique est quand à elle obtenue par l'équation 1.24. Un paramètre reste pour nous inconnu : c'est Γ_{abs} qui rend compte de l'absorption par le cristal de la seconde harmonique. Il est relié à $\beta_{2\omega}$ de la façon suivante : $\frac{\Gamma_{abs}}{\Gamma_{eff}} = \frac{\beta_{2\omega} L_c}{3}$. Nous ne pouvons mesurer directement $\beta_{2\omega}$ (il nous faudrait pour cela soit un second cristal soit une autre source laser à 461nm). L'interpolation la plus convaincante est obtenue pour $\Gamma_{abs} = \frac{1}{5} \Gamma_{eff}$ (voir la courbe rouge figure 1.6) ce qui conduit à $\beta_{2\omega} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$. Cette valeur est très élevée (2 fois supérieure à celle trouvée sur le montage du SYRTE) et limite l'efficacité du processus de conversion par les pertes non-linéaires qu'elle engendre. Cette limitation reste relative, comme nous pouvons le voir sur la figure 1.6, diviser par 2 la valeur de Γ_{abs} ne nous ferait augmenter le taux de conversion que de $\sim 4\%$ ce qui ne représente qu'une dizaine de *mW*.

Acceptance en température

Afin d'évaluer d'un point de vue pratique l'efficacité du processus de quasi accord de phase, il est intéressant de regarder la tolérance de notre dispositif à la variation de certains paramètres, tels que la longueur d'onde, l'angle d'incidence ou encore la température.

Et c'est ce dernier point qui va nous intéresser plus particulièrement. En effet, notre montage nous permet de contrôler la température du cristal avec une précision d'au moins 0.05 K. Nous souhaitons nous assurer que ce contrôle est suffisamment fin pour nous assurer un optimum d'efficacité.

Lorsque nous avons fait l'approximation de l'onde plane, l'expression de l'efficacité de conversion 1.17 était proportionnelle au $\text{sinc}^2(\Delta k L / 2)$. C'est ce comportement qui permet d'obtenir une relation pour la largeur à mi-hauteur

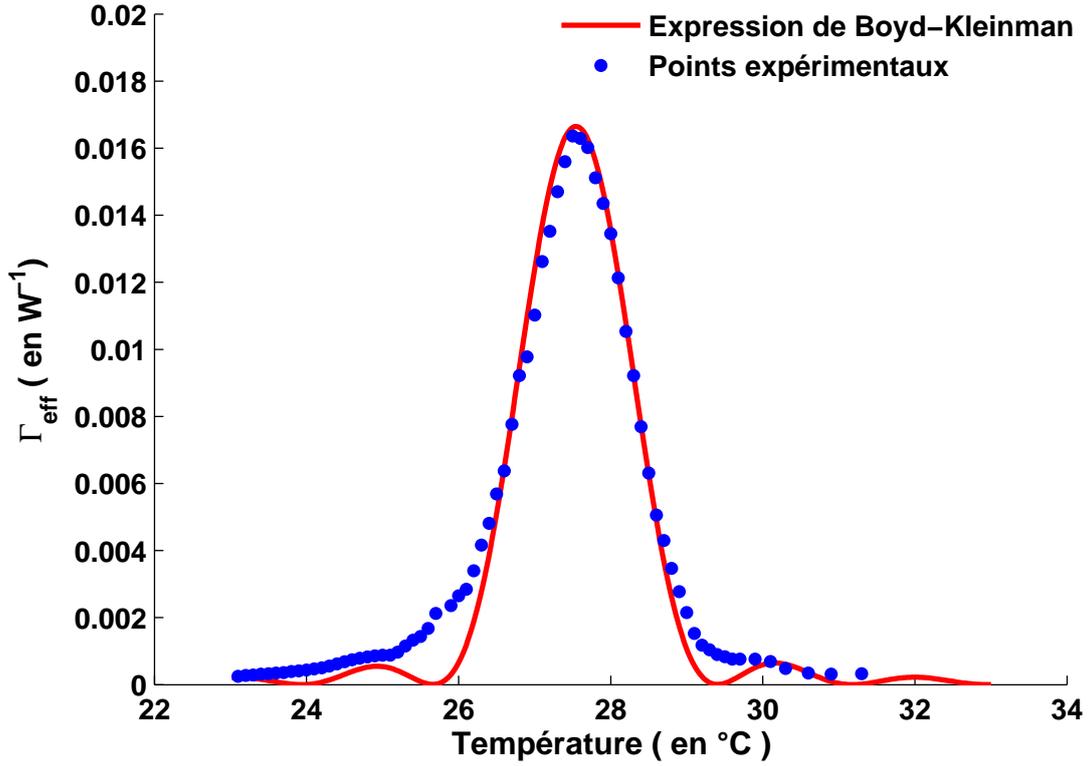


FIGURE 1.7 – Évolution du coefficient d'efficacité de conversion en fonction de la température. Les points expérimentaux ont été pris dans une configuration de simple passage. L'efficacité de conversion atteinte est de $0.0168W^{-1}$. La largeur à mi-hauteur à partir de l'interpolation a été mesurée à $\Delta T_{FWHM} = 1.63K$.

(“FWHM”) : $\Delta kL/2 = 0.4429\pi$ et suivant le paramètre qui contrôle Δk , nous obtenons la largeur d'acceptance associée [Fejer 1992]. Numériquement, cette relation de la FWHM peut être facilement généralisée à nos conditions expérimentales, c'est à dire dans des conditions de faisceau focalisé.

Appliquée à la température, nous obtenons cette relation :

$$\Delta T_{FWHM} = \frac{0.5343\lambda}{L_{eff}} \left| \frac{\partial n_{2\omega}}{\partial T} - \frac{\partial n_{\omega}}{\partial T} - \alpha(n_{2\omega} - n_{\omega}) \right|^{-1} \quad (1.25)$$

L'étude du comportement en fonction de la température (voir la figure 1.7) a été effectuée en simple passage, nous avons ainsi une connaissance de la puissance incidente P_{in} et la puissance de la seconde harmonique était mesurée après un miroir dichroïque. Nous pouvons constater que $\Delta T_{FWHM} = 1.63K$ pour les données expérimentales. Par la relation 1.25, nous obtenons une longueur effective de cristal de l'ordre de 17.5 ± 0.5 mm (Cette valeur est à comparer au 20 mm de taille réelle du cristal).

Cette longueur effective représente 87% de la longueur physique. Cette différence est principalement due aux imperfections dans le cristal (par exemple

des irrégularités dans l'inversion des couches du matériau). Elle peut également s'expliquer par des variations locales de la température dans le cristal. Nous pouvons constater sur la figure 1.7 une asymétrie du comportement en température de part et d'autre de l'optimum, cette différence peut être expliquée par l'existence d'un faible gradient de température [Liao 2004]. La valeur estimée du coefficient d'absorption de la SH $\beta_{2\omega}$ est élevée, nous pouvons donc imaginer que la génération de bleu (puis son absorption par le cristal) conduit à l'introduction de gradient de température au sein du cristal.

Les relations 1.14 et 1.15, associées à la valeur L_{eff} , nous permettent de retrouver le comportement expérimental de l'acceptance en température (voir figure 1.7). Nous avons choisi comme paramètre d'ajustement un waist de $39\mu m$. Cette valeur est en accord avec la valeur prédite par les paramètres de la cavité $42\mu m$.

En simple passage, nous avons obtenu un coefficient d'efficacité de conversion de $0.0168(\pm 10\%)W^{-1}$. Cette valeur est plus faible que le coefficient donné par l'étude effectuée par R. Le Targat [Le Targat 2005], où $\Gamma_{eff} = 0.023(\pm 10\%)W^{-1}$. Nous savons que l'efficacité de conversion dépend fortement de la qualité du cristal et celle-ci est quelque peu aléatoire d'un cristal à un autre.

1.2 PRÉSENTATION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Nous allons présenter ici les différents aspects du montage expérimental qui permettent l'obtention d'un nuage d'atomes froids de Strontium 88. Certains points ne sont présentés que très succinctement ici car ceux-ci ont été très largement développés dans les thèses des précédents étudiants [Bidel 2002a] et [Chanelière 2004].

Durant cette thèse seul l'isotope 88 du Strontium a été étudié. Nous appelons le piège magnéto-optique obtenu par refroidissement sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$ à $461nm$ "PMO bleu", ce qui le différencie de la seconde transition, dite d'intercombinaison à $689nm$ $^1S_0 - ^3P_1$ utilisée pour le refroidissement ultime que nous appellerons "PMO rouge".

Dans les projets scientifiques développés dans les chapitre 2 et 3, nous allons utiliser les particularité de la raie d'intercombinaison. Il est nécessaire pour chacun de ces projets d'obtenir un nuage froid et optiquement épais. Nous verrons ici que le "PMO rouge" permet d'obtenir un nuage d'atomes ayant une température de 1 à $4\mu K$ et d'épaisseur optique de l'ordre de 10 pour la transition $^1S_0 - ^3P_1$.

1.2.1 Le PMO "bleu"

Le jet atomique

Afin d'obtenir pour le strontium un puissant flux atomique, des cristaux de strontium sont placés dans un four et chauffés à plus de $500^\circ C$. Nous avons ainsi un jet d'atomes de l'ordre de 10^{14}atomes/s .

Le four est composé d'un cylindre en acier inoxydable, entouré de fils chauffants qui permettent d'atteindre des températures allant jusqu'à $600^\circ C$. A la sortie est placée une paroi élaborée à partir de centaines de micro-tubes de Monel. Ces derniers ont un diamètre de $200\mu m$ et une longueur de $8mm$ ce qui permet de sélectionner en sortie seulement les atomes ayant une vitesse transverse inférieure à $10m/s$. Sur notre dispositif, nous trouvons que les atomes passent à une distance moyenne de $1.2cm$ du centre du piège magnéto-optique. Cela est à comparer au rayon de capture (qui est équivalent au waist des faisceaux du PMO) du piège qui est de l'ordre de $8mm$. Bien que nous améliorions l'aspect piqué de la distribution angulaire à l'aide des micro-tubes, cela reste un élément limitant l'efficacité de capture de notre piège par une trop grande divergence du faisceau atomique.

La présence de ces micro-tubes permet surtout d'augmenter la durée de vie du four. Typiquement il est nécessaire de recharger celui-ci tous les 2 ou 3 ans.

La vitesse longitudinale typique des atomes en sortie du four est de l'ordre de $350m/s$, il est donc nécessaire de les ralentir préalablement afin de les capturer par les faisceaux du PMO (la vitesse limite de capture est inférieure à $100m/s$). Pour cela nous utilisons un ralentisseur Zeeman composé de 12 bobines distinctes [Bidel 2002a], accolées les unes aux autres et d'un faisceau laser intense à $461nm$ ($\sim 40mW$) fortement désaccordé ($\delta \sim -300MHz$). Durant le ralentissement, l'atome absorbe N photons, le faisant passer d'une vitesse v_{in} à une vitesse d'environ $v_{in} - Nv_{rec}$ où $v_{rec} = \frac{h}{m\lambda} = 9.85mm/s$ est la vitesse de recul et $N \simeq 30000$. Cette décélération longitudinale induit également un chauffage transverse : $v_{\perp} = \sqrt{\frac{2}{3}N}v_{rec}$. Nous pouvons estimer celle-ci à environ $1m/s$. Le chauffage transverse a donc un effet négligeable face à la vitesse transverse initiale qui est de $\sim 10m/s$.

Le PMO bleu

Notre piège magnéto-optique est composé d'un gradient de champ magnétique (typiquement $60 G/cm$). Le piégeage a lieu sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$. Les faisceaux du piège sont rétro-réfléchis, permettant ainsi "d'économiser" la puissance et de limiter l'encombrement autour de la cellule. Les faisceaux font $2cm$ de diamètre et ont une puissance de $4mW$.

La durée de vie du piège, dans les conditions habituelles d'utilisation (saturation d'environ 0.1 et désaccord des faisceaux du PMO d'environ -1.5Γ), est d'environ $25ms$. C'est le pompage optique vers le niveau métastable 3P_2 qui est principalement responsable de cette limitation de la durée de vie.

Repompeurs

Comme nous l'avons rappelé précédemment, la transition $^1S_0 - ^1P_1$ est très efficace pour refroidir les atomes. Mais cette transition n'est pas fermée, ce qui conduit à des pertes par pompage optique. En effet les atomes se trouvant dans le niveau 1P_1 ont la possibilité non négligeable ($\sim 10^{-4}$) de se désexciter sur le niveau 1D_2 pour ensuite relaxer vers les niveaux 3P_1 et 3P_2 . Le niveau 3P_1 ne pose pas de difficulté puisqu'il a une durée de vie de $\tau_{nat} = 21\mu s$, les atomes se désexcitent vers le niveau fondamental. En revanche le niveau 3P_2 est un niveau métastable, ainsi les atomes qui atteignent ce niveau quittent la zone du PMO. Cette fuite d'atomes est l'élément principal des pertes pour le PMO : elle limite le temps de vie du nuage et donc le nombre d'atomes (pour un flux constant d'atomes comme cela est le cas sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$).

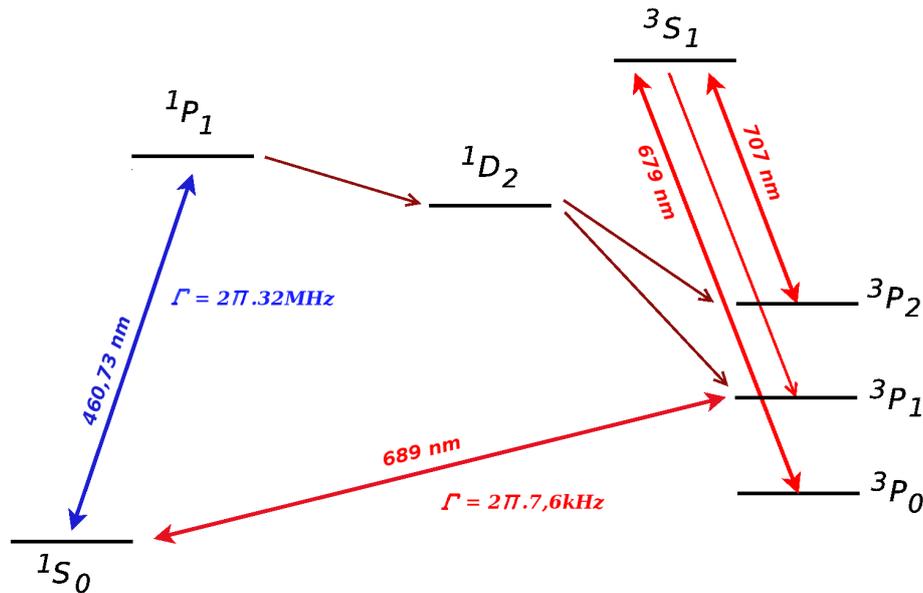


FIGURE 1.8 – Diagramme complet d'énergie des niveaux intervenant dans le refroidissement du Strontium.

Pour augmenter le nombre d'atomes dans le PMO, il est nécessaire de repomper les atomes du niveau métastable vers le niveau fondamental [Chanelière 2005]. Pour cela nous utilisons un laser à 707nm qui permet de pomper les atomes du niveau 3P_2 vers le niveau 3S_1 . Les atomes peuvent ainsi rejoindre le niveau 1S_0 par l'intermédiaire du niveau 3P_1 . L'utilisation de ce repompeur augmente le temps de vie du piège (il passe à 175ms avec les paramètres usuels de l'expérience) et augmente par la même occasion le nombre d'atomes piégés. Ils peuvent encore se désexciter sur le niveau 3P_0 qui, lui aussi, est un niveau métastable. Il est donc nécessaire d'ajouter un autre laser à 679nm afin de pomper ces atomes. Nous obtenons ainsi un facteur 20 sur le nombre d'atomes piégés. Le temps de vie du piège dans cette configuration est limité par les pertes collisionnelles. Les différents niveaux d'énergie atteints par les atomes sont représentés dans le diagramme 1.8.

1.2.2 Le PMO "rouge"

La présence d'une transition d'intercombinaison étroite $^1S_0 - ^3P_1$ dans le spectre d'énergie du strontium permet de refroidir les atomes à une température de l'ordre du μK , c'est à dire proche de la limite du recul ($T_R \sim 300\text{nK}$). L'utilisation de cette transition est une étape nécessaire afin de placer les atomes dans un piège dipolaire que ce soit pour condenser [Stellmer 2009], ou que ce soit pour l'obtention d'une horloge à atomes froids dans un réseau optique [Takamoto 2003].

L'utilisation d'une transition étroite telle que $^1S_0 - ^3P_1$ (de largeur 7.6kHz) nécessite un laser stable au kilohertz. Ce laser a été développé dans le cadre de la thèse d'un précédent étudiant [Bidel 2002a]. Nous allons ici rappeler les caractéristiques du laser à 689nm et de son asservissement, puis nous présenterons les caractéristiques atteignables en nombre d'atomes et en température du PMO "rouge".

Le nuage atomique ainsi obtenu sur la transition étroite nous servira d'échantillon pour l'étude de la transmission cohérente développée dans le chapitre 3. Le "PMO rouge" sera également une étape importante pour le chargement du piège dipolaire qui sera utilisé dans l'étude des systèmes auto-gravitants présentée dans le chapitre 2.

Laser à 689 nm.

Le laser à 689 nm est composé d'une diode sur cavité étendue de $L = 10cm$ donc plus grande que celles utilisées pour les lasers sur les transitions larges. Nous affinons ainsi le spectre du laser (proportionnel à L^{-2} [Patzak 1983]) et limitons le bruit issu de l'émission spontanée mais cette longueur ne nous garantit pas forcément une bonne stabilité mécanique. La diode est auto-injectée à l'aide d'un réseau en configuration Littrow et contrôlée en température par un module Peltier, dont la stabilité en température a été estimée à $0.01^\circ C$. Ces deux éléments permettent l'ajustement de la longueur d'onde. Les bruits techniques limitent la largeur spectrale à $1MHz$. Cette largeur n'est pas suffisamment fine pour l'utilisation de ce laser sur transition étroite de $7.6kHz$.

Le bruit en fréquence est diminué grâce à un asservissement rapide sur une cavité Fabry-Perrot. La cavité a une finesse de 4500 et un intervalle spectral libre de $1.5GHz$.

Afin d'obtenir une référence de fréquence stable au kHz, il est nécessaire d'isoler la cavité des perturbations extérieures. Ainsi la cavité est en ULE ("Ultra Low Expansion"). Elle est mise sous vide permettant ainsi de s'affranchir des fluctuations thermiques et de limiter les perturbations acoustiques. Elle est posée sur des cales en viton ce qui permet de l'isoler des vibrations de la table. Enfin elle est placée dans une enceinte asservie en température à $0.1^\circ C$ permettant de limiter les fluctuations lentes durant les expériences.

L'asservissement du laser sur la cavité Fabry-Perrot est obtenu par la méthode dite de Pound-Drever-Hall. Une fois asservie nous estimons que le laser a une largeur spectrale de $500Hz$ environ. Celle-ci présente donc un spectre bien adapté pour l'interaction avec les atomes sur la transition étroite $^1S_0 - ^3P_1$ de largeur de $7.6kHz$.

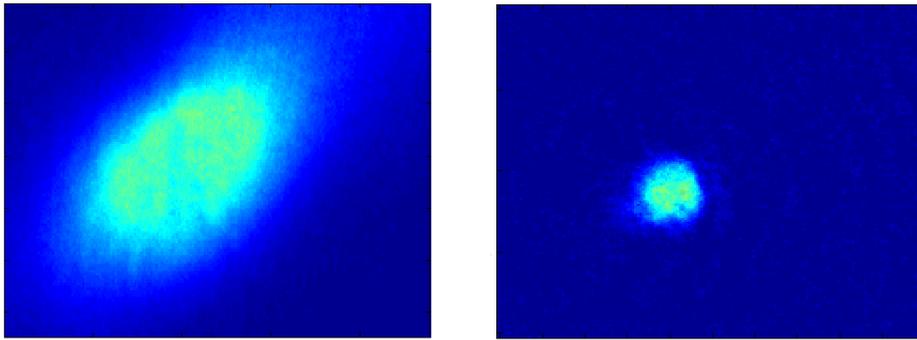


FIGURE 1.9 – *Imagerie d'ombre du nuage durant le refroidissement sur la transition étroite. À gauche : nuage obtenu après la première étape de refroidissement sur la transition d'intercombinaison du Strontium, le laser à 689nm est élargi spectralement. À droite : nuage final obtenu après refroidissement en configuration de laser à 689nm "monochromatique".*

Caractéristiques d'un nuage refroidi sur transition étroite

Le refroidissement sur la raie étroite s'effectue à partir du "PMO bleu", elle nécessite néanmoins une étape intermédiaire de chargement. En effet, les vitesses typiques obtenues après refroidissement par la transition $^1S_0 - ^1P_1$ sont de l'ordre de $1m/s$, cette vitesse est à comparer à la largeur de la transition en vitesse pour la transition $^1S_0 - ^3P_1$: $\frac{\Gamma}{k} = 5.2mm/s$. Une première phase de capture et refroidissement, d'une durée de $80ms$, est effectuée à partir de lasers $689nm$ ayant un spectre élargi par modulation de fréquence associés à une rampe linéaire de gradient de champs magnétique. Nous obtenons alors un nuage de 7.10^7 atomes (voir figure 1.9 à gauche), de taille $\sigma_{rms} \sim 170\mu m$. Le taux de chargement associé est alors de 40% depuis le "PMO bleu" [Chanelière 2008]. La phase ultime du PMO s'effectue quant à elle sur $20ms$ dans une configuration de lasers monochromatiques et à gradient de champ magnétique constant. L'optimisation des paramètres amenant à un chargement efficace du "PMO rouge" est développée dans la thèse de Thierry Chanelière [Chanelière 2004]. Nous ne discutons ici que des caractéristiques du nuage obtenu après refroidissement.

Selon que l'on souhaite optimiser le nombre d'atomes dans le "PMO rouge" ou optimiser la température finale, nous nous plaçons dans une configuration de paramètres différents durant la seconde phase de refroidissement sur la transition d'intercombinaison.

L'optimisation du nombre d'atomes s'obtient à saturation forte ($I \sim 500I_s$). Nous obtenons alors un nuage de 2.10^7 atomes, de taille $\sigma_{rms} \sim 70\mu m$ et de température de $4\mu K$. L'épaisseur optique qui lui est associée est de l'ordre

de 50 pour la transition $^1S_0 - ^1P_1$. Nous pouvons noter que l'imagerie d'ombre proposée dans la figure 1.9 à droite présente un nuage sphérique car nous nous plaçons dans la configuration d'un refroidissement proche de résonance, habituellement le nuage sur cette transition a une forme de croissant de lune par l'effet de la gravité.

L'optimisation des paramètres pour l'obtention d'un échantillon froid est obtenu dans une configuration d'intensité plus faible ($I \sim 20I_s$) des lasers à $689nm$ durant la seconde phase de refroidissement. Nous obtenons au mieux une température de $800nK$. Pour obtenir ce type d'échantillon il est nécessaire de limiter le nombre d'atomes dans les phases précédant le refroidissement par les lasers monochromatiques. En pratique, nous limitons le nombre d'atomes en nous plaçant dans une configuration de "PMO bleu" sans les lasers repompeurs.

Le nuage obtenu dans cette configuration est présenté à droite de la figure 1.9, nous avons alors $\sim 2.10^5$ atomes piégés pour une épaisseur optique de l'ordre de 2 sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$ et de l'ordre de l'unité pour la transition $^1S_0 - ^3P_1$.

Lorsque nous nous plaçons dans la configuration d'optimisation du nombre d'atomes, nous avons toujours la possibilité de diminuer celui-ci en gardant la température finale quasi inchangée et cela simplement en chargeant plus ou moins efficacement le "PMO bleu".

Nous avons donc ici la possibilité avec le "PMO rouge" d'atteindre une gamme de température allant de 0.8 à $5\mu K$ pour une épaisseur optique sur la transition rouge de quelques unités ou nous pouvons effectuer des études en fonction de l'épaisseur optique allant pour la transition étroite de l'unité à 13 pour une température constante de $4\mu K$.

L'étude sur la transmission cohérente sur la transition d'intercombinaison (voir chapitre 3) mènera à l'utilisation de cette gamme de configurations en température et en épaisseur optique accessible expérimentalement.

1.3 LE PIÈGE DIPOLAIRE

1.3.1 Introduction

Les premières propositions de piégeage sur des atomes neutres émergent à la fin des années 60, notamment par la modification de la vitesse d'atomes en présence d'une onde stationnaire intense [Letokhov 1968]. La mise en évidence expérimentale de la force dipolaire optique sur des atomes neutres a été faite en 1978 par l'équipe de A. Ashkin et D. B. Pearson [Bjorkholm 1978]. Ils démontrent qu'il est possible de focaliser, défocaliser et d'orienter un jet d'atomes de sodium grâce aux forces dipolaires appliquées transversalement au jet. Au même moment A. Ashkin proposait un dispositif permettant de confiner des atomes dans un piège constitué d'un faisceau fortement focalisé [Ashkin 1978].

Il faudra attendre 1986 [Chu 1986] pour avoir la première observation expérimentale de 500 atomes de sodium, issus d'une mélasse optique, piégés à l'aide d'un faisceau de $220mW$ focalisé en un waist de $10\mu m$.

Des développements plus récents ont permis de voir l'apparition de pièges dipolaires très désaccordés par rapport aux transitions atomiques (les FORT pour "Far-Off-Resonance Trap") [Miller 1993].

De nos jours, le piège dipolaire est le plus souvent utilisé pour le refroidissement évaporatif dans un piège conservatif [Adams 1995]. Cette fonction ne peut être utilisée pour le strontium 88 seul, en effet la section de diffusion très faible du ^{88}Sr ne permet pas de thermaliser le nuage à l'intérieur du piège dipolaire [Martinez de E. 2008]. Cependant, des avancées récentes montrent qu'il est possible d'évaporer dans un piège dipolaire le strontium 84 [Stellmer 2009], [Martinez de E. 2009] et le strontium 87 [Desalvo 2010], [Tey 2010]. Il a été démontré [Mickelson 2010] récemment qu'il était possible d'évaporer et condenser le ^{88}Sr par refroidissement sympathique dans un piège dipolaire, c'est à dire que l'évaporation se fait à partir d'un mélange, ici c'est un mélange de ^{88}Sr et ^{87}Sr .

Nous verrons pour le projet sur les systèmes auto-gravitants (chapitre 2) qu'il est nécessaire de piéger l'échantillon atomique durant plusieurs centaines de millisecondes. L'utilisation du piège dipolaire issu d'un faisceau focalisé se révèle être la seule alternative pertinente comme piège conservatif pour notre étude de force à longue portée sur un système quasi-1D.

1.3.2 Le potentiel dipolaire

L'interaction dipolaire

Nous allons brièvement rappeler la description de l'interaction dipolaire entre un champ lumineux et un atome à deux niveaux. Cela nous permettra d'en déduire le potentiel dipolaire et de caractériser le comportement des atomes dans le piège dipolaire.

En présence d'un champ électromagnétique de fréquence ω , le moment dipolaire \vec{d} de l'atome est relié à la composante électrique du champ \vec{E} de la façon suivante [Grimm 2000] :

$$\vec{d} = \alpha \vec{E} \quad (1.26)$$

où α est la polarisabilité complexe qui dépend de la fréquence d'oscillation ω :

$$\alpha = 6\pi\epsilon_0 m_e c^3 \frac{\frac{\Gamma}{\omega_0^2}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\frac{\omega^3}{\omega_0^2}\Gamma} \quad (1.27)$$

où ω_0 est la fréquence de la transition à résonance et Γ est la largeur naturelle.

Lorsque $|\omega_0 - \omega| \gg \Gamma$, la composante réactive de l'interaction diminue. Il en découle alors un potentiel d'interaction induit par le champ sur le moment dipolaire de l'atome qui est donné par :

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \vec{d} \cdot \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I \quad (1.28)$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ prend en compte que le moment dipolaire est induit et non permanent.

La force dérivant d'un potentiel (équation 1.28) est donnée par :

$$\vec{F}_{dip}(\vec{r}) = -\nabla U_{dip} = \frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) \nabla I(\vec{r}) \quad (1.29)$$

Cette force suit la direction du gradient d'intensité et change de signe avec le désaccord $\delta = \omega - \omega_0$. Pour les désaccords positifs ($\omega > \omega_0$) la force tend à expulser l'atome hors des régions d'intensité élevée, à contrario pour les désaccords négatifs ($\omega < \omega_0$), la force tend à attirer l'atome dans des régions d'intensité élevée.

La formule (1.29) met en évidence qu'un faisceau inhomogène, par exemple un faisceau lumineux focalisé, peut piéger des atomes [Chu 1986].

Si l'on s'intéresse au taux d'émission spontanée Γ_{sp} , on peut remarquer que celui-ci dépend de la partie imaginaire de la polarisabilité (cela rend compte de l'aspect absorptif des atomes) :

$$\Gamma_{sp}(\vec{r}) = \frac{P_{abs}(\vec{r})}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (1.30)$$

où P_{abs} est la puissance absorbée.

À partir de l'expression 1.27 de la polarisabilité et dans la limite où ω est loin de toutes résonances ($|\omega - \omega_0| \gg \Gamma$), nous obtenons les expressions simplifiées du potentiel et de l'émission spontanée :

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3 \delta} I(\vec{r}) \quad (1.31)$$

$$\Gamma_{sp}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\delta}\right)^2 I(\vec{r}) \quad (1.32)$$

en utilisant l'approximation suivante $\delta = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$.

Nous pouvons voir ici que le potentiel dipolaire dépend de I/δ et que l'émission spontanée dépend de I/δ^2 . Il est donc possible de réduire le chauffage dû à l'émission spontanée tout en conservant la profondeur du piège, pour cela il faut augmenter proportionnellement le désaccord et l'intensité lumineuse.

1.3.3 Paramètres d'un FORT à 780 nm

Nous avons fait le choix pratique d'utiliser un laser à 780nm pour notre piège dipolaire. Nous allons ici présenter les caractéristiques de ce dernier.

Le potentiel dipolaire explicité par la relation 1.31 dépend spatialement de l'intensité lumineuse. Les atomes étant attirés par les zones de forte intensité lumineuse, il est naturel d'utiliser un faisceau focalisé pour créer ce potentiel.

Notre projet scientifique, voir chapitre 2, nécessite un échantillon quasi-1D et c'est ainsi que nous avons orienté notre choix vers un piège dipolaire constitué d'un seul faisceau focalisé sur le nuage d'atomes. Cependant, nous présenterons également les résultats de piégeage obtenus sur un piège dipolaire constitué de 2 faisceaux focalisés croisés.

Pour un faisceau focalisé de waist w_0 et de puissance P, se propageant suivant l'axe z, l'intensité lumineuse $I(x, y, z)$ s'écrit :

$$I(x, y, z) = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right) \quad (1.33)$$

$$\text{avec } w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (1.34)$$

où $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ est la longueur de Rayleigh et λ la longueur d'onde du laser.

Et nous pouvons, à partir des relations 1.31 et 1.33, trouver la dépendance spatiale du potentiel dipolaire :

$$U_{dip}(x, y, z) = \underbrace{\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} I_0}_{U_0} \frac{w_0^2}{w(z)^2} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right) \quad (1.35)$$

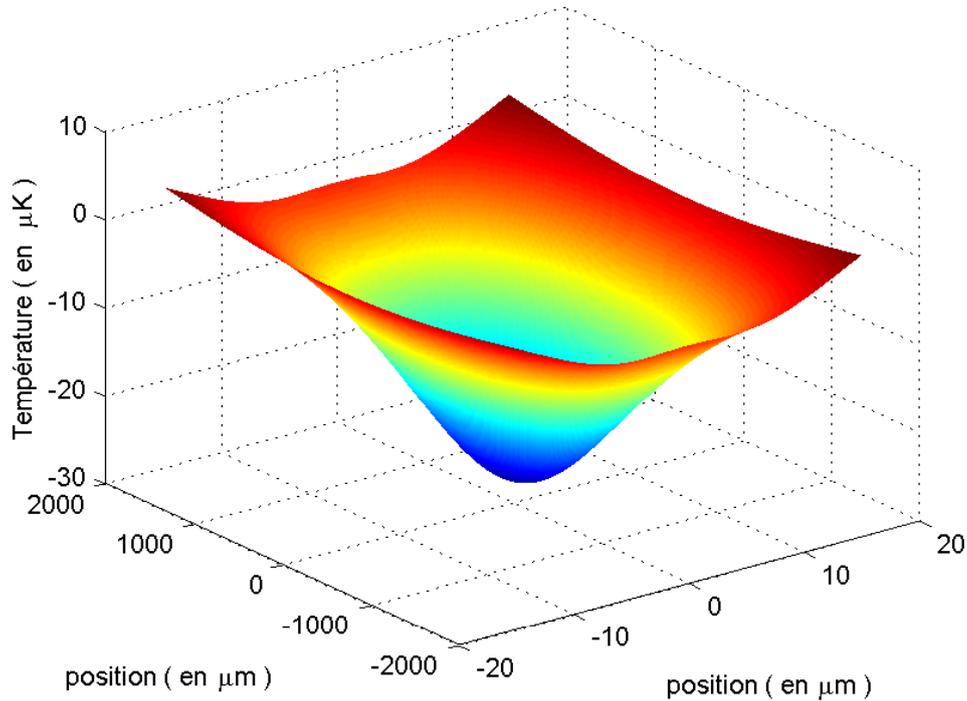


FIGURE 1.10 – Coupe dans le plan horizontal du profil du piège dipolaire en kelvin. Le faisceau a un waist de $17\mu\text{m}$ et une puissance de 130 mW. L'effet de la gravité a également été pris en compte.

Une représentation du potentiel est donnée dans la figure 1.10, dans la configuration telle qu'il sera utilisé dans nos expériences.

En considérant que les atomes sont confinés au fond du piège, nous pouvons approximer U_{dip} à un potentiel harmonique. En appliquant un développement limité, nous pouvons en déduire les fréquences longitudinale $\omega_{long}/2\pi$ et radiale $\omega_{rad}/2\pi$ du piège :

$$\omega_{long} = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \quad (1.36)$$

$$\omega_{rad} = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad (1.37)$$

Nous verrons dans le chapitre 2 que la non-harmonicité du piège joue un rôle important dans la relaxation du nuage et dans sa distribution spatiale dans le piège dipolaire .

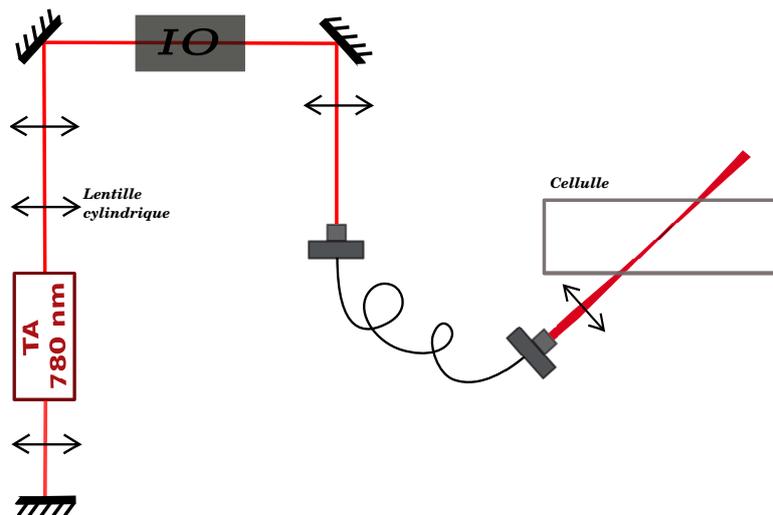


FIGURE 1.11 – Montage du FORT. Le TA est auto-injecté à l'aide d'une lentille et d'un miroir. La puissance en sortie est couplée dans une fibre monomode. Le faisceau ainsi préparé passe par une dernière lentille qui définit la focalisation du faisceau (waist de $18\mu\text{m}$) et ainsi la profondeur du piège dipolaire.

1.3.4 Réalisation expérimentale

Pour des raisons pratiques, nous avons utilisé une source laser à 780nm . Cette longueur d'onde a l'avantage de pouvoir être une longueur d'onde magique pour la transition $^1S_0 - ^3P_1$ du Strontium mais nous reviendrons ultérieurement sur ce point (voir la partie 2.2.1).

Le laser servant au piège dipolaire est issu d'un Tapered Amplifier (TA) utilisé également comme oscillateur. Pour cela nous plaçons, à la face d'entrée, une lentille et un miroir qui permettent son "auto-injection". Ce montage a pour avantage d'être simple (voir figure 1.11), tout en conservant une intensité stable de 500mW en sortie (amplitude du bruit pic à pic de l'ordre de 2% sur 1s).

Avec cette configuration le laser a une faible qualité spectrale (largeur de 6nm) voir figure 1.12, mais étant dans des conditions de FORT (loin en désaccord de toutes résonances de l'atome) cela peut représenter un avantage puisque la longueur de cohérence associée $L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$ vaut $100\mu\text{m}$. Nous évitons ainsi les problèmes liés aux interférences dans la configuration de piège croisé, ou plus simplement liés aux réflexions parasite sur les fenêtres de l'enceinte à vide.

Malheureusement le mode en sortie du MOPA n'a pas un profil gaussien, il est difficile de le coupler efficacement dans une fibre monomode. La puissance transmise par la fibre est de 40%. Mais la présence de cette fibre est

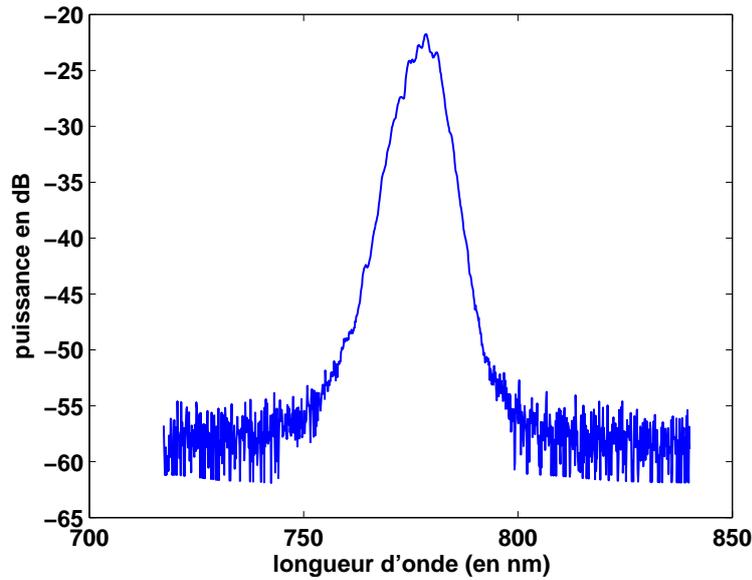


FIGURE 1.12 – Spectre en fréquence du TA utilisé pour le piège dipolaire.

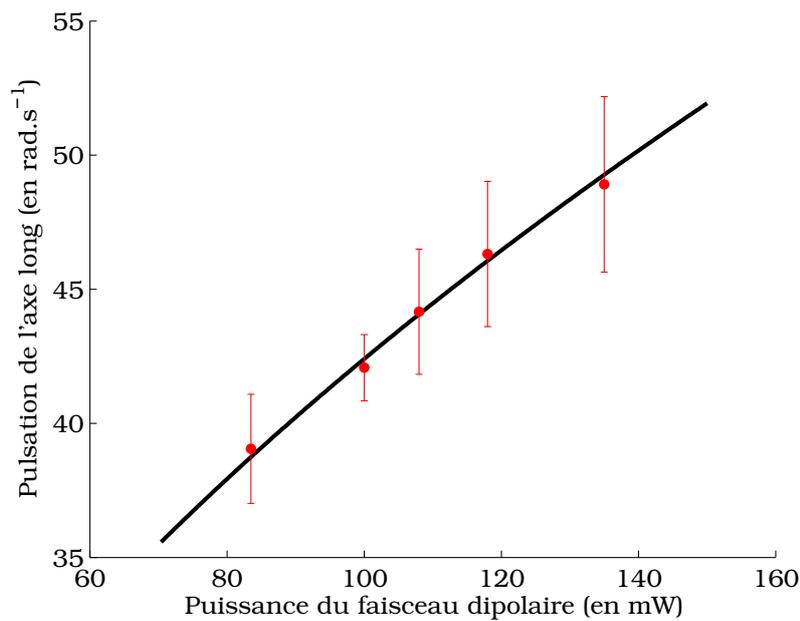


FIGURE 1.13 – Pulsation suivant l'axe long du piège dipolaire. L'interpolation numérique nous prédit un waist de $18\mu\text{m}$.

primordiale ; elle nous permet d'une part de filtrer notre mode et d'autre part d'assurer une bonne stabilité mécanique au piège dipolaire.

Nous avons caractérisé notre piège dipolaire en observant les modes de respiration du nuage d'atomes froids. Ces modes de respiration sont visibles car le chargement du piège dipolaire n'est pas effectué dans un état d'équilibre.

Dans la figure 1.13, nous faisons évoluer la puissance du faisceau dipolaire

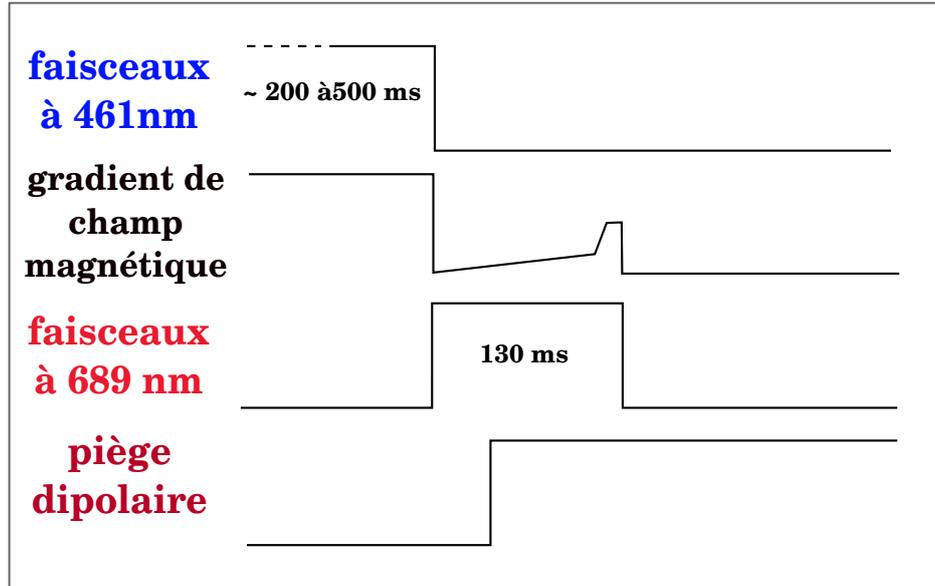


FIGURE 1.14 – Séquence temporelle du chargement du piège dipolaire.

(donc la profondeur U_0 du piège) et nous regardons l'évolution de la fréquence du mode de respiration du nuage dans ce piège suivant l'axe long. Ce mode de respiration est présent sans avoir besoin d'apporter une excitation supplémentaire au système. En effet, celui-ci est observable car le chargement des atomes dans le piège dipolaire ne s'effectue pas dans un état d'équilibre de plus la section de diffusion de l'atome de ^{88}Sr est très faible, il n'y a donc pas de collisions qui permettraient d'amortir ces oscillations.

Nous déduisons, de ces oscillations, la pulsation propre longitudinale du piège. Nous retrouvons expérimentalement le comportement prédit par l'expression 1.35. Le seul paramètre libre étant la taille du waist, l'interpolation numérique nous donne un waist de $18 \mu\text{m}$. Cette méthode in situ est en concordance avec la valeur de waist mesurée directement à l'aide d'un "profilleur de faisceaux" (nous avons alors mesuré un waist de $17 \mu\text{m}$).

Chargement du piège dipolaire

Compte tenu de la profondeur du piège dipolaire (de l'ordre de $20 \mu\text{K}$), le refroidissement sur la transition bleue ne se révèle pas suffisant (température de 10 mK) pour charger le piège dipolaire. Il nous faut donc utiliser la transition étroite $^1S_0 - ^3P_1$ pour atteindre les températures et des densités suffisantes pour charger efficacement le piège.

La figure 1.14 donne la séquence temporelle utilisée pour le chargement du piège dipolaire. Après extinction du PMO à 461 nm , le PMO de la transition $^1S_0 - ^3P_1$ est mis en route et après 100 ms nous obtenons un PMO de quelques

Profondeur du piège	23 μ K
Puissance nominale	130 mW
Waist	17 \pm 2 μ m
Distance de Rayleigh	1.2 \pm 0.2 mm
ω_{long}	2 $\pi \times$ 7 Hz
ω_{rad}	2 $\pi \times$ 680 Hz
Nombre d'atomes	2.10 ⁵
Expansion spatiale à l'équilibre	longitudinale : 375 μ m radiale : 10 μ m
épaisseur optique à résonance	longitudinale : \sim 30 sur $^1S_0 - ^1P_1$ longitudinale : \sim 20 sur $^1S_0 - ^3P_1$ radiale : \sim 1 sur $^1S_0 - ^1P_1$
Temps de vie	1.25 s

TABLE 1.1 – Récapitulatif des caractéristiques du piège dipolaire quasi-1D.

millions d'atomes. La température dans ce piège est de l'ordre de $2\mu K$. Durant cette étape de refroidissement, nous allumons également notre piège dipolaire.

Finalement, le piège dipolaire contient quelques centaines de milliers d'atomes à une température de l'ordre de $2\mu K$. Toutes les caractéristiques de ce piège, dans les conditions expérimentales habituelles, sont récapitulées dans le tableau 1.1.

Précisons que le temps de vie est limité par les collisions chaudes avec le jet d'atomes de strontium. Le taux d'émission spontanée liée au faisceau du piège dipolaire est de $\Gamma_{sp} = 0.2s^{-1}$. Ce taux est suffisamment faible pour nos expériences.

Piège dipolaire de faisceaux croisés

Nous nous sommes également intéressés aux caractéristiques d'un piège dipolaire composé de 2 faisceaux focalisés croisés.

Comme nous étions limités en puissance, nous avons donc fait le choix de recycler le premier faisceau, afin d'obtenir le second faisceau. Pour cela, après un premier passage à travers la cellule, nous récupérons le faisceau et nous le couplons dans une nouvelle fibre monomode. Nous assurons ainsi une bonne stabilité mécanique pour le second faisceau du piège. L'alignement d'un tel dispositif est délicat : tout déplacement minime du premier faisceau nous fait perdre le couplage avec la fibre du second faisceau. La multiplication du nombre d'optiques pour la mise en place du second faisceau ne nous permettait d'obtenir qu'une puissance de 70 mW pour le second bras du piège dipolaire.

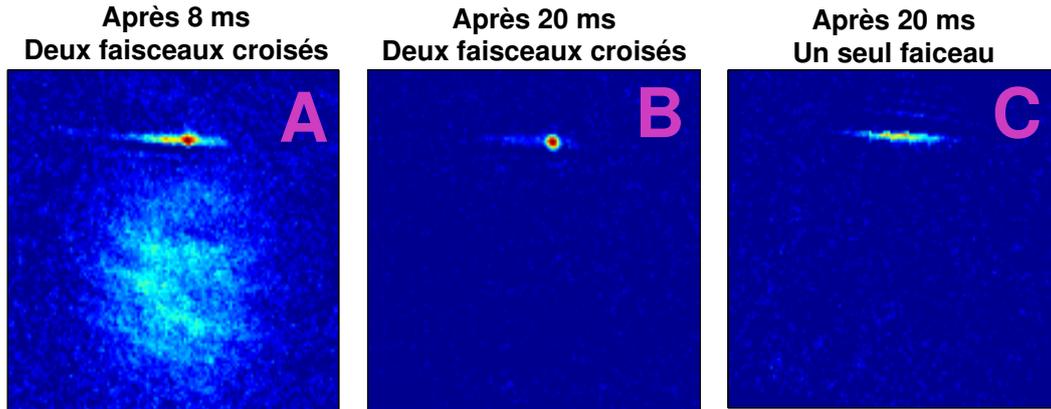


FIGURE 1.15 – Imagerie d'ombre du piège dipolaire (Vue de profil du croisement des deux faisceaux). La taille de la zone imagée est d'environ 1×1 mm. En A : après 8 ms, on remarque un halo d'atomes dans la partie basse de l'image ; ce sont les atomes du MOT non piégés par la force dipolaire qui tombent par gravité. En B : après 20 ms, il ne reste plus que les atomes du piège dipolaire, principalement situés à l'intersection des 2 faisceaux. En C : après 20 ms, le piège dipolaire n'est formé ici que d'un seul faisceau.

Sur la figure 1.15 sont présentées les images prises en imagerie d'ombre du piège dipolaire. En A, peu de temps après la fin du chargement, nous pouvons voir les atomes non piégés tombés sous l'effet de la gravité. Après 20ms (voir B), il ne reste plus que les atomes piégés à l'intersection de deux faisceaux. Nous présentons également l'imagerie d'ombre obtenu pour un piège dipolaire composé d'un seul faisceau (voir C).

Cette configuration croisée nous a permis d'obtenir un échantillon de 100.000 atomes contenus dans une boule gaussienne de rayon de l'ordre de $10\mu m$ et ayant une température proche du μK . Cet échantillon nous permettait surtout d'atteindre des densités au centre supérieures à $10^{13}at/cm^{-3}$ mais cet aspect n'a finalement pas été utilisé dans les projets scientifiques développés durant cette thèse.

CONCLUSION DU CHAPITRE

Nous avons présenté dans ce chapitre un dispositif de doublage de fréquence qui nous permet d'obtenir une source laser à 461nm . Notre cristal ne s'est pas avéré aussi efficace que nous aurions pu l'espérer, limitant ainsi le taux de conversion (celui-ci passe d'une valeur attendue de 0.024W^{-1} pour une focalisation de $42\mu\text{m}$ à une valeur expérimentale de 0.0185W^{-1}). Malgré cette limitation nous obtenons un taux de conversion atteignant les 60%, nous permettant ainsi d'obtenir un laser à 461nm d'une puissance de plus de 200mW .

Cette source laser permet de refroidir et piéger efficacement les atomes sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$. Ce PMO "bleu" est une étape importante du refroidissement, il permet un transfert d'un grand nombre d'atomes (jusqu'à quelques 10^7 atomes) dans le PMO "rouge" refroidi sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$.

Nous verrons dans les chapitres suivants que l'obtention d'un PMO "rouge" froid et dense a toute son importance, autant pour l'étude de la transmission cohérente à travers le nuage que pour charger efficacement le piège dipolaire que nous utilisons pour étudier un modèle de systèmes auto-gravitants.

Nous avons fait le choix d'un montage simple pour la réalisation de notre piège dipolaire à 780nm . Nous nous plaçons en configuration de FORT et notre montage reste performant en termes d'atomes piégés et de durée de vie.

SYSTÈMES EN INTERACTION ATTRACTIVE À LONGUE PORTÉE

2

SOMMAIRE

INTRODUCTION	43
2.1 MODÈLE D'INTERACTION ATTRACTIVE DANS LES ATOMES FROIDS . .	45
2.1.1 Présentation du modèle à 1 dimension	45
2.1.2 Rôle de la diffusion multiple	52
2.1.3 Avantages et inconvénients d'utiliser la transition d'intercombi- naison du strontium pour modéliser un système auto-gravitant	53
2.2 MONTAGE DU SYSTÈME 1D	54
2.2.1 Annulation du déplacement d'horloge	54
2.2.2 Mise en place de l'échantillon atomique	59
2.2.3 Mesure des profils et de la température	62
2.3 SIGNATURE DE L'INTERACTION À LONGUE PORTÉE	66
2.3.1 Taille du nuage	67
2.3.2 Profil de densité du nuage "libre"	68
2.3.3 Mise en évidence du système auto-gravitant	70
2.4 INTERACTION DANS UN SYSTÈME ATTRACTIF 1D	74
2.5 LES OSCILLATIONS EN RÉGIME SOUS-AMORTI : UNE AUTRE SIGNA- TURE DE L'INTERACTION À LONGUE PORTÉE	77
2.5.1 Évolution des modes de respiration en fonction de l'interaction .	78
2.5.2 Étude expérimentale des oscillations du nuage	78
CONCLUSION	84

NOUS allons présenter dans ce chapitre une étude expérimentale sur la dynamique et l'état stationnaire d'un nuage d'atomes soumis à une force attractive à longue portée de type gravitationnel. Cette dernière est créée via l'effet d'ombre, c'est à dire l'absorption de faisceaux lasers. Le système $1D$ {laser + nuage d'atomes froids} forme le système auto-gravitant que nous allons caractériser dans ce chapitre.

Dans une première partie, nous introduirons un modèle théorique du système auto-gravitant $1D$. Ce modèle va nous permettre d'obtenir une expression analytique du profil de densité pour un système auto-gravitant à l'équilibre.

Dans une seconde partie, nous discuterons les aspects techniques du montage qui permettent la mise en place d'un échantillon quasi- $1D$, soumis à la force attractive due à l'effet d'ombre. Afin de contrôler l'interaction, il sera nécessaire de compenser le déplacement d'horloge induit par la présence du faisceau du piège dipolaire. Ce point délicat sera longuement décrit dans la section 2.2.1.

Dans une troisième, quatrième et cinquième partie, nous présenterons les résultats obtenus dans différentes configurations de notre système. Une étude des profils de densité sera menée à l'état d'équilibre du système en régime sur-amorti. Elle nous permettra de mettre en évidence une première signature d'une interaction attractive à longue portée. Nous nous intéresserons finalement au régime transitoire dans la limite sous-amortie. Nous aurons alors la possibilité de mettre à nouveau en évidence la présence d'une force de type gravitationnel dans notre système.

INTRODUCTION

Quand les interactions entre deux composants microscopiques d'un système agissent à une échelle comparable à la taille du système, on parle alors d'interaction à longue portée. Il est connu que la gravitation caractérisée par un potentiel d'interaction en $\frac{1}{r}$ est un exemple de système présentant une interaction à longue portée. Cette interaction gravitationnelle mène à la formation des étoiles lorsque la masse du nuage gazeux est supérieure à la masse de Jeans pour une température et une pression de gaz données [Jeans 1928]. En effet à 2 et 3 dimensions, une transition de phase, menant à l'extension du nuage de gaz ou à son effondrement, apparaît lorsque sa masse est égale à la masse de Jeans. Dans ce cas la nature du potentiel à courte portée joue un rôle déterminant. Les systèmes gravitationnels à 1 dimension ne présentent pas cette transition de phase et le nuage reste étendu en auto-gravitation quelle que soit sa température [Ispolatov 2001].

Les systèmes de particules en interactions à longue portée ont un intérêt certain en astrophysique mais aussi dans d'autres domaines comme la physique statistique. En effet ils présentent un caractère non-additif de l'énergie ou de l'entropie, contrairement aux systèmes thermodynamiques extensifs usuels. La nature de l'interaction courte ou longue portée modifie de façon significative les propriétés thermo-dynamiques du système.

Une définition du potentiel des systèmes d'interaction à longue portée de dimension d peut être obtenue à partir du critère de non-additivité de l'énergie [Dauxois 2002] :

$$V(r) \propto \frac{1}{r^k} \text{ avec } \frac{k}{d} < 1 \quad (2.1)$$

Nous pouvons noter que cette condition est vérifiée pour un potentiel gravitationnel quelle que soit sa dimension. À trois dimensions, nous avons $U(r) \propto \frac{1}{r}$ et à deux dimensions, nous avons $U(r) \propto \ln(r)$ alors que le potentiel gravitationnel s'écrit à une dimension : $U(r) \propto |x|$.

Les interactions à longue portée sont présentes dans différents domaines de la physique : en astrophysique, en physique des plasmas, en dynamique des fluides à 2 dimensions, en atomes froids...

Beaucoup d'études théoriques ont été publiées sur la caractérisation des systèmes d'interactions à longue portée. Ce qui est en contraste par rapport aux études expérimentale, en effet, à ce jour, peu (ou pas) d'expériences sur des systèmes présentant des interactions à longue portée attractive ont été menées en laboratoire. Cela est dû à la complexité de la mise en place de tels systèmes. Une proposition sur les condensats a été

suggérée en utilisant des faisceaux lasers intenses et hors résonance pour modéliser un potentiel attractif en $\frac{1}{r}$ [O'Dell 2000]. Une interaction dipôle-dipôle magnétique suffisamment importante existe pour l'atome de Chromium [Góral 2000, Griesmaier 2005] et permettrait de réaliser un gaz quantique dégénéré où l'interaction pourrait être modifiée allant de courte à longue portée.

Dans les atomes froids, l'absorption des faisceaux contra-propageants par un nuage crée une interaction à longue portée de type gravitationnel [Dalibard 1988]. Un effet d'ombre issu de l'absorption crée localement un déséquilibre de l'intensité laser vue par les atomes et induit une force attractive sur l'échantillon atomique. Il serait alors intéressant de mettre à profit cette force pour comprimer le nuage lors de son refroidissement par des lasers. Malheureusement, dans les conditions standards d'utilisation d'un PMO à $3D$, cette force est masquée par une force répulsive liée à la diffusion multiple et à la redistribution inélastique des fréquences [Sesko 1991]. Ainsi la force attractive d'effet d'ombre n'est pas utilisée pour comprimer le nuage et seules des compressions en régime transitoire ont été effectuées [Khaykovich 1999].

Nous allons présenter dans ce chapitre un système où la diffusion multiple est négligeable, et cela pour plusieurs raisons : géométrie de l'échantillon, lasers désaccordés en configuration $1D$, présence d'un champ magnétique qui nous place dans la configuration d'un système à deux niveaux. Nous nous plaçons ainsi dans un cas favorable pour observer l'interaction attractive de la force d'atténuation.

2.1 MODÈLE D'INTERACTION ATTRACTIVE DANS LES ATOMES FROIDS

Nous présentons ici un modèle auto-gravitant 1D développé par Julien Barré, Bruno Marcos et Alain Olivetti. Ce modèle permettra l'analyse d'un profil de densité en régime stationnaire du nuage d'atomes soumis à l'action de la force attractive due à l'effet d'ombre (voir la section 2.3.1). Nous allons retrouver sous certaines approximations un profil de densité en \cosh^{-2} qui est connu depuis longtemps comme étant le profil de densité d'un système 1D soumis à une interaction type gravitationnel [Camm 1950].

2.1.1 Présentation du modèle à 1 dimension

Le modèle a pour but d'obtenir une prédiction de la distribution spatiale du nuage d'atomes soumis à l'action d'une force attractive. Expérimentalement, cette distribution spatiale est obtenue par imagerie d'ombre.

Nous cherchons ici à mettre en évidence les signatures de l'interaction à longue portée attendues sur le profil de densité du nuage.

La dynamique du nuage en présence de lasers et éventuellement d'un gradient de champ magnétique peut être décrit par une équation de type Fokker-Planck [Dalibard 1985]. En régime de faibles vitesses ($kv \ll \delta_L$), l'équation de Fokker-Planck décrit l'évolution de la fonction de distribution des atomes $w(\vec{r}, \vec{v}, t)$ sous l'effet de forces dépendantes de la position $f(\vec{r})$, d'une force de friction $-\kappa m\vec{v}$ et d'un terme de diffusion stochastique en vitesse caractérisée par le coefficient D_v . Nous avons alors :

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \vec{v}\nabla_r w = -\nabla_v \left[\left(\frac{f(\vec{r})}{m} - \kappa\vec{v} \right) w \right] + D_v \nabla_v^2 w \quad (2.2)$$

Cette équation est difficile à traiter en l'état. Nous pouvons la simplifier en nous plaçant dans la limite sur-amortie (ce qui consiste en une élimination adiabatique des variables en vitesse). Cette simplification mène à l'équation de Schmoluchowski pour une densité spatiale $\rho(\vec{r})$ qui s'écrit en régime stationnaire :

$$-\nabla_r \left(\frac{f(\vec{r})}{m\kappa} \rho \right) + D \nabla_r^2 \rho = 0 \quad (2.3)$$

où κ est le coefficient de friction et D le coefficient de diffusion qui est défini par le second théorème de fluctuation-dissipation : $D = \frac{k_B T}{m\kappa}$.

Expressions des forces

Il nous faut maintenant définir les forces $f(\vec{r})$ présentes dans notre système.

Les atomes sont confinés dans un piège dipolaire obtenu à l'aide d'un faisceau laser focalisé. Ce piège a des caractéristiques quasi-1D : un confinement "mou" des atomes (taille caractéristique $L_{\parallel} = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega_{\parallel}^2}} \sim 400\mu m$) suivant l'axe longitudinal et un confinement "fort" dans les directions radiales ($L_{\perp} = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega_{\perp}^2}} \sim 6\mu m$). Nous approximations ce piège par un piège harmonique de pulsations radiale et longitudinale ω_{\perp} et ω_{\parallel} .

Les atomes sont donc soumis à une force dipolaire :

$$\vec{F}_{dip}(x, y, z) = -m \left(\omega_{\parallel}^2 z \hat{z} + \omega_{\perp}^2 (x \hat{x} + y \hat{y}) \right) \quad (2.4)$$

De plus, nous appliquons de part et d'autre et de façon symétrique une force de pression de radiation à l'aide de deux faisceaux à $689nm$ (transition $^1S_0 - ^3P_1$) contra-propageants et désaccordés de δ_L de la résonance de la transition. Cette force est appliquée suivant l'axe longitudinal repéré ici par la coordonnée z .

La force appliquée par le laser se propageant suivant les z positifs s'écrit :

$$F_+(z, v_z) = \frac{F_m}{I_s} \frac{I_+(z)}{1 + 4\left(\frac{\delta_L + kv_z}{\Gamma}\right)^2} \quad (2.5)$$

$I_+(z)$ est l'intensité du laser. La dépendance en z est liée à l'absorption du laser par le nuage. Il s'agit ici d'un point clef, puisque de cette dépendance découle la force attractive à longue portée. L'expression de $I_+(z)$ en fonction de la densité et des autres paramètres (Γ, δ et I) sera établie dans le paragraphe suivant.

Ici $F_m = \frac{\hbar k \Gamma}{2}$ et I_s est l'intensité de saturation. Nous nous plaçons dans le cas où $kv_z \ll \delta_L$ et $8\delta_L kv_z \ll \Gamma^2 + 4\delta_L^2$, nous permettant ainsi de développer au premier ordre en vitesse l'expression 2.5. Nous obtenons :

$$F_+(z, v_z) \simeq \frac{F_m}{I_s} \frac{I_+(z)}{1 + 4\bar{\delta}_L^2} \left(1 - \frac{8\bar{\delta}_L k \bar{v}_z}{1 + 4\bar{\delta}_L^2} \right) \quad (2.6)$$

où $\bar{\delta}_L = \frac{\delta_L}{\Gamma}$ et $k\bar{v}_z = \frac{kv_z}{\Gamma}$.

Nous obtenons une expression similaire pour le faisceau contra-propageant :

$$F_-(z, v_z) \simeq \frac{F_m}{I_s} \frac{I_-(z)}{1 + 4\bar{\delta}_L^2} \left(1 + \frac{8\bar{\delta}_L k \bar{v}_z}{1 + 4\bar{\delta}_L^2} \right) \quad (2.7)$$

Nous souhaitons décrire l'état d'équilibre spatial du système, nous retirons donc la dépendance en vitesse des expressions précédentes. La force de

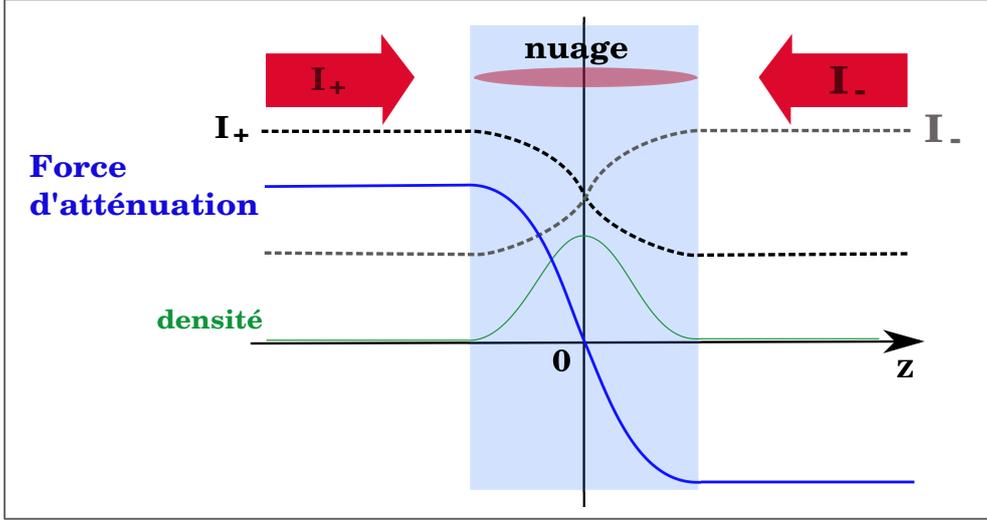


FIGURE 2.1 – Une force attractive est obtenue par le mécanisme d'effet d'ombre créé au passage des lasers à travers le nuage.

pression de radiation suivant z devient alors :

$$F_{rad}(z) = F_+(z) + F_-(z) \quad (2.8)$$

$$= \bar{F}_m(\bar{I}_+(z) - \bar{I}_-(z)) \quad (2.9)$$

où $\bar{F}_m = \frac{F_m}{(1 + 4\delta_L^2)} \frac{I_0}{I_s}$ et $\bar{I}_\pm = \frac{I_\pm}{I_0}$.

Afin d'éclaircir nos propos, nous avons schématisé, dans la figure 2.1, l'effet d'atténuation des lasers dans le nuage et la force qui en résulte.

Nous revenons maintenant au modèle de système auto-gravitant $1D$. En injectant les forces \vec{F}_{dip} de l'équation 2.4 et F_{rad} de l'équation 2.8 dans l'équation 2.3, nous obtenons ce système d'équation :

$$-\frac{\omega_\perp^2}{\kappa} x\rho - D\partial_x\rho = 0 \quad (2.10)$$

$$-\frac{\omega_\perp^2}{\kappa} y\rho - D\partial_y\rho = 0 \quad (2.11)$$

$$-\frac{\omega_\parallel^2}{\kappa} z\rho + \frac{\bar{F}_m}{m\kappa} \rho(\bar{I}_+(\vec{r}) - \bar{I}_-(\vec{r})) - D\partial_z\rho = 0 \quad (2.12)$$

L'intégration des équations 2.10 et 2.11 dans les directions transverses ne pose aucune difficulté et leur solution est une distribution gaussienne. Nous écrivons la distribution de densité de la manière suivante :

$$\rho(x, y, z) = \frac{1}{2\pi L_\perp^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2L_\perp^2}} \rho_0(z) \quad (2.13)$$

où $L_\perp = \sqrt{\frac{k_B T}{m\omega_\perp^2}}$ est la longueur caractéristique transverse donnée par le piègeage dipolaire et $\rho_0(z)$ est la distribution de densité suivant l'axe Oz .

Nous prenons en compte le profil de densité en trois dimensions. Afin de revenir à une expression à 1D, nous introduisons une intensité moyennée radialement le long de l'axe z :

$$J_{\pm}(z) = \frac{1}{2\pi L_{\perp}^2} \int e^{-\frac{x^2+y^2}{2L_{\perp}^2}} \bar{I}_{\pm}(x, y, z) dx dy \quad (2.14)$$

Nous pouvons alors intégrer dans les directions radiales l'expression 2.12 et ainsi obtenir une expression qui régit le profil de densité en 1 dimension :

$$-\frac{1}{L_{\perp}^2} z \rho_0 + \frac{\bar{F}_m}{k_B T} \rho_0 (J_+(z) - J_-(z)) - \frac{d\rho_0}{dz} = 0 \quad (2.15)$$

Expression de l'atténuation des lasers

Il nous faut maintenant connaître les équations décrivant le profil d'intensité des lasers à travers le nuage. Celui-ci dépend de l'absorption des photons par les atomes donc de la densité atomique. Le profil d'intensité dépend également de la température du nuage. La réponse spectrale d'un nuage d'atomes se trouve élargie lorsque l'on augmente la température du nuage. Dans le cas qui nous intéresse, la température des atomes dans le piège dipolaire est de l'ordre de quelques μK . Bien que cette température soit faible dans l'absolu, l'élargissement Doppler qui en découle n'est pas négligeable pour la transition considérée ($\frac{kv}{\Gamma} = 1$ correspond à $T \sim 300 nK$). L'absorption par un nuage de température $T = 2\mu K$ peut être fortement modifiée suivant le désaccord choisi des lasers. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.2, à un désaccord de 7Γ , la proportion non négligeable de l'absorption du faisceau laser provient des atomes se trouvant dans la queue de la distribution en vitesse.

Nous ne pouvons donc pas négliger cet aspect pour modéliser l'absorption du laser à travers le nuage. À une température non-nulle, nous avons :

$$\frac{\partial I_{\pm}}{\partial z} = \mp \sigma_0 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-v_z^2/2\sigma_v^2}}{1 + 4(\bar{\delta}_L + \overline{kv_z})^2} dv_z}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} I_{\pm}(x, y, z) \rho(x, y, z) \quad (2.16)$$

avec $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ la section efficace de diffusion, $\overline{kv_z} = \frac{kv_z}{\Gamma}$ et $\bar{\delta}_L = \frac{\delta_L}{\Gamma}$.

Afin d'alléger la notation dans les équations, nous posons :

$$\alpha(\bar{\delta}_L, \sigma_v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-v_z^2/2\sigma_v^2}}{1 + 4(\bar{\delta}_L + \overline{kv_z})^2} dv_z \quad (2.17)$$

En normalisant par I_0 l'expression ci-dessus, puis en la multipliant par $\frac{1}{2\pi L_{\perp}^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2L_{\perp}^2}}$ et enfin en intégrant radialement, nous obtenons :

$$\frac{dJ_{\pm}}{dz} = \mp \sigma_0 \alpha(\bar{\delta}_L, \sigma_v) \rho_0(z) \frac{1}{2\pi L_{\perp}^2} \int e^{-\frac{x^2+y^2}{2L_{\perp}^2}} \bar{I}_{\pm}(x, y, z) dx dy \quad (2.18)$$

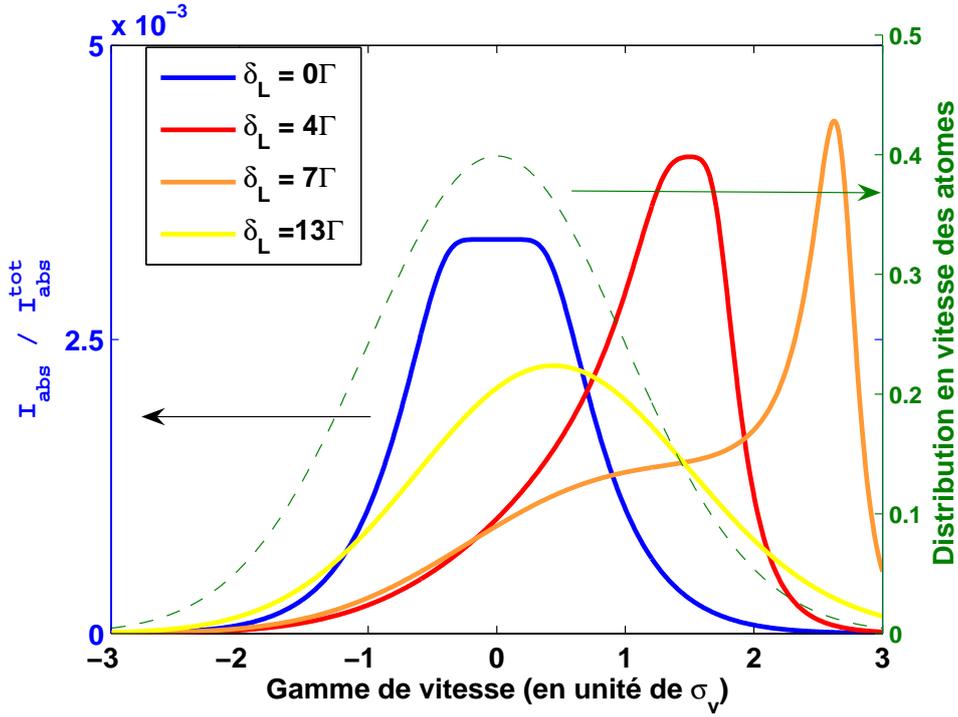


FIGURE 2.2 – Absorption pour différents désaccords par une distribution d'atomes de température $T = 2\mu K$. Pour une distribution en vitesse donnée des atomes ($\sigma_v = 1.37\text{cm/s}$) en ligne pointillée, l'intensité absorbée (normalisée par l'intensité totale absorbée par la distribution) est donnée en fonction de la classe de vitesse des atomes. À résonance (courbe bleue), l'absorption s'effectue principalement par les atomes ayant une vitesse quasi-nulle. À un désaccord de 7Γ , les atomes de la queue de la distribution proches de δ , bien qu'ils représentent une faible proportion des atomes du nuage, sont importants dans l'action d'absorption du laser. À grand désaccord (courbe jaune), le comportement de l'absorption redevient quasiment symétrique en vitesse.

Afin de fermer les équations, il est nécessaire de faire l'hypothèse suivante :

$$\int \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{L_{\perp}^2}}}{2\pi L_{\perp}^2} \bar{I}_{\pm}(x, y, z) dx dy = a J_{\pm}(z) \quad (2.19)$$

où a est une constante numérique. Elle prend en compte le fait que $e^{-\frac{x^2+y^2}{L_{\perp}^2}}$ apparaît dans l'intégrale de l'équation 2.19 alors qu'un terme $e^{-\frac{x^2+y^2}{2L_{\perp}^2}}$ apparaît dans l'expression définissant $J_{\pm}(z)$ (voir équation 2.14). Dans le cas d'une épaisseur optique faible, l'intensité des lasers peut être considérée comme constante le long de l'axe Oz et nous trouvons alors $a = \frac{1}{2}$.

Obtention d'une formule analytique du profil de densité

La distribution en densité obtenue en régime stationnaire est caractérisée par le système d'équations différentielles suivant :

$$-\frac{1}{L_{\parallel}^2}z\rho_0 + \frac{\bar{F}_m}{k_B T}\rho_0(J_+ - J_-) - \frac{d\rho_0}{dz} = 0 \quad (2.20)$$

$$\frac{dJ_+}{dz} = -\sigma_0\alpha(\bar{\delta}_L, \sigma_v)\frac{a}{2\pi L_{\perp}^2}J_+\rho_0 \quad (2.21)$$

$$\frac{dJ_-}{dz} = \sigma_0\alpha(\bar{\delta}_L, \sigma_v)\frac{a}{2\pi L_{\perp}^2}J_-\rho_0 \quad (2.22)$$

L'épaisseur optique est définie comme il suit : $b_0 = \frac{N\sigma_0}{2\pi L_{\perp}^2}$ (b_0 étant l'épaisseur optique à résonance et N le nombre d'atomes) et $b = b_0\alpha(\bar{\delta}_L, \sigma_v)$ (b étant l'épaisseur effective du nuage pour un désaccord et une température donnée). Ce système d'équation présente une longueur caractéristique $L_i = \frac{k_B T}{\bar{F}_m b}$.

On adimensionalise le système d'équation à l'aide de la longueur caractéristique L_i : $\bar{z} = \frac{z}{L_i}$, $\rho_0(z) = \frac{N}{L_i}\bar{\rho}_0(\bar{z})$ et $J_{\pm}(z) = \bar{J}_{\pm}(\bar{z})$, notre système d'équation devient :

$$-\frac{L_i^2}{L_{\parallel}^2}\bar{z}\bar{\rho}_0 + \frac{1}{b}\bar{\rho}_0(\bar{J}_+ - \bar{J}_-) - \frac{d\bar{\rho}_0}{d\bar{z}} = 0 \quad (2.23)$$

$$\frac{d\bar{J}_+}{d\bar{z}} = -ab\bar{J}_+\bar{\rho}_0 \quad (2.24)$$

$$\frac{d\bar{J}_-}{d\bar{z}} = ab\bar{J}_-\bar{\rho}_0 \quad (2.25)$$

Nous pouvons remarquer que lorsque l'atténuation qui est donnée par $\bar{F}_m b$ est importante, L_i devient petit. En particulier, lorsque $L_i \ll L_{\parallel}$ du point de vue des atomes, le confinement par le piège dipolaire est négligeable et seul compte le confinement dû aux déséquilibres des faisceaux provoqués par l'effet d'ombre.

Nous posons : $A = \bar{J}_+ + \bar{J}_-$ et $B = \bar{J}_+ - \bar{J}_-$, et le système devient alors :

$$-\frac{L_i^2}{L_{\parallel}^2}\bar{z}\bar{\rho}_0 + \frac{1}{b}B\bar{\rho}_0 - \frac{d\bar{\rho}_0}{d\bar{z}} = 0 \quad (2.26)$$

$$\frac{dA}{d\bar{z}} = -abB\bar{\rho}_0 \quad (2.27)$$

$$\frac{dB}{d\bar{z}} = -abA\bar{\rho}_0 \quad (2.28)$$

En plus de ce système d'équations différentielles, nous avons les conditions aux limites suivantes : $B(0) = 0$, $\int_0^{\infty}\bar{\rho}_0(\bar{z})d\bar{z} = \frac{1}{2}$ et $A(+\infty) - B(+\infty) = 2$.

La résolution de ce système d'équations différentielles nous permet d'obtenir numériquement le profil de densité obtenu dans le régime stationnaire et cela quelle que soit l'épaisseur optique ou les tailles caractéristiques du système.

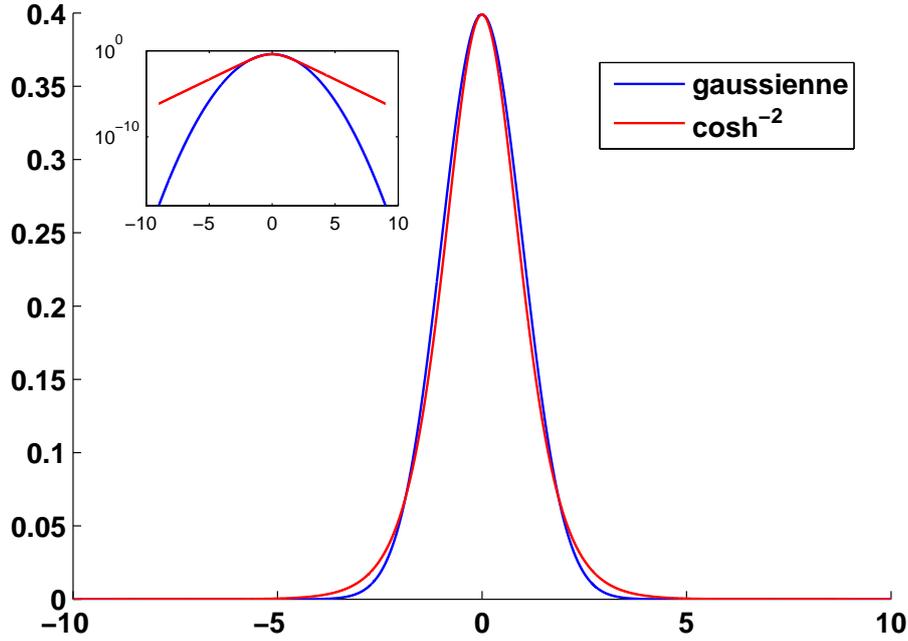


FIGURE 2.3 – Comparaison de deux types de profils de densité ayant le même écart type : gaussien et en \cosh^{-2} . Dans l'encart, les mêmes profils sont représentés en échelle logarithmique.

Cependant, il est possible d'obtenir une solution analytique de ce profil en se plaçant dans le cas où $L_i \ll L_{\parallel}$ (le premier terme de l'équation 2.26 disparaît). Le calcul sera développé dans l'annexe A.2. La solution pour la densité normalisée s'écrit :

$$\bar{\rho}_0(\bar{z}) = \frac{2(1 - e^{-b/4})^2}{b^2} \frac{1 - \tanh^2[(1 - e^{-b/2})\bar{z}/2b]}{1 - \frac{(1 - e^{-b/4})^2}{(1 + e^{-b/4})^2} \tanh^2[(1 - e^{-b/2})\bar{z}/2b]} \quad (2.29)$$

En ré-introduisant le paramètre d'adimensionnalisation L_i et en nous plaçant dans la limite de faible épaisseur optique ($b \ll 1$), le profil de densité suit l'expression suivante :

$$\rho_0(z) = \frac{1}{8L_i} \frac{1}{\cosh^2(z/4L_i)} \quad (2.30)$$

Ce profil correspond au système auto-gravitant idéal, car d'une part l'action du piège dipolaire est négligeable et d'autre part l'expression du potentiel d'interaction à longue portée : $U(x) \propto |x|$ est uniquement atteint lorsque $b \ll 1$.

Nous pouvons constater sur la figure 2.3 que la différence entre le profil correspondant à une distribution gaussienne et celui suivant une distribution en \cosh^{-2} est très minime. Il faut regarder les queues des distributions afin de

différencier celles-ci. Il sera donc délicat d'obtenir une signature expérimentale directe du passage de l'une à l'autre distribution (voir section 2.3.1).

2.1.2 Rôle de la diffusion multiple

La diffusion multiple fait apparaître une force répulsive. Lors de l'émission d'un photon par un atome et l'absorption de celui-ci par un autre atome, le moment relatif moyen entre ces deux atomes est augmenté de $\hbar k$.

Dans le cas d'un PMO, cette force répulsive domine l'action d'attraction exercée par l'effet d'ombre [Gattobigio 2006]. Un équilibre entre ces deux forces et la force magnéto-optique permet d'expliquer les observations expérimentales de taille stationnaire anormalement grande d'un nuage de césium en fonction du nombre d'atomes [Sesko 1991].

Dans notre expérience, différents aspects font que la force de répulsion liée à la diffusion multiple est bien plus faible que la force attractive associée à l'effet d'ombre :

- La configuration $1D$: les photons émis transversalement à l'axe des lasers ne vont pas contribuer à la répulsion. Ceci est vrai si nous nous limitons à la diffusion double (ce qui est vérifié pour $b \ll 1$). La probabilité de ré-émission suivant l'axe des lasers est réduite d'un facteur $\frac{1}{3}$.
- La géométrie de notre échantillon atomique : le fait d'avoir un nuage quasi- $1D$ limite la probabilité de diffusion double. En effet bien que notre nuage ait une épaisseur optique à résonance de l'ordre de 10 (voir discussion associée au paragraphe 2.3.3) sur l'axe long du piège dipolaire, l'épaisseur optique transverse à résonance est toujours inférieure à l'unité. Ainsi, pour une question de géométrie, une grande proportion des photons réémis sortiront du milieu sans être réabsorbés. Dans le cas $b \ll 1$, la géométrie en forme de cigare de notre milieu diminue d'un facteur 50 la probabilité de réabsorption d'un photon comparée à la géométrie de la boule gaussienne.
- Nous verrons par la suite que par l'application d'un champ magnétique de biais, nous nous trouvons dans la configuration de système à deux niveaux. Cela vient encore limiter la probabilité de réabsorption des photons, car le milieu devient transparent pour des photons ayant une polarisation orthogonale au champ magnétique de biais. Une discussion des conséquences de ce phénomène est menée dans le paragraphe 3.3.2.

2.1.3 Avantages et inconvénients d'utiliser la transition d'intercombinaison du strontium pour modéliser un système auto-gravitant

Les avantages d'utiliser la raie d'intercombinaison du Strontium 88 sont nombreux :

- Nous avons la possibilité de maintenir les atomes dans un piège dipolaire permettant ainsi d'appliquer la force attractive décrite précédemment durant un temps suffisamment long pour obtenir l'état d'équilibre du nuage. Nous pouvons noter que cet aspect n'est pas une spécificité de la transition d'intercombinaison du Strontium.
- Nous allons voir par la suite dans le paragraphe 2.2.1 que nous pouvons annuler le déplacement d'horloge pour la transition $^1S_0 - ^3P_1$ $m_j = 0 - m_j = 0$, nous permettant ainsi d'éviter une dépendance spatiale de la force de radiation due au déplacement lumineux du niveau excité.
- En nous plaçant sur la transition d'intercombinaison, il n'existe pas de pompage optique vers d'autres niveaux.

L'inconvénient principal de la raie d'intercombinaison du strontium réside dans le fait que l'élargissement Doppler est toujours présent $kv > \Gamma$. Cela complique de façon notable l'analyse des comportements expérimentaux.

2.2 MONTAGE DU SYSTÈME 1D

Nous allons dans cette partie décrire le montage expérimental permettant l'obtention de l'échantillon atomique nécessaire à l'étude d'un système auto-gravitant à 1 dimension. Nous allons tout d'abord nous intéresser aux déplacements lumineux induits par le piège dipolaire à $780nm$. Nous verrons qu'il est possible dans ce cas d'annuler le déplacement d'horloge (ou "clock shift") sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$, $m_j = 0$.

Nous présenterons ensuite le montage expérimental qui nous permet la mise en place d'un échantillon atomique quasi-1D en interaction avec deux lasers contra-propageants à $689nm$. Enfin nous introduirons le dispositif de mesure qui nous permet d'étudier le profil de densité et de définir la température.

2.2.1 Annulation du déplacement d'horloge

Dans notre expérience, les atomes sont piégés par un faisceau à $780nm$ donc très désaccordé de la résonance $^1S_0 - ^1P_1$ vers le rouge. Le déplacement lumineux est à l'origine du piégeage par la force dipolaire. Si maintenant nous cherchons à sonder les atomes sur la transition étroite, il est nécessaire de s'intéresser également au déplacement lumineux de l'état excité. Le déplacement relatif des deux niveaux conduit à un déplacement de la fréquence de la transition. Ce dernier est appelé déplacement d'horloge en référence aux nouvelles générations d'horloge atomique où les atomes sont sondés dans un réseau optique [Takamoto 2005].

Dans notre cas, nous voulons nous assurer que le déplacement d'horloge $\Delta\nu_C$ soit suffisamment faible pour ne pas perturber la force attractive que nous cherchons à mettre en évidence. Il faudrait que : $|\Delta\nu_C| = |\Delta\nu_{DL}^{|e\rangle} - \Delta\nu_{DL}^{|g\rangle}| < \frac{\Gamma}{2\pi} = 7.6kHz$. Comme notre piège a une profondeur de $20\mu K$, le déplacement de l'état fondamental au centre du piège est de $\Delta\nu_{DL}^{|g\rangle} = 242kHz$. La compensation de $\Delta\nu_C$ selon le critère défini précédemment n'est donc pas immédiate.

Nous allons maintenant expliquer la méthode nous permettant de satisfaire la condition énoncée ci-dessus, sachant que la longueur d'onde du piège est fixée à $780nm$.

Polarisabilité et longueur d'onde magique

La présence d'un champ électrique de fréquence ω_L et de polarisation \hat{e} ($\vec{E}(\omega_L, \hat{e})$) provoque un déplacement des niveaux d'énergie des atomes :

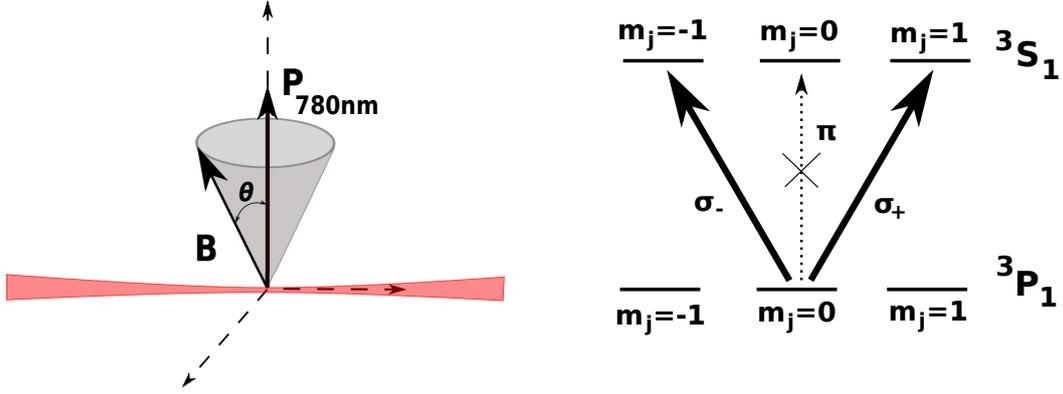


FIGURE 2.4 – À gauche : Alignement expérimental de \vec{B} et de \vec{P} . À droite : Exemple de dépendance en polarisation du couplage avec un niveau excité. Pour une polarisation linéaire (π), étant donné que $m_j = 0 \rightarrow m_j = 0$ est un état noir entre 3P_1 et 3S_1 , nous n'avons pas de couplage entre ces niveaux. Pour une polarisation circulaire (σ_+ et σ_-), un couplage existe entre 3P_1 et 3S_1 .

$$h\Delta\nu(\omega_L, \hat{\epsilon}) = -\frac{1}{2}\alpha_i(\omega_L, \hat{\epsilon})|\vec{E}(\omega_L, \hat{\epsilon})|^2 \quad (2.31)$$

où α_i est la polarisabilité du niveau atomique i .

Si l'on s'intéresse maintenant à la fréquence de transition observée ν_{obs} entre un état $|f\rangle$ et $|e\rangle$ soumis à ce champ électrique, on peut constater que celle-ci s'écrit [Takamoto 2005] :

$$\nu_{obs} = \nu_0 - \frac{1}{2h}\Delta\alpha(\omega_L, \hat{\epsilon})|\vec{E}(\omega_L, \hat{\epsilon})|^2 \quad (2.32)$$

ν_0 étant la fréquence atomique non-perturbée et le second terme à droite de l'égalité correspond au déplacement d'horloge induit par la présence du piège dipolaire, avec

$$\Delta\alpha(\omega_L, \hat{\epsilon}) = \alpha_e(\omega_L, \hat{\epsilon}) - \alpha_f(\omega_L, \hat{\epsilon})$$

représentant le différentiel de polarisabilité. Nous pouvons constater que lorsque nous avons l'égalité entre α_f et α_e (pour un certain ω_L et $\hat{\epsilon}$), le second terme de l'équation 2.32 disparaît. Nous avons ainsi une fréquence de transition non-perturbée, indépendante de l'intensité du laser $I_L \propto |\vec{E}|^2$. Cette longueur d'onde, associée à ω_L , est appelée "longueur d'onde magique".

La présence de la structure fine et hyperfine fait que le déplacement lumineux du niveau excité $5s5p {}^3P_1$ dépend de la polarisation. Nous comprenons facilement cette dépendance en considérant la contribution au déplacement lumineux de la transition ${}^3P_1 - {}^3S_1$ (voir figure 2.4). Si le champ magnétique \vec{B} est aligné au vecteur de polarisation \vec{P} ($\theta = 0$) : nous sommes en configuration de polarisation linéaire (π), étant donné que $m_j = 0 \rightarrow m_j = 0$ est un état noir entre 3P_1 et 3S_1 , nous n'avons pas de couplage entre ces niveaux. En

revanche, si \vec{B} est perpendiculaire à \vec{P} ($\theta = \pi$) : nous avons une polarisation circulaire (σ_+ et σ_-), un couplage existe entre 3P_1 et 3S_1 .

Ainsi pour un sous-niveau donné ($m_j = 0$ dans notre cas), il n'existe pas une valeur unique de longueur d'onde magique mais plutôt un intervalle de valeurs possibles (chaque valeur correspondant à une valeur de polarisation possible). Nous allons utiliser cette particularité à notre avantage en orientant la polarisation du laser dipolaire par rapport à \vec{B} pour obtenir la longueur d'onde magique à $780nm$. Pour des raisons pratiques, nous procédons de manière inverse c'est à dire que nous laissons la polarisation linéaire fixe et nous cherchons l'orientation du champ magnétique \vec{B} (voir figure 2.4) qui permet d'annuler le déplacement lumineux à 780 nm pour la transition $m_j = 0 \rightarrow m_j = 0$.

Le calcul de polarisabilité étant un peu technique, nous allons ici seulement présenter et discuter les résultats. Les détails du calcul de la longueur d'onde magique sont donnés dans l'annexe A.1.

Annulation expérimentale du déplacement d'horloge

Expérimentalement, l'angle θ (figure 2.4) est modifié en changeant l'orientation de \vec{B} (\vec{P} du faisceau à $780nm$ reste fixe).

Ce champ magnétique est créé par 3 paires de bobines indépendantes montées en configuration Helmholtz. Une calibration très fine de \vec{B} est rendue possible par l'utilisation même des atomes. Nous pouvons analyser l'effet de chacune des paires de bobines en sondant les atomes sur la transition étroite. La largeur de la transition ($\Gamma/2\pi = 7.6kHz$) est à comparer au déplacement Zeeman de la transition ($\kappa/2\pi = 2.1MHz/G$) et nous permet ainsi d'avoir une connaissance des composantes de \vec{B} à la dizaine de milligauss au niveau de l'échantillon atomique.

Sur figure 2.5 sont présentées des données typiques permettant de remonter à la valeur du déplacement lumineux pour une valeur de θ et donc de \vec{B} donnée (ici $\theta \sim \pi/3$). La mesure du déplacement lumineux s'effectue en sondant simultanément des atomes piégés par le faisceau à $780nm$ et des atomes "libres" sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$, $m_j = 0$. Ceci est rendu possible en sondant par imagerie d'ombre $3ms$ après la fin du chargement du piège dipolaire. L'analyse de l'image nous permet de remonter à l'épaisseur optique du piège dipolaire (point lumineux situé en A) et des atomes en chute libre (situés dans la zone B). Nous pouvons remarquer que la réponse spectrale des atomes est large (de l'ordre de $35kHz$ soit plus de 4 fois la largeur de la transition). Ceci s'explique principalement par la température des atomes (de l'ordre de $4\mu K$), qui dans l'absolu est faible mais qui reste importante en comparant la vitesse des atomes à la largeur naturelle ($\sigma_v \sim 1.5cm/s$ soit $k\sigma_v \sim 3.5\Gamma$).

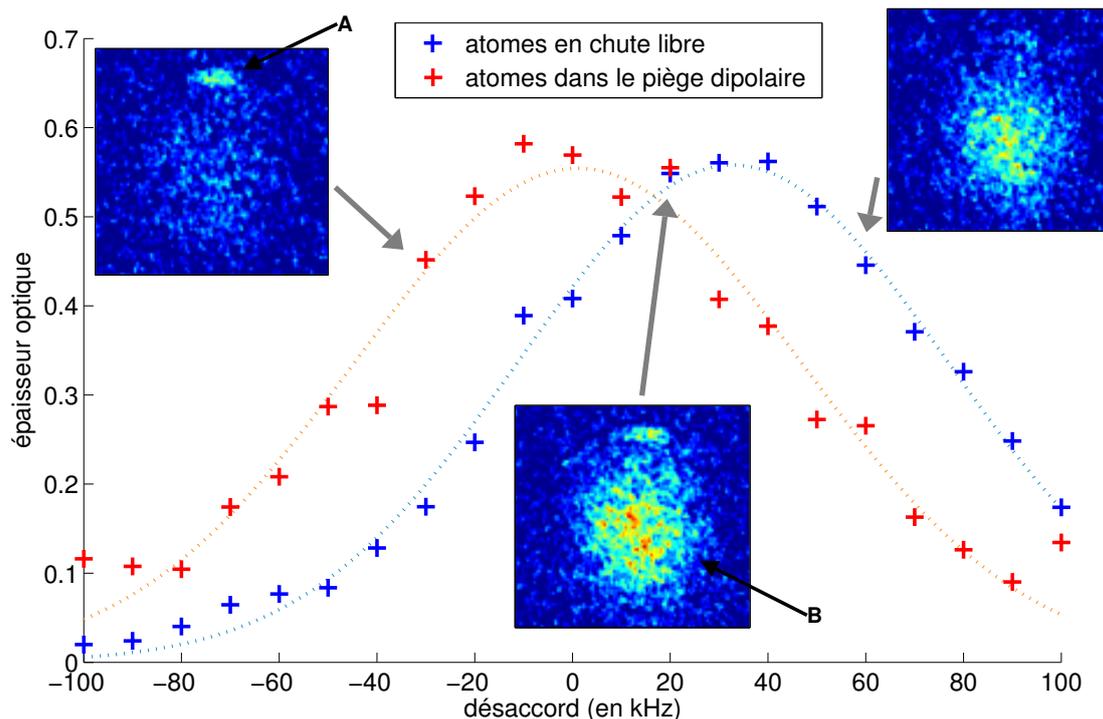


FIGURE 2.5 – Évolution de l'épaisseur optique en fonction du désaccord de la sonde sur la transition d'intercombinaison $^1S_0 - ^3P_1$. Les atomes appartenant au piège (en A) présentent une résonance décalée par rapport aux atomes qui sont en chute libre (en B). La ségrégation entre les atomes libres et piégés s'effectue après un temps de vol de $5ms$. Ces données sont prises pour une valeur de $\theta \sim \pi/3$.

Cette méthode de mesure est appliquée à différents angles θ et cela en changeant l'amplitude d'une des composantes du champ magnétique. Les résultats de ce comportement sont présentés dans la figure 2.6. Expérimentalement (croix bleues) nous sommes passés d'un déplacement d'horloge négatif à positif entre les niveaux $5s^2\ ^1S_0$ et $5s5p\ ^3P_1, m_j = 0$. La condition : $\Delta\alpha(\omega_L, \hat{e}) = 0$ est vérifiée pour $\theta \sim \frac{\pi}{4}$.

L'étude du déplacement lumineux à cette longueur d'onde montre qu'il est nécessaire, pour retrouver le comportement expérimental, de prendre en compte le couplage existant entre $5s^2\ ^1S_0$ avec $5s5p\ ^1P_1$ d'une part et $5s5p\ ^3P_1, m_j = 0$ avec $5s6s\ ^3S_1, 5p^2\ ^3P, 5s4d\ ^3D$ et $5s5d\ ^3D$ d'autre part (voir courbe bleue). La non-prise en compte de l'un de ces niveaux donne des résultats différents, par exemple si l'on n'inclut pas le couplage avec $5s5d\ ^3D$ le comportement prédit est donné par la courbe verte. Enfin l'utilisation de tous les couplages répertoriés dans la table A.2 conduit à l'obtention de la courbe rouge.

On peut constater que l'ajustement n'est pas parfait entre les points expérimentaux et la courbe analytique. Nous attribuons principalement ce désaccord systématique d'une part à l'incertitude existante sur les taux de tran-

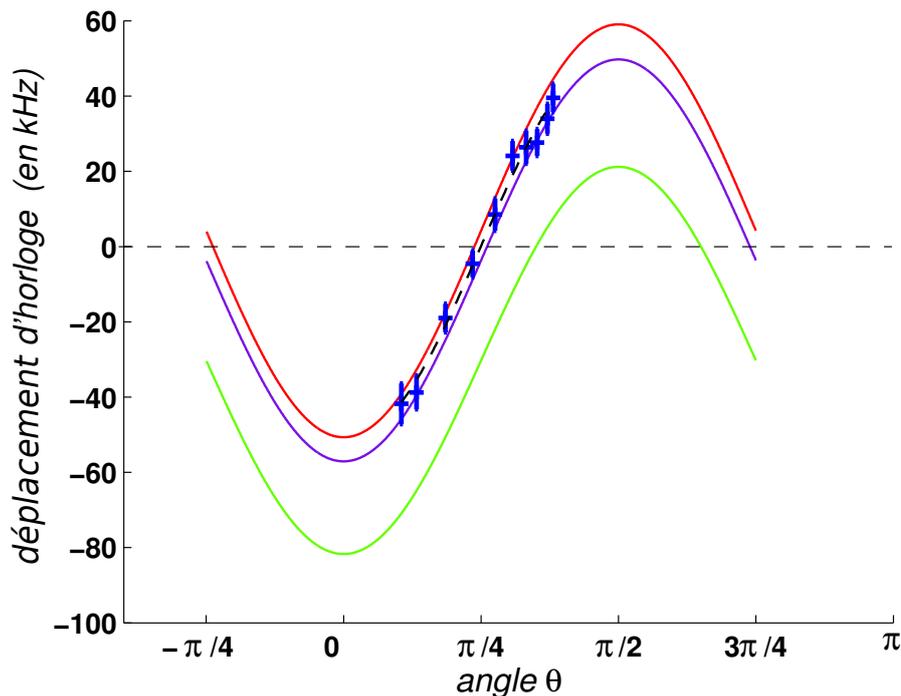


FIGURE 2.6 – Déplacement d'horloge entre $^1S_0 - ^3P_1$ en fonction de l'orientation du champ magnétique par rapport à la polarisation. La courbe verte est obtenue par la prise en compte des 6 premiers niveaux : $5s6s\ ^3S_1$, $5p^2\ ^3P_{0,1,2}$ et $5s4d\ ^3D_{1,2}$. Les courbes suivantes sont obtenues en augmentant le nombre de niveaux pris en compte dans le calcul numérique (8 pour la courbe bleue et 20 pour la courbe rouge). Les points expérimentaux sont ici représentés avec leur barre d'erreur (croix bleues). L'interpolation des données expérimentales (ligne en pointillés) nous donne une valeur de l'angle d'annulation du décalage d'horloge de $0.24\pi \sim \frac{\pi}{4}$.

sition trouvés dans la littérature et d'autre part aux erreurs systématiques expérimentales. Ces dernières ont pour origines :

- La mesure de l'angle θ : nous ne contrôlons en effet le champ appliqué qu'à une dizaine de milligauss près. Cette valeur est à comparer à l'amplitude du champ ($\sim 200mG$) et conduit à une incertitude sur l'angle de $\sim \frac{\pi}{80}$. Ce qui correspond à une incertitude de $\pm 10kHz$.
- L'effet Doppler résiduel lié à la chute libre des atomes : l'horizontalité non parfaite de la sonde peut induire un désaccord dû à l'effet Doppler. Dans les conditions d'obtention des mesures, il est estimé à $\sim 2kHz < \Gamma$.
- L'incertitude sur la valeur du déplacement d'horloge : elle résulte de notre difficulté à pointer avec précision les résonances sur la figure 2.5. Nous avons estimé l'incertitude à 10% de la largeur spectrale mesurée. Ces barres d'erreurs ont été reportées sur la figure 2.6 et correspondent typiquement à une incertitude de $\pm 4kHz < \Gamma$.

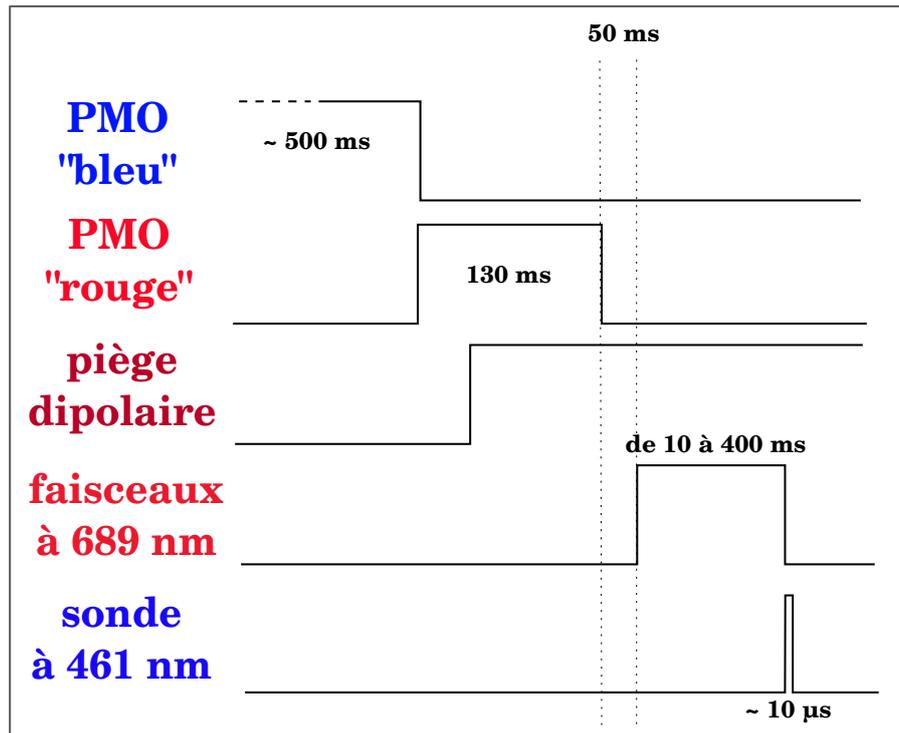


FIGURE 2.7 – Après les étapes de chargement du PMO "bleu", PMO "rouge" et piège dipolaire, nous attendons 50 ms avant d'allumer les faisceaux contra-propageants. Suivant le temps d'interaction nous pouvons étudier soit le transitoire, soit l'équilibre de notre système.

Conclusion

Nous avons montré ici qu'il était possible de se placer dans une configuration où notre piège dipolaire à 780nm se trouve à la longueur d'onde dite magique. L'incertitude liée à la mesure de l'angle θ est certes limitante pour la comparaison théorique de l'annulation du déplacement d'horloge, mais n'intervient pas dans l'incertitude que nous avons sur le pointage d'annulation du déplacement lumineux, celle-ci est de $\pm 4.5\text{kHz}$. Nous pouvons donc affirmer que la condition exprimée en introduction : $\Delta\nu_{DL}^{|e\rangle} = \Delta\nu_{DL}^{|g\rangle} \pm \Gamma$ est ici vérifiée.

2.2.2 Mise en place de l'échantillon atomique

Le piège dipolaire utilisé pour préparer l'échantillon atomique est constitué d'un seul faisceau à 780nm . Les détails du piège et de son chargement sont donnés dans la section 1.3.4.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.7, le piège dipolaire est chargé après une phase de refroidissement sur la transition "bleue" puis sur la transition "rouge" afin d'obtenir un nuage froid (environ $2\mu\text{K}$) et dense permettant

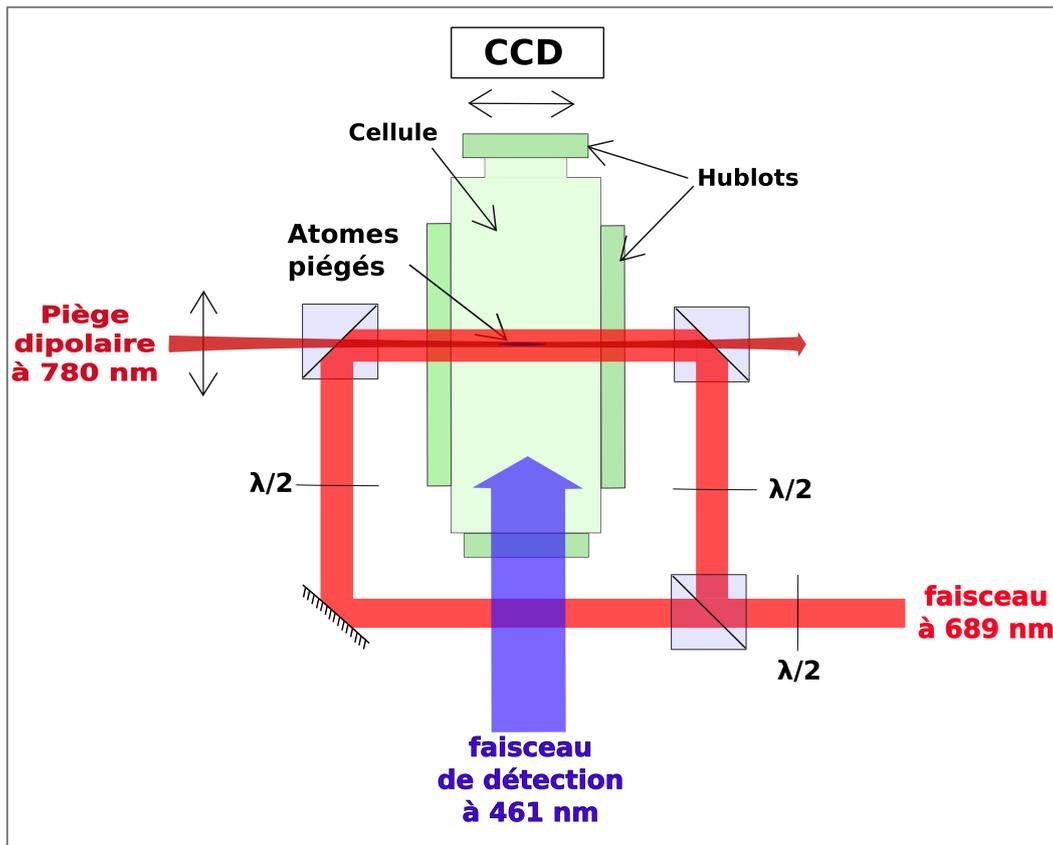


FIGURE 2.8 – Montage expérimental du système d'interaction auto-gravitante 1D. Vue de face (le long du faisceau atomique). Le piège dipolaire est soumis à la pression de radiation à l'aide de deux faisceaux à 689nm. La prise de données s'effectue par imagerie d'ombre sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$.

de charger le piège dipolaire. Le long du piège dipolaire sont placés deux faisceaux collimatés à 689nm (voir schéma de la figure 2.8).

Un délai de 50ms est inséré entre la fin du PMO "rouge" et l'allumage des faisceaux à 689nm appliquant la force attractive sur notre système. Ce délai nous permet d'effectuer la ségrégation spatiale entre les atomes du piège dipolaire et les atomes non piégés qui chutent par la gravité. Ainsi lorsque nous souhaitons sonder le nuage au début de l'interaction 1D, les images ne sont pas dégradées par la présence d'un halo atomique en chute libre.

Les lasers 1D sont alignés suivant l'axe long du piège dipolaire. La présence d'un offset de champ magnétique (environ 200mG) nécessaire à l'annulation du déplacement d'horloge (voir section 2.2.1) lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman de l'état $5s5p\ ^3P_1$. L'écart entre les sous-niveaux vaut 10Γ environ. Nous pouvons donc approximer notre système atomique à un système à deux niveaux. Le laser est alors accordé sur la transition $^1S_0 - ^3P_1, m_j = 0$ insensible au champ magnétique.

Le couplage du laser et de l'atome à deux niveaux dépend de l'angle θ'

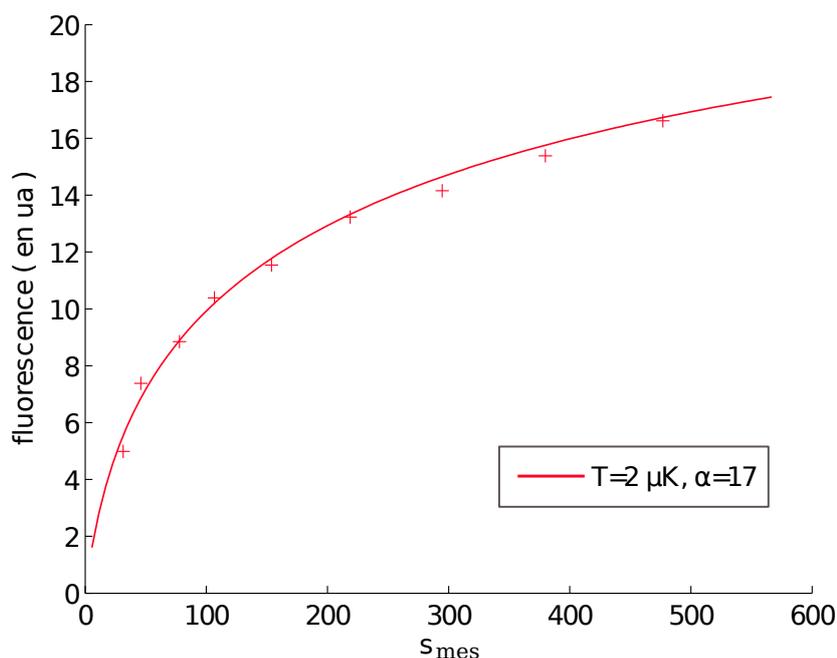


FIGURE 2.9 – Fluorescence du nuage en fonction de la saturation. L'interpolation par la fonction 2.33 permet de retrouver la valeur de l'intensité effective $I_{eff} = \frac{I}{\alpha}$.

entre le champ électrique et le champ magnétique de biais. Nous avons $I_{eff} = I \cos^2(\theta')$ l'intensité effective "vue" par les atomes (I étant l'intensité mesurée). Dans notre montage, par construction, la polarisation des faisceaux 1D est perpendiculaire à la polarisation du faisceau dipolaire. Par ailleurs, l'angle θ entre \vec{B} et la polarisation du faisceau dipolaire a été ajusté pour annuler le déplacement d'horloge. Ainsi géométriquement nous trouvons $\theta' \sim \frac{2\pi}{5}$ et l'intensité effective associée est $I_{eff} = \frac{I}{15}$.

Nous avons voulu vérifier cette valeur en effectuant une mesure directe sur les atomes, en étudiant la fluorescence du nuage lorsqu'il est sondé par un faisceau à résonance sur la transition d'intercombinaison. La fluorescence émise par le nuage et reçue sur un détecteur est proportionnelle à la population de l'état excité et peut s'exprimer ainsi :

$$fluo \propto \int \frac{s_{eff}}{1 + s_{eff} + 4\left(\frac{kv}{\Gamma}\right)^2} e^{\frac{v^2}{2\sigma_v^2}} \quad (2.33)$$

Sur la figure 2.9, la fluorescence est représentée en fonction de la valeur de la saturation mesurée $s_{mes} = \frac{I}{I_s}$. La température du nuage est de $(2 \pm 1) \mu K$. Nous pouvons constater que pour retrouver le comportement expérimental de la fluorescence, il nous faut diviser la saturation mesurée s_{mes} par un facteur $\alpha = 17$ pour une température de nuage de $2 \mu K$. En prenant en compte l'incertitude que nous avons sur la température nous trouvons que la saturation

effective vue par les atomes est donnée par $s_{eff} = \frac{s_{mes}}{\alpha}$ avec $\alpha = 17 \pm 1$. Ce résultat est en accord avec la valeur attendue par des considérations géométriques de I_{eff} . Nous utiliserons ce dernier pour la calibration de l'intensité effective.

2.2.3 Mesure des profils et de la température

La prise de données s'effectue par imagerie d'ombre. Pour cela nous venons sonder à l'aide d'un faisceau vertical le nuage atomique (voir la figure 2.8). La sonde utilisée est à résonance avec la transition $^1S_0 - ^1P_1$ à $461nm$ ($\frac{\Gamma}{2\pi} = 32MHz$).

Sur la figure 2.10 (à gauche), nous présentons une image typique obtenue par notre système d'imagerie. Nous avons une vue du nuage dans le piège dipolaire suivant son axe long.

Par ce système d'imagerie, nous remontons aux tailles du nuage, au profil de densité intégré radialement, à l'épaisseur optique transverse. Le nombre d'atomes est quant à lui déduit en utilisant la formule suivante $N_{at} = \int \int (2\pi)^2 \frac{\sigma_{\parallel} \sigma_{\perp} b}{3\lambda^2} dx dz$ où σ_{\parallel} est la taille longitudinale et σ_{\perp} est la taille transverse.

De plus en réitérant la prise de mesure sur plusieurs cycles, nous pouvons accéder à l'évolution du nuage en fonction du temps. Par exemple, sur la figure 2.10 (à droite) est présentée une évolution temporelle typique de la taille longitudinale du nuage dans le piège dipolaire. Les oscillations sont dues à l'excitation du mode de respiration du nuage lors de la coupure des faisceaux du PMO. Dans les conditions habituelles de paramètres du faisceau dipolaire, la pulsation du mode de respiration est de $\omega_{mdr} = 90rad.Hz$, c'est à dire une pulsation double de la pulsation propre du piège. Nous avons également observé dans les mêmes conditions une oscillation du centre de masse, non représentée ici. Celle-ci a pour origine le fait que nous ne chargeons pas les atomes exactement au centre du piège dipolaire.

Nous pouvons constater sur la figure 2.10 (à droite) qu'une relaxation du nuage dans le piège dipolaire est présente. Celle-ci est induite par l'anharmonicité du piège. Cet effet de relaxation dû de l'anharmonicité a été étudié numériquement et correspond au comportement expérimental observé autant pour le mode de respiration que celui du centre de masse.

La mesure de la température peut être effectuée de différentes manières :

1. Soit par temps de vol : Cela nécessite la coupure de tous les faisceaux lasers, y compris celui du piège dipolaire.
2. Soit en mesurant l'expansion balistique du nuage dans le piège. En ap-

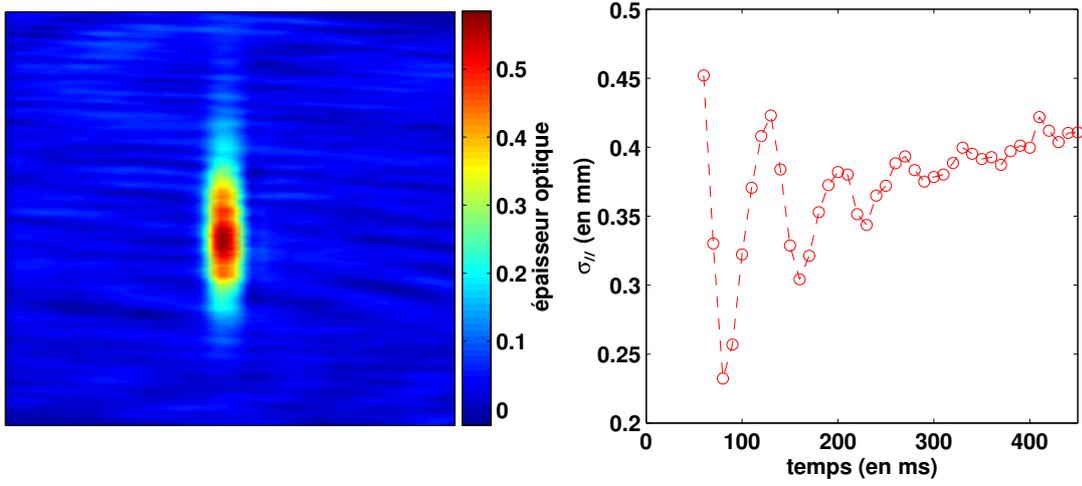


FIGURE 2.10 – *A gauche : Imagerie d'ombre sur le piège dipolaire. Nous avons ainsi connaissance de l'épaisseur optique. L'échelle est en pixels (la taille étant 80×450 pixels), typiquement le nuage s'étend sur 4×100 pixels (la résolution du pixel est de $7\mu m$). A droite : en répétant cette prise de données à différents délais, nous obtenons l'évolution temporelle du nuage : ici la taille longitudinale. L'origine des temps est prise à l'arrêt du chargement du piège dipolaire.*

proximant le piège dipolaire à un piège harmonique, nous avons :

$$\sigma_{\parallel}^2(t) = \langle z(t)^2 \rangle = \langle z_i^2 \rangle \cos^2(\omega_{\parallel} t) + \frac{\langle v_i^2 \rangle}{\omega_{\parallel}^2} \sin^2(\omega_{\parallel} t) \quad (2.34)$$

où $\langle z(t)^2 \rangle$ est l'écart type de la distribution à un moment t , $\langle z_i^2 \rangle$ est l'écart type de la distribution à l'arrêt des faisceaux 1D, ω_{\parallel} la pulsation dans le piège dipolaire et $\langle v_i^2 \rangle$ est la vitesse que nous souhaitons obtenir pour déterminer la température. En nous plaçant à $t = \frac{T}{4}$, où $T = \frac{2\pi}{\omega}$, nous obtenons :

$$\langle z(t)^2 \rangle = \frac{\langle v_i^2 \rangle}{\omega_{\parallel}^2} \quad (2.35)$$

Une étude expérimentale de la température par ces deux méthodes nous a permis de valider la seconde. La première méthode s'avère être peu précise compte tenu de la taille du nuage ($\sigma_{\parallel} \simeq 400\mu m$) et de sa température (de l'ordre du μK), il faudrait alors effectuer le temps de vol sur des délais longs, incompatibles avec notre système d'imagerie.

C'est pour cette raison que nous utiliserons la seconde méthode qui permet de s'affranchir de la durée limitée du temps de vol mais nécessite une bonne connaissance de ω_{\parallel} .

Lorsque nous souhaitons connaître la température du nuage, alors que celui-ci subit la force d'atténuation 1D, il nous suffit d'éteindre les lasers à

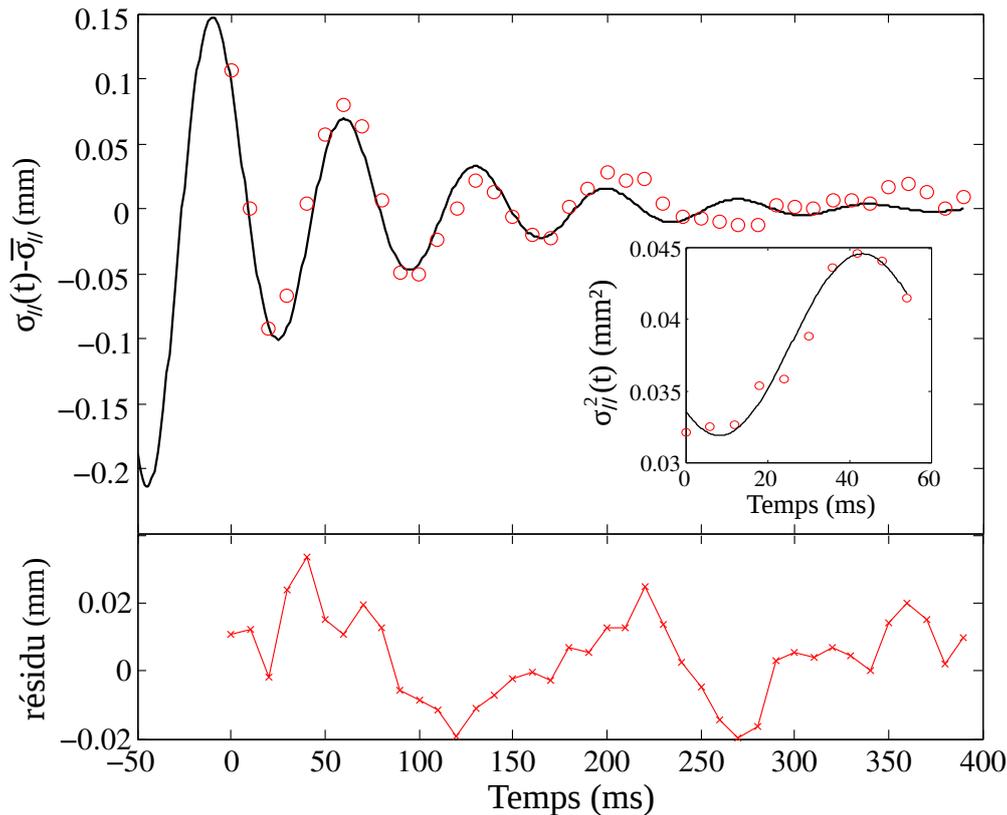


FIGURE 2.11 – En haut : Évolution temporelle de la taille du nuage soumis à une force attractive. Le mode de respiration du nuage est ici présent. Les paramètres associés à la force radiative sont : $I = 6.10^{-3} I_s$, $\delta_L = -4\Gamma$. Dans l'encart : Expansion du nuage après l'arrêt des faisceaux 1D. $t = 0$ correspond à 300ms sur l'image principale. L'interpolation par l'équation 2.34 permet d'obtenir la température. En bas : l'erreur relative entre les données expérimentales et l'interpolation qui nous permet de déduire la fréquence du mode de respiration.

689nm et de laisser s'étendre l'échantillon dans le piège dipolaire. Durant les 50 premières millisecondes, nous effectuons une dizaine de mesures de la taille du nuage par imagerie d'ombre (voir encart de la figure 2.11). L'évolution de la taille durant ce laps de temps, nous permet d'estimer la température.

Rappel des résultats

Dans ce paragraphe nous avons décrit le montage expérimental adapté à l'étude de l'interaction à longue portée.

D'une part, l'utilisation d'un laser à 780nm associée à un champ magnétique de biais permet l'annulation du déplacement ce qui rend le désaccord des lasers spatialement indépendant du piège. La présence de ce champ magnétique de biais nous place dans une configuration d'atome à deux niveaux.

D'autre part, la connaissance des caractéristiques du piège nous permet

d'obtenir la mesure des oscillations du mode de respiration avec et sans interaction à longue portée et la mesure de la température du piège. De plus, d'autres paramètres de l'échantillon sont mesurés par imagerie d'ombre tels que le nombre d'atomes, l'épaisseur optique ou encore la taille caractéristique du nuage.

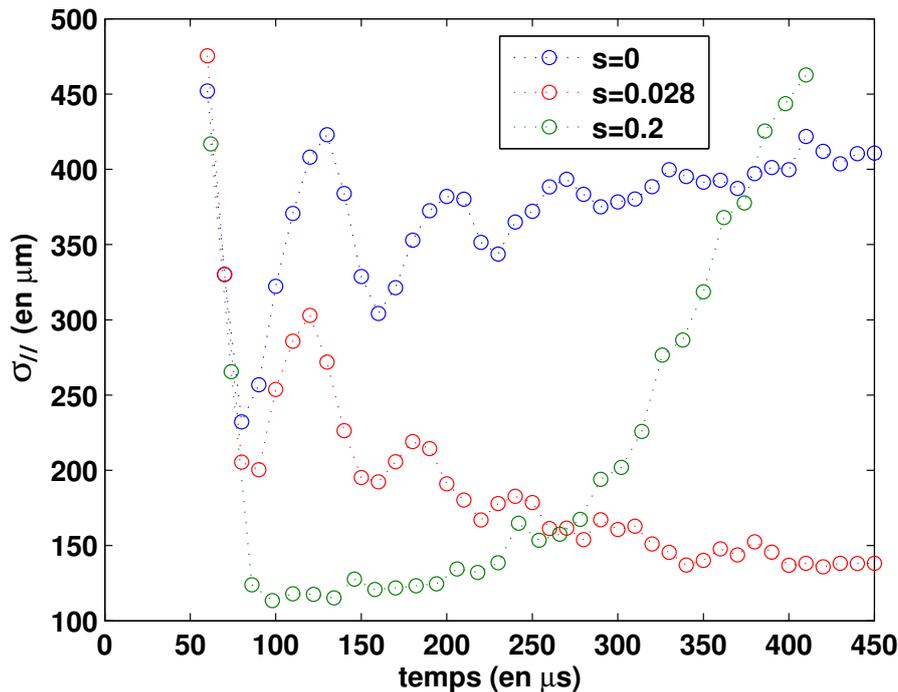


FIGURE 2.12 – Évolution temporelle de la taille du nuage. En bleu : le nuage est "libre" dans le piège dipolaire. En rouge : la force attractive est appliquée. La saturation est de $s = 0.028$ et le désaccord est de $\delta_L = -3\Gamma$. En vert : la force attractive est appliquée. La saturation est de $s = 0.2$ et le désaccord est de $\delta_L = -5\Gamma$.

2.3 SIGNATURE DE L'INTERACTION À LONGUE PORTÉE

Nous allons dans cette partie discuter les résultats expérimentaux, nous permettant d'une part d'affirmer que la force créée par l'effet d'ombre est bien une force attractive et d'autre part de mettre en évidence son caractère longue portée.

Sur la figure 2.12, nous comparons l'évolution temporelle de la taille du nuage avec et sans faisceaux lasers à 689nm . Qualitativement nous observons que lorsque les faisceaux $1D$ sont allumés :

- le nuage se comprime.
- les oscillations de relaxations sont plus courtes lorsque l'on se place en régime sous-amorti (courbe rouge).
- En régime sur-amorti, un état d'équilibre est présent durant une certaine de millisecondes et est éventuellement suivi d'une expansion lente du nuage lorsque l'intensité des lasers est grande (courbe verte).

Nous étudierons tout d'abord les profils de densité obtenus à l'équilibre dans différents régimes. Nous nous intéresserons également à l'évolution de

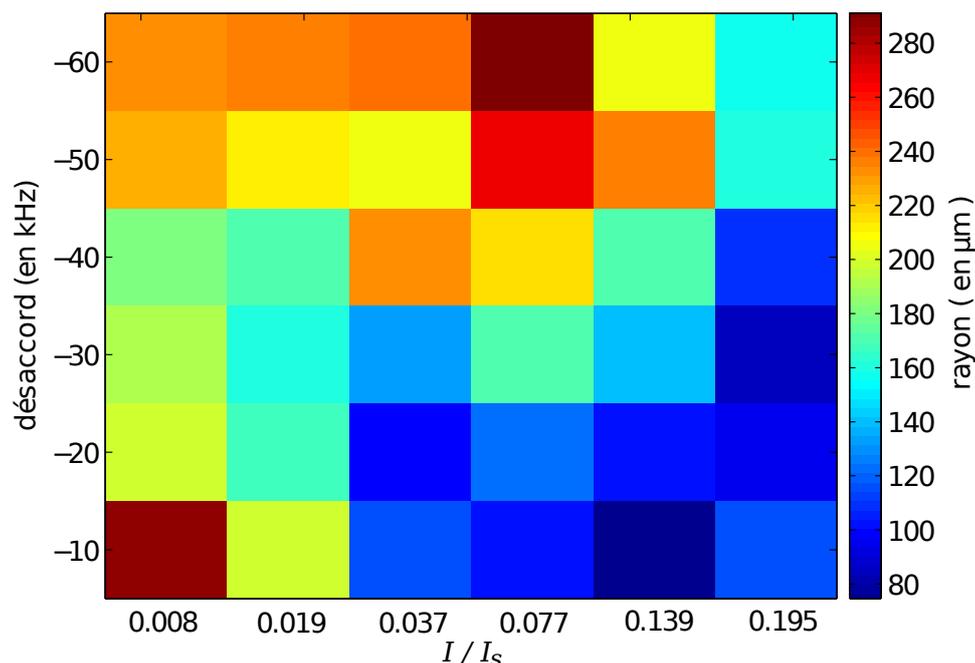


FIGURE 2.13 – Cartographie de la taille du nuage en fonction de la saturation et du désaccord laser. La taille est issue du moment d'ordre 2 de la distribution.

la taille du système en fonction de la saturation et du désaccord. Ces résultats seront comparés à la théorie développée dans la partie 2.1.1. Enfin, en régime sous-amorti, nous analyserons la nature (longue ou courte portée) de l'interaction par l'étude des oscillations observées durant la phase transitoire. Nous mettrons ainsi en lumière le caractère à longue portée du potentiel (voir partie 2.5).

2.3.1 Taille du nuage

La taille à l'équilibre obtenue après interaction avec les lasers à 689nm est une fonction du désaccord et de la saturation comme nous pouvons le voir sur la cartographie présentée dans la figure 2.13. Nous pouvons constater que plus la saturation est forte et plus le désaccord est faible, plus la taille de l'échantillon atomique à l'équilibre est petite.

Ce comportement est en accord qualitatif avec le modèle développé dans la section 2.1.1. En effet à $b \ll 1$ et si l'effet du piégeage harmonique est faible, la taille caractéristique est donnée par l'expression de L_i :

$$L_i = \frac{k_B T}{F_m b_0} \frac{1}{\alpha(\bar{\delta}_L) s} \frac{1}{\alpha(\bar{\delta}_L, \sigma_v)} \quad (2.36)$$

Nous rappelons que $\alpha(\bar{\delta}_L, \sigma_v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-v_z^2/2\sigma_v^2}}{1 + 4(\bar{\delta}_L + kv_z)^2} dv_z$, $\alpha(\bar{\delta}_L) = \frac{1}{1 + 4\bar{\delta}_L^2}$, $s = \frac{I_{eff}}{I_s}$ et $F_m = \frac{\hbar k \Gamma}{2}$.

Nous pouvons observer que la taille du nuage diminue lorsque la saturation augmente. À contrario, la théorie Doppler prédit une augmentation de la température en racine de la saturation : $T = T_0 + \alpha\sqrt{s}$ [Chaneliere 2008]. On s'attendrait donc en l'absence d'une force attractive à observer une augmentation de la taille du nuage dans le piège dipolaire en augmentant la valeur de la saturation.

Comme nous l'avons vu dans la partie 2.1.1, une signature de la force attractive à longue portée peut être visible sur le profil de densité du nuage en régime stationnaire. Dans le cas du système auto-gravitant le profil de densité suit alors :

$$\rho(z) = \frac{1}{8L_i} \frac{1}{\cosh^2(z/4L_i)} \quad (2.37)$$

Nous rappelons que ce profil est obtenu dans la limite de l'épaisseur optique faible et de taille caractéristique de l'interaction L_i du nuage petite devant la taille caractéristique du nuage dans le piège dipolaire supposé harmonique $L_{\parallel} = (\frac{k_B T}{m\omega_{\perp}^2})^{1/2}$.

2.3.2 Profil de densité du nuage "libre"

Tout d'abord nous allons nous intéresser au profil de densité du nuage "libre" (sans interaction attractive) dans le piège dipolaire.

Le profil de densité présenté dans la figure 2.14 est obtenu pour un nuage atomique à l'équilibre dans le piège dipolaire. Ce régime stationnaire est obtenu après 300ms de relaxation dû à l'anharmonicité du piège dipolaire. Cette relaxation est observable sur la figure 2.12 où la courbe bleue représente l'évolution de la taille du nuage "libre" dans le piège dipolaire.

Le profil de densité est obtenu par imagerie d'ombre (voir figure 2.10 à gauche). Nous moyennons la densité sur les trois pixels dans la direction transverse (ou axe court du piège dipolaire). Ensuite nous effectuons un lissage du profil suivant l'axe long (le lissage des données est effectué sur 3 points) et enfin nous symétrisons le profil.

Sur le profil de la figure 2.14 nous pouvons voir que la distribution ne suit pas la gaussienne (voir courbe bleue). Cela s'explique par l'anharmonicité du piège. À une température supérieure à $2\mu K$ le piège s'étend sur une distance de $400\mu m$. Cette distance est à comparer à la longueur de Rayleigh ($\sim 1.2mm$)

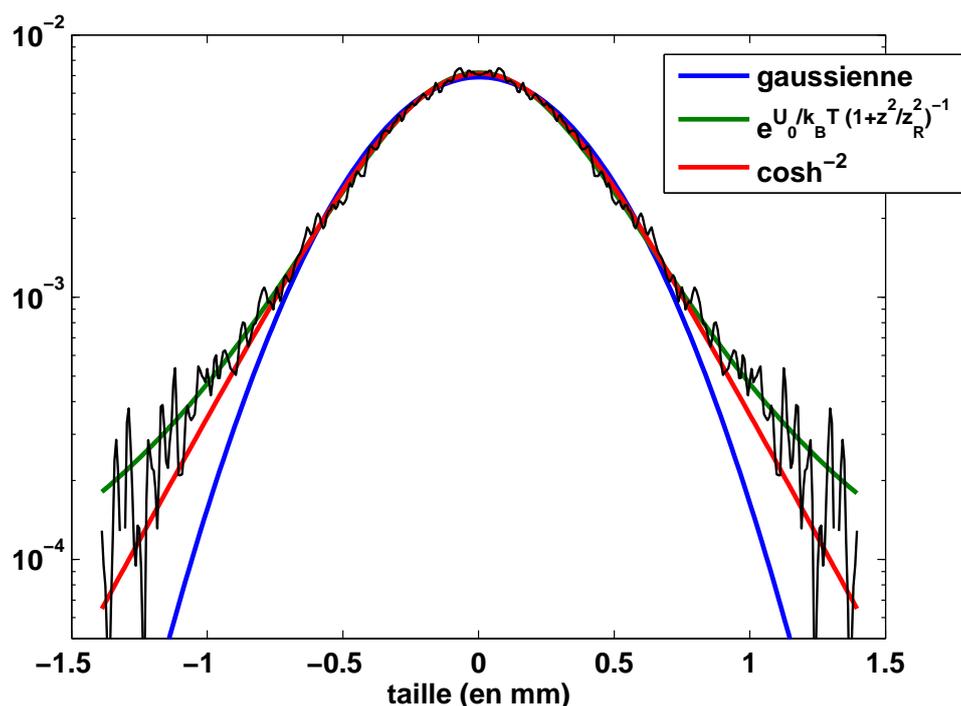


FIGURE 2.14 – Profil de densité de l'échantillon "libre" dans le piège dipolaire obtenu expérimentalement. Le profil de densité suit la distribution attendue dans un piège anharmonique.

du piège dipolaire. L'expansion du nuage dans le piège dipolaire est suffisamment étendue pour ne plus pouvoir négliger l'anharmonicité du piège. La prise en compte de l'anharmonicité nécessite l'introduction de la forme du potentiel dans la fonction de distribution spatiale des atomes, cette fonction s'écrit :

$$f(z) = e^{-\frac{U_0}{k_B T} \frac{1}{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}} \quad (2.38)$$

En utilisant la fonction de l'équation 2.38 pour la distribution spatiale des atomes (voir courbe verte) nous retrouvons le comportement du profil de densité. Lors de l'interpolation, nous avons fixé la distance de Rayleigh à la valeur déduite de l'étude du piège dipolaire soit 1.2mm (voir section 1.3.4). En revanche le rapport $\frac{U_0}{k_B T}$ est laissé comme paramètre d'interpolation, nous trouvons une température d'environ $3\mu\text{K}$ pour ce nuage, ce qui est cohérent avec la valeur mesurée de la température.

L'anharmonicité du piège tend à aplanir le potentiel (comparé à un potentiel harmonique) lorsque l'on s'éloigne du centre. Un profil de densité dans ce type de piège présente alors des queues de distributions plus importantes que dans le cas d'un profil gaussien.

Dans le cas présent, la température du nuage et la profondeur du piège sont telles que la distribution des atomes "libres" dans le piège est proche de

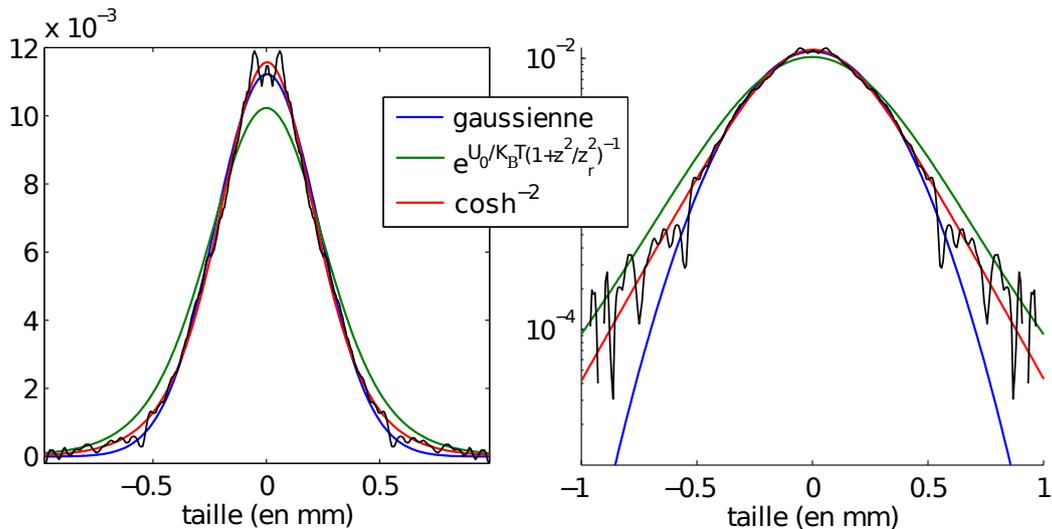


FIGURE 2.15 – Profil de densité à l'équilibre en présence d'une force attractive par effet d'ombre. La taille du nuage (issu de la mesure du moment d'ordre 2) est de $140\mu\text{m}$. La compression est obtenue pour des paramètres de saturation de $s = 0.2$ et de désaccord de $\sim -60\text{kHz}$. Le même profil est représenté en échelle linéaire (à gauche) et en échelle semi-log (à droite).

la distribution en \cosh^{-2} (voir courbe rouge). Nous reviendrons par la suite sur l'inconvénient que cela implique dans l'interprétation des résultats.

2.3.3 Mise en évidence du système auto-gravitant

Le traitement proposé pour l'analyse du nuage "libre" a été effectué sur des profils obtenus après compression par les faisceaux lasers à 689nm . Sur la figure 2.15, nous présentons un profil de densité en régime stationnaire. Dans le cas présent, l'intensité des lasers est de $I_{eff} = 0.2I_s$, le désaccord appliqué est de $\bar{\delta}_L \sim -8\Gamma$, la température du nuage est d'environ $2\mu\text{K}$, le nombre d'atomes est de 1.10^5 et l'épaisseur optique le long de l'axe longitudinal sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$ est déduite de la mesure des tailles du nuage et de l'épaisseur optique transverse. L'équivalence sur la transition rouge est obtenue en appliquant la formule suivante :

$$b_{eff} = b_0^{461} \left(\frac{\lambda_r}{\lambda_b} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-v_z^2/2\sigma_v^2}}{1 + 4(\bar{\delta} + kv_z)^2} dv_z \quad (2.39)$$

$b_0^{461} = 15$ est l'épaisseur optique mesurée sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$, le rapport des longueurs d'onde élevé au carré $\frac{\lambda_r}{\lambda_b} = \frac{689\text{nm}}{461\text{nm}}$ est issu du rapport des sections efficaces, l'intégrale permet de prendre en compte l'effet de la température du nuage sur l'épaisseur optique.

Nous trouvons, pour l'exemple présenté dans la figure 2.15, $b_{eff} = 0.4 \pm 0.1$. Nous nous plaçons donc dans le cadre de l'approximation $b \ll 1$ faite initialement pour l'obtention de la formule analytique proposée. L'autre critère de l'approximation est $\frac{L_i}{L_{\setminus\setminus}} \ll 1$, il est également vérifié à posteriori sur cet exemple car $\frac{L_i}{L_{\setminus\setminus}} = \frac{50\mu m}{350\mu m}$. Nous rappelons que L_i est une taille caractéristique du système et n'est pas égale à la variance de la distribution. Nous avons pour le profil en $\cosh^{-2} < x^2 > = 0.8225 \cdot (4L_i)^2$. L'utilisation du profil présenté dans l'équation 2.37 est ici justifiée.

Dans la figure 2.15, nous présentons le même profil en échelle linéaire (à gauche) et semi-log (à droite), nous voulons ici mettre en valeur que seule l'interpolation par le \cosh^{-2} permet de retrouver le profil de densité, aussi bien au centre que sur les ailes de la distribution.

L'interpolation par l'équation 2.38 ne permet pas de retrouver ici le comportement du piège. De plus la valeur de la température issue de l'interpolation est inférieure à $1.5\mu K$, ce qui est inférieur à la valeur déduite par la méthode exposée dans la section 2.2.3 (soit $2\mu K$). Cela prouve que la compression observée n'est pas un effet trivial de la température mais que la compression due à l'effet d'ombre joue un rôle dominant.

Discussion critique des résultats

Nous avons constaté que le profil attendu dans le cadre de l'auto-gravitation peut être vérifié expérimentalement. Quelques aspects liés à la préparation du nuage nous obligent à la prudence quant aux conclusions que nous pouvons déduire de l'étude menée ici. Le fait d'observer ici une distribution de la densité en \cosh^{-2} est très encourageante, mais il ne faut pas oublier que la distribution à l'équilibre du nuage dans le piège dipolaire sans interaction est proche de cette même distribution et cela dû à l'anharmonicité du piège. Nous pourrions donc imaginer qu'un artefact produise le profil souhaité.

Une étude similaire à celle que nous avons menée ici a été appliquée au profil obtenu lorsque le nuage quitte cet état d'équilibre dû à un chauffage conséquent dans la direction longitudinale. Nous pouvons voir ce type de comportement sur la courbe verte de la figure 2.12. Ce profil de densité quitte alors la distribution en \cosh^{-2} pour rejoindre une distribution gaussienne comme nous pouvons le constater sur la figure 2.16.

Deux phénomènes expliquent cela, lors du chauffage :

- nous quittons l'approximation $\frac{L_i}{L_{\setminus\setminus}} \ll 1$, ce qui est équivalent à une compression plus faible. Typiquement durant la phase de chauffage ce rap-

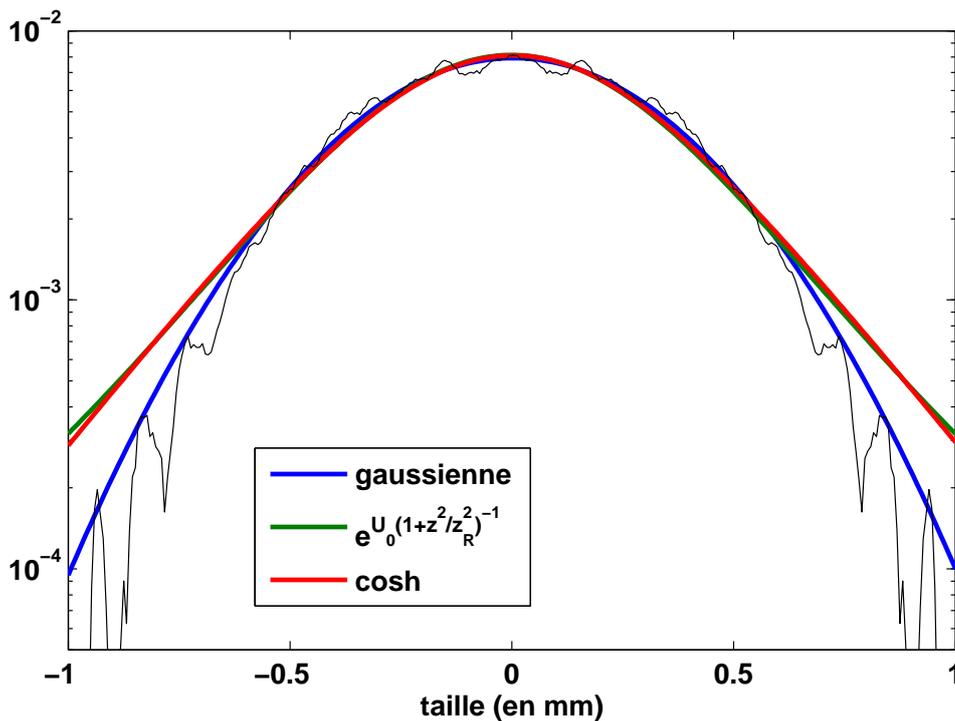


FIGURE 2.16 – Profil de densité lors du chauffage dû à l'interaction. Après avoir atteint un équilibre durant une centaine de millisecondes, un processus de chauffage accompagné d'une expansion du nuage apparaît. Ce processus n'est présent que lorsque la saturation est plus élevée (ici $s = 0.2$).

port est compris entre $\frac{1}{2}$ et $\frac{2}{3}$, contre $\frac{1}{7}$ dans le cas présenté sur la figure 2.15.

- l'épaisseur optique étant une fonction de la distribution en vitesse des atomes nous ne nous plaçons plus dans l'approximation $b_{eff} \ll 1$. Ici le désaccord étant de $-60kHz$ en passant d'une température de $2\mu K$ à $4\mu K$, l'épaisseur optique effective du milieu passe de 0.4 à 1.

Nous comprenons que nous ne nous plaçons plus dans l'approximation donnée pour l'équation 2.37. Pour connaître le comportement quelle que soit b_{eff} et quelle que soit la compression, il serait nécessaire de résoudre numériquement le système d'équations 2.26, 2.27 et 2.28 présenté dans la partie 2.1.1. Le profil obtenu pour les paramètres donnés ci-dessus confirme l'observation d'un profil proche d'une gaussienne.

Rappel des résultats obtenus sur le profil

Nous avons vérifié qu'il était possible de retrouver le comportement en $cosh^{-2}$, ce profil particulier est une signature d'un système à longue portée $1D$. Pour obtenir ce type de profil, nous avons choisi les paramètres expéri-

mentaux permettant de se placer dans les conditions nécessaires à l'approximation de forte compression et de faible épaisseur optique du milieu.

Nous choisissons maintenant de mener l'étude de la taille du nuage sur une gamme plus large de paramètres, cela implique que nous ne nous plaçons plus (pour la plupart des données) dans l'approximation permettant d'utiliser la forme analytique en \cosh^{-2} du profil d'un système auto-gravitant. Pour l'étude plus générale, nous utiliserons donc le système d'équations différentielles, dans lequel aucune approximation n'est faite sur l'épaisseur optique ou sur la compression.

2.4 INTERACTION DANS UN SYSTÈME ATTRACTIF 1D

Nous allons présenter les résultats concernant l'évolution de la taille caractéristique du nuage en fonction des paramètres des lasers à $689nm$. Les résultats expérimentaux vont être confrontés aux résultats attendus dans le cadre de la théorie présentée précédemment (voir partie 2.1.1). Nous allons être ici confrontés aux limites expérimentales quant à la connaissance précise des paramètres.

L'étude menée précédemment sur les profils ne peut plus être utilisée ici. En effet, l'étude systématique en fonction du désaccord et de la saturation nous place parfois dans une gamme de paramètres tels que les approximations de faible épaisseur optique et/ou de compression importante ne peuvent plus être toujours vérifiées.

Comme nous pouvons le constater sur la figure 2.17, le désaccord utilisé expérimentalement varie de 1 à 7Γ , ce qui se traduit en terme d'épaisseur optique effective de valeurs allant de 8 à 0.2 typiquement. D'autre part, nous pouvons observer que la moyenne quadratique σ_{rms} et la taille caractéristique L_{\parallel} liée, on le rappelle, à la température du nuage ont un rapport $\frac{\sigma_{rms}}{L_{\parallel}}$ qui varie de 0.25 à 1. Nous avons donc des données où la compression par la force attractive peut être peu ou pas observée.

Afin de connaître le profil de densité sans effectuer les approximations sur l'épaisseur optique effective ou sur la compression, il est nécessaire d'utiliser un système d'équations différentielles (équations 2.26, 2.27 et 2.28). Nous rappelons ici ce système quelque peu modifié (nous y introduisons à nouveau le paramètre d'adimensionnalisation afin de revenir aux grandeurs physiques) :

$$\frac{d\tilde{\rho}_0}{dz} = -\frac{1}{L_{\parallel}^2}z\tilde{\rho}_0 + \frac{F_m s\alpha(\bar{\delta}_L)}{k_B T}B\tilde{\rho}_0 \quad (2.40)$$

$$\frac{dA}{dz} = -a b_0\alpha(\bar{\delta}_L, \sigma_v)B\tilde{\rho}_0 \quad (2.41)$$

$$\frac{dB}{dz} = -a b_0\alpha(\bar{\delta}_L, \sigma_v)A\tilde{\rho}_0 \quad (2.42)$$

Ici $\tilde{\rho}_0 = \rho_0/N$, $s = \frac{l_0}{l_s}$, $A = J_+ + J_-$ et $B = J_+ - J_-$.

Ce système vérifie également les conditions suivantes : $B(0) = 0$, $\int_0^{\infty} \tilde{\rho}_0(z)dz = \frac{1}{2}$, $A(+\infty) - B(+\infty) = 2$ et $A(-\infty) - B(-\infty) = 2$.

La résolution numérique de ce système permet de retrouver le comportement expérimental observé comme nous pouvons le voir sur la figure 2.17. Nous ne retrouvons ici qu'un accord qualitatif entre les résultats expérimentaux et la prédiction théorique. Cela est essentiellement la conséquence des

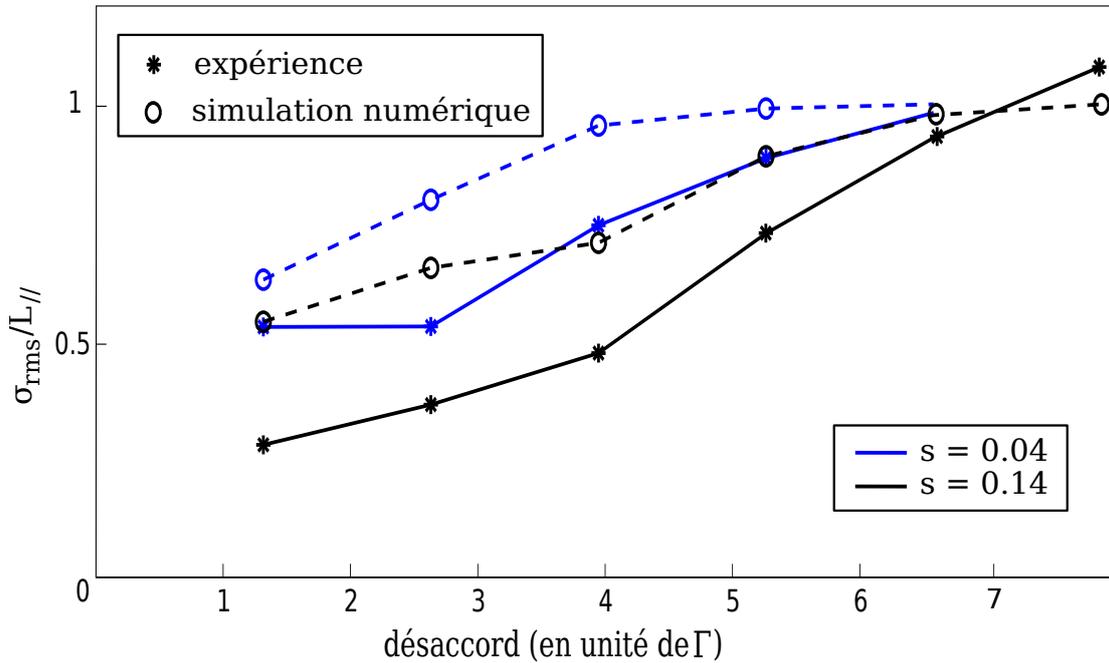


FIGURE 2.17 – Évolution du rapport de la taille caractéristique du nuage en présence des faisceaux 1D et de la taille caractéristique liée à sa température en fonction du désaccord. Les données expérimentales (étoiles) sont données pour deux gammes de saturation. Le comportement théorique (ronds) est obtenu par la résolution du système d'équations différentielles 2.40.

incertitudes que nous pouvons avoir sur les paramètres : le désaccord du laser à $689nm$ et sur l'obtention des températures.

L'incertitude sur le désaccord est présente et non négligeable par le fait que notre laser à $689nm$ n'est pas asservi sur la transition atomique (voir la section 1.2.2). Nous n'avons donc pas la possibilité de "pointer" avec précision la résonance de la transition d'intercombinaison. Il en résulte une incertitude systématique sur le désaccord d'environ 2Γ .

Cette incertitude peut facilement être reportée sur les points expérimentaux, mais elle intervient également dans le calcul numérique et se traduit par une barre d'erreur suivant les ordonnées. Il existe également une incertitude liée à la mesure de la température. Celle-ci est retrouvée à partir de l'interpolation de l'expansion du nuage dans le piège à l'arrêt de l'interaction attractive. La méthode est décrite dans la section 2.2.3.

L'étude en fonction des paramètres de la force attractive nous a permis de retrouver le comportement expérimental par la prédiction théorique. Mais nous sommes ici limités par les difficultés expérimentales de calibration. Il

est donc nécessaire de s'en affranchir. Cela est possible en étudiant le régime transitoire comme nous allons le voir dans la section suivante.

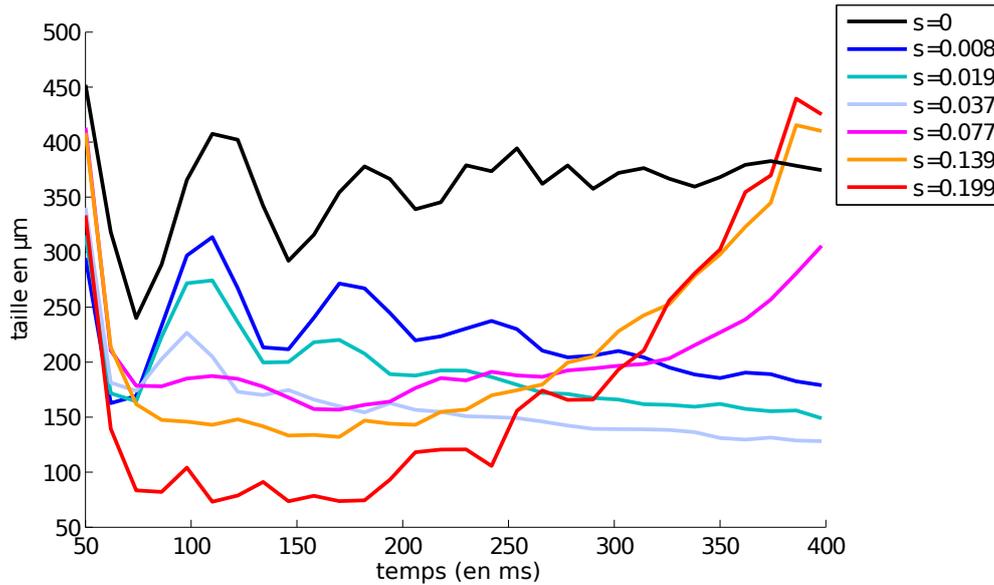


FIGURE 2.18 – Évolution temporelle de la taille du nuage pour différentes valeurs de saturation des faisceaux à 689nm . Deux régimes sont ici visibles : les courbes bleues représentent le cas sous-amorti et les courbes rouges sont la signature d'un comportement sur-amorti. La courbe en noire représente l'évolution de la taille du nuage "libre" dans le piège dipolaire. Le désaccord est fixé à -4Γ .

2.5 LES OSCILLATIONS EN RÉGIME SOUS-AMORTI : UNE AUTRE SIGNATURE DE L'INTERACTION À LONGUE PORTÉE

Intéressons nous maintenant au régime transitoire. Expérimentalement, nous pouvons observer deux régimes bien distincts de la phase transitoire avant l'obtention de l'équilibre (voir figure 2.18). À très faibles intensités, des oscillations du mode de respiration sont présentes avant d'atteindre l'état stationnaire : il s'agit d'un régime sous-amorti. En augmentant la saturation, nous atteignons le régime sur-amorti.

Les discussions précédentes sur le profil de densité ont eu lieu alors que l'on se plaçait en régime sur-amorti car les états d'équilibre obtenus dans ce régime présentaient les caractéristiques des compressions importantes à faible épaisseur optique effective qui nous permettait d'utiliser la formule analytique du profil de densité du système auto-gravitant (équation 2.30).

Nous allons ici nous intéresser au régime sous-amorti. Nous verrons que les oscillations observées sur le mode de respiration et sur le centre de masse nous permettent d'obtenir une signature claire de l'effet à longue portée de l'interaction appliquée à notre nuage.

2.5.1 Évolution des modes de respiration en fonction de l'interaction

La présence d'une interaction attractive sur notre système modifie le mode de respiration du nuage, celui-ci voit sa pulsation ω_{resp} augmentée. En revanche, l'interaction ne modifie pas la pulsation ω_{cdm} du centre de masse. La présence d'une interaction attractive conduit à une augmentation du rapport des pulsations $\frac{\omega_{resp}}{\omega_{cdm}}$.

Lorsque l'on considère un système de particules confinées par une force harmonique $F_{dip}(\vec{r}_i) = -\omega_0^2 \vec{r}_i$ et soumis à une force d'interaction $F_{int} \propto \frac{1}{r^k}$, il est montré dans la limite sous-amorti que [Olivetti 2009] :

$$\left(\frac{\omega_{\parallel}}{\omega_0}\right)^2 = (3 - k)\left(\frac{L_{\parallel}^2}{\sigma_{rms}^2} - 1\right) + 4 \quad (2.43)$$

ω_{\parallel} est la pulsation du mode de respiration en présence de la force d'interaction F_{int} . L'indice k permet de distinguer la nature de l'interaction suivant la dimension du système [Dauxois 2002] : lorsque $k < 1$ en $1D$, nous sommes en présence d'une force à longue portée. Dans le cas d'une interaction de type gravitationnel, nous nous attendons à trouver $k = 0$. ω_0 est la fréquence du nuage sans l'interaction. L_{\parallel} est la taille typique du système dans le piège harmonique sans l'interaction. σ_{rms} est la taille du système en présence de l'interaction.

2.5.2 Étude expérimentale des oscillations du nuage

Détermination des fréquences d'oscillations et tailles du système

Expérimentalement, nous avons accès à toutes les grandeurs nécessaires à l'étude de la nature de l'interaction par l'intermédiaire de l'équation 2.43.

Nous cherchons la valeur de l'indice k pour laquelle nous vérifions l'équation 2.43. Il nous faut d'abord définir la méthode utilisée pour définir les différents termes de cette égalité.

- $\frac{\omega_{\parallel}}{\omega_0}$ est obtenu par l'interpolation des oscillations amorties du nuage. Une première interpolation est effectuée sur le mode de respiration du nuage. Elle nous permet d'obtenir $\omega_{\parallel} \equiv \omega_{resp}$. ω_0 la fréquence propre du piège dipolaire peut être obtenue de différentes manières. Nous pouvons utiliser l'interpolation des données prises dans la configuration nuage "libre" dans le piège dipolaire. Cette méthode présente l'inconvénient de ne pas avoir de mesures simultanées des deux pulsations. Or, nous avons constaté des variations lentes de la puissance du faisceau du piège dipolaire en cours d'une journée de prise de données

(par exemple dues à des variations, même minimes, de l'injection de la fibre monomode, voir partie 1.3.4).

Nous pouvons également obtenir cette information à partir du mode de pulsation du centre de masse (cdm). Une étude faite en fonction de la saturation et du désaccord utilisés pour le faisceau $1D$, nous a indiqué qu'il n'y avait pas (ou peu) d'influence de ces paramètres sur la pulsation du cdm. Nous avons donc fait le choix d'utiliser cette valeur.

- $\frac{L_{\parallel}}{\sigma_{rms}}$: pour σ_{rms} , la mesure est immédiate, nous relevons la taille du nuage lorsqu'il a atteint son état d'équilibre sous l'action de la force attractive. L_{\parallel} est obtenu à partir de la mesure en température effectuée lorsque le nuage a atteint l'équilibre. La méthode de mesure est expliquée dans la partie 1.3.4. Ensuite, en nous plaçant dans l'approximation d'un piège harmonique et en appliquant le théorème du viriel nous

$$\text{avons : } L_{\parallel} = \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega_0^2}}.$$

Nous appellerons par la suite η_{exp} le rapport des fréquences obtenues expérimentalement par la mesure des pulsations et η_{th} le rapport donnée par l'équation 2.43, en utilisant les mesures expérimentales de $\frac{L_{\parallel}}{\sigma_{rms}}$.

Rôle du nombre d'atomes

Le grand intérêt de cette étude réside dans le fait que toutes les grandeurs nécessaires sont issues d'une même série de mesures. Nous nous affranchissons ainsi de la plupart des erreurs systématiques liées au montage. L'étude ne nécessite ni la connaissance de la saturation, ni celle du désaccord du faisceau $1D$. Cela semble donc être une solution efficace pour mettre en évidence la nature à longue portée de l'interaction.

Cependant si nous nous intéressons à l'écart relatif entre les valeurs expérimentales et théoriques qui s'exprime ainsi : $\left(\frac{\eta_{exp} - \eta_{th}}{\eta_{th}}\right)$, nous pouvons constater qu'il est fortement corrélé aux variations du nombre d'atomes durant la prise de mesure de la donnée en question.

Cet aspect est présenté sur la figure 2.19 dans le cas $k = 0$. L'écart relatif augmente fortement de manière systématique (sauf pour un point) lorsque la variation du nombre d'atomes croît. Tâchons maintenant d'expliquer cette dépendance.

La mesure des oscillations s'effectue durant le transitoire, donc peu de temps après la fin du chargement du piège (l'étude des oscillations est faite sur les 200 premières ms) et nous permet d'obtenir ainsi la valeur de η_{exp} , à contrario il est nécessaire d'attendre l'équilibre (soit $400ms$) pour mesurer la taille du nuage soumis à la force d'interaction. Durant le laps de temps qui

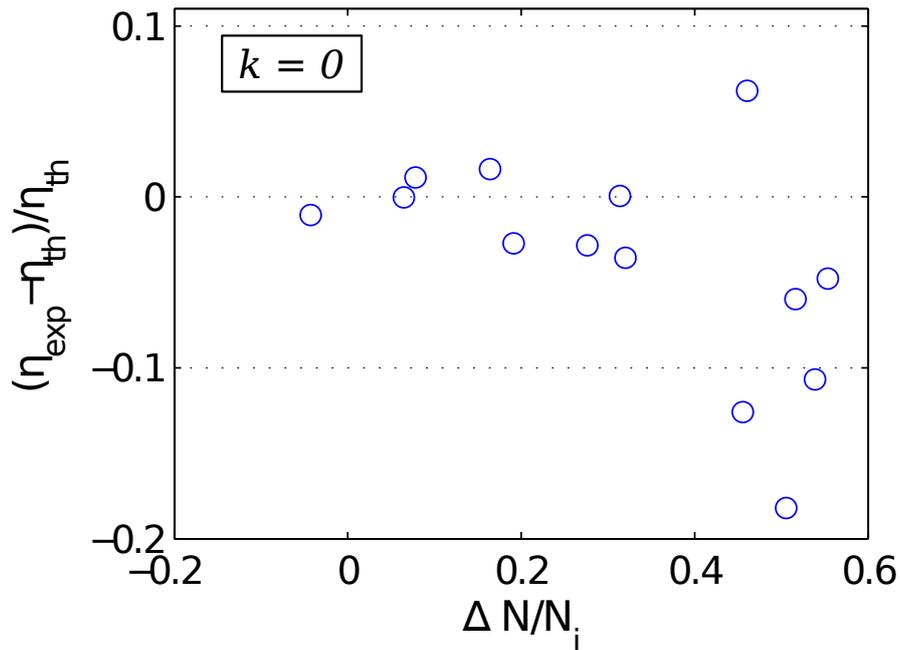


FIGURE 2.19 – L’erreur relative mesurée entre η_{exp} et η_{th} en fonction de la variation relative en nombre d’atomes durant la séquence temporelle où sont mesurées les pulsations.

sépare ces deux mesures, le nombre d’atomes diminue de la façon suivante $N(t) = N_i e^{-t/\tau}$ où τ est le temps de vie du piège estimé à $1.25s$. Nous pouvons donc nous attendre à observer une baisse du nombre d’atomes durant les $400ms$ durant lesquelles a lieu la compression d’au moins $\frac{\Delta N}{N_i} = 1 - e^{-t/\tau}$ soit environ 25% avec $\tau = 1.25s$.

Expérimentalement, nous observons des évolutions du nombre d’atomes sur une gamme de 60% à -5% (-5% correspond à une augmentation du nombre d’atomes au cours du temps). Ces variations, qui ne suivent pas la prédiction donnée par le temps de vie du piège dipolaire, s’expliquent par le fait que les lasers repompeurs ne sont pas asservis sur la résonance atomique (voir section 1.2.1). Ils peuvent légèrement dériver durant la séquence temporelle, modifiant ainsi le nombre d’atomes piégés initialement dans le piège dipolaire.

Nous comprenons que si le nombre d’atomes varie trop fortement entre le transitoire et l’état d’équilibre, la force d’interaction (qui on le rappelle dépend de la densité) ne sera pas constante. Autrement dit, l’état d’équilibre atteint ne sera plus associé au transitoire observé.

Nous avons fait le choix, à partir des observations de la figure 2.19, de ne traiter que les données présentant $\frac{\Delta N}{N_i} < 40\%$. Ce sont les données que nous allons discuter à présent.

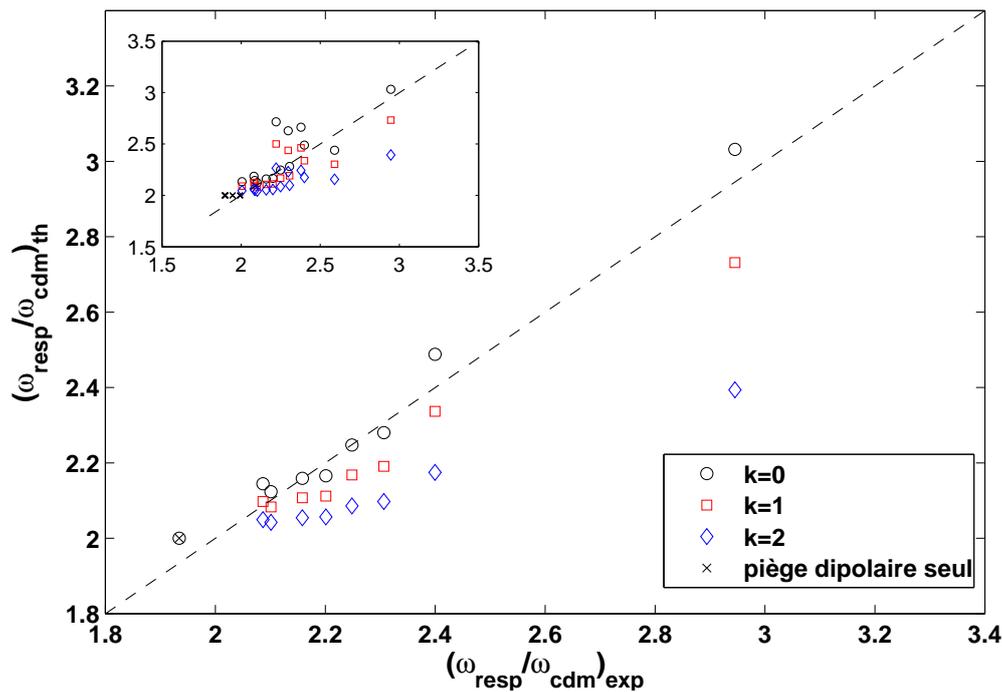


FIGURE 2.20 – Étude des pulsations d'oscillations du mode de respiration comparé à celui du centre de masse (cdm). La valeur expérimentale est issue des interpolation, la valeur théorique est déduite de l'équation 2.43. Les différentes séries de couleur sont issues de valeurs de k différentes. L'égalité attendue est représentée par la droite en pointillé : $y = x$. Dans l'encart : les données expérimentales où le critère de sélection n'a pas été appliqué (voir texte).

Discussion des résultats : une autre signature de l'interaction à longue portée

Sur la figure 2.20, nous présentons sous forme graphique l'égalité présentée dans l'équation 2.43. Sur l'axe des abscisses sont représentées les valeurs obtenues expérimentalement du membre de gauche de l'équation 2.43. Sur l'axe des ordonnées est représentée la valeur donnée par le membre de droite de la même équation, et cela pour trois valeurs de k . L'égalité entre les deux termes de l'équation est donnée par la droite $x = y$.

Nous pouvons constater dans un premier temps que le traitement associé à $k = 2$ semble ne pas correspondre à l'égalité. En première observation, nous aurions tendance à valider plus $k = 0$ que $k = 1$. Par souci de lisibilité, nous n'avons pas placé les barres d'erreur associées aux mesures. Nous pouvons constater que celles-ci ne sont pas négligeables.

Dans la figure 2.21, sont présentés les résultats précédents associés à leurs barres d'erreur. Nous construisons les barres d'erreur à partir de la qualité des interpolations des mesures des pulsations (la barre d'erreur sui-

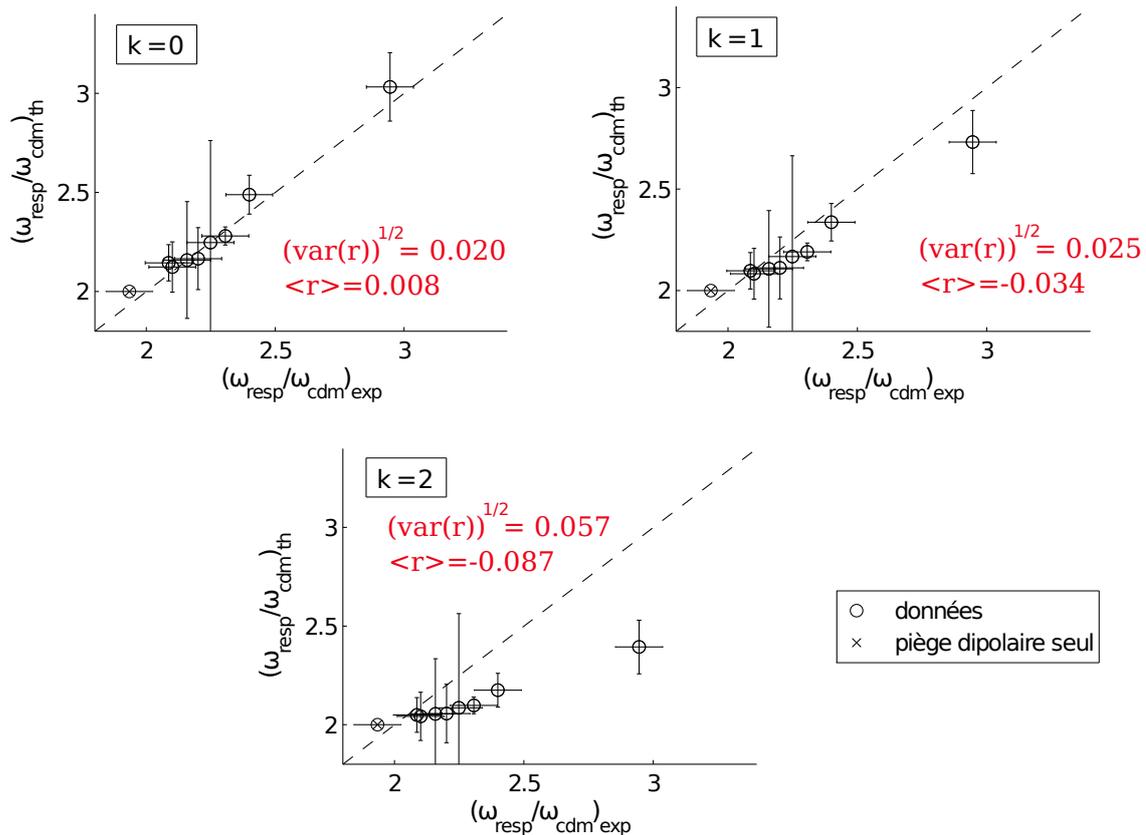


FIGURE 2.21 – Pour les différentes valeurs de k , les mêmes résultats que sur la figure 2.20 sont présentés ici avec leurs barres d’erreur, ainsi que des indications statistiques telles que la variance et la moyenne du résidu relatif.

vant l’abscisse) et de la mesure de la température (la barre d’erreur suivant l’ordonnée).

Nous pouvons observer ici qu’il est très difficile de discriminer la valeur de l’indice k . Cette faible distinction apparaît également dans le calcul de la variance du résidu relatif (pondéré par un poids statistique inverse-proportionnel à leur barre d’erreur) : $(\text{var}(\frac{\omega_{\text{exp}} - \omega_{\text{th}}}{\omega_{\text{th}}}))^{1/2}$, nous passons de 0.02 pour $k = 0$ à 0.025 pour $k = 1$.

Nous pouvons noter cependant que si nous nous intéressons à la moyenne du résidu relatif (toujours pondéré), nous trouvons une valeur nettement meilleure pour le cas $k = 0$ que dans le cas $k = 1$ ou $k = 2$. Cela indique que pour $k = 0$, les données passent de part et d’autre de la droite représentant l’égalité de l’équation 2.20. Au contraire, pour $k = 1$ bien que la dispersion des points soit quasi-similaire au cas $k = 0$, la valeur théorique sous-estime systématiquement la valeur expérimentale.

Nous pouvons également noter le fait que lorsque l’échantillon atomique est laissé osciller sans interaction dans le piège dipolaire nous trouvons une valeur $\frac{\omega_{\text{th}}}{\omega_0}$ est différente de 2, ce qui est la valeur attendue dans le cas du piège

gaussien. Cette différence est une signature de l'anharmonicité du piège. Nous avons en effet vérifié cet effet de l'anharmonicité sur les oscillations dans une simulation numérique du piège en $3D$.

Conclusion

En nous plaçant dans le régime sous-amorti, nous avons pu mettre en place une étude de la nature de l'interaction qui se révèle être intéressante car indépendante des paramètres associés à la force tels que la saturation et le désaccord des faisceaux à $689nm$. De plus, l'accès aux grandeurs nécessaires à cette étude étant issue d'une seule série de prise de mesures, nous nous affranchissons de la plupart des erreurs systématiques liées à l'expérience. Seule la variation du nombre d'atomes s'avéra un facteur limitant la reproductibilité des résultats.

Nous ne pouvons pas affirmer sans hésitation que l'indice k associé à l'interaction soit nul. Il n'en reste pas moins que les données expérimentales ont l'accord le plus satisfaisant avec le comportement prédit par l'équation 2.43 pour $k = 0$.

Nous avons donc ici présenté une autre signature de l'interaction attractive à longue portée induite par la force due à l'effet d'ombre.

CONCLUSION DU CHAPITRE

Nous avons présenté les caractéristiques expérimentales permettant d'une part l'annulation du déplacement d'horloge induit par la présence du piège dipolaire et d'autre part d'appliquer la force attractive sur l'échantillon atomique. Nous avons également mis en place un système de détection efficace nous permettant de mesurer ou de déduire les grandeurs associées au système soumis à l'interaction attractive telles que la taille longitudinale du nuage, le nombre d'atomes l'épaisseur optique longitudinale, la température les oscillations du mode de respiration et les oscillations du centre de masse.

Nous avons développé dans ce chapitre un modèle de système présentant une interaction attractive à longue portée. Cette force attractive est issue de l'effet d'ombre induit par l'absorption des lasers par les atomes.

Nous nous sommes tout d'abord attachés à introduire un modèle théorique à une dimension adapté aux conditions expérimentales permettant de retrouver, dans l'approximation de forte compression et d'épaisseur optique faible, le système est auto-gravitant et se caractérise par un profil de densité en \cosh^{-2} .

À l'aide des mesures, nous avons d'une part pu mettre en évidence l'interaction à longue portée dans notre système en retrouvant un profil en \cosh^{-2} . D'autre part, nous avons également retrouvé une signature d'interaction à longue portée par l'étude des oscillations du nuage.

Nous sommes donc en mesure d'affirmer que nous avons mis en place et étudié un système auto-gravitant soumis à une interaction attractive à longue portée.

TRANSMISSION COHÉRENTE DANS UN NUAGE D'ATOMES FROIDS

SOMMAIRE

INTRODUCTION	87
3.1 RÉGIME STATIONNAIRE : RAPPELS	90
3.1.1 Théorème optique	90
3.1.2 Hypothèse de complémentarité	93
3.1.3 Loi de Beer-Lambert	95
3.2 RÉALISATION EXPÉRIMENTALE	96
3.2.1 Préparation de l'échantillon	96
3.2.2 Sonde et système d'imagerie	97
3.3 FLUORESCENCE ET PIÉGEAGE RADIATIF	98
3.3.1 Détermination de l'épaisseur optique	98
3.3.2 Temps caractéristique et discussion	99
3.4 TRANSMISSION COHÉRENTE DANS UN NUAGE DE FAIBLE ÉPAISSEUR OPTIQUE.	101
3.4.1 Mise en évidence expérimentale d'un mécanisme de déphasage .	102
3.4.2 Un mécanisme de déphasage : le mouvement des atomes	104
3.4.3 Simulation de l'émission au sein d'un agrégat de diffuseurs à résonance	106
3.4.4 Comparaison simulation/expérience	107
3.4.5 Dynamique à l'allumage du champ transmis	108
3.5 DIFFUSION VERS L'AVANT DANS UN NUAGE D'ATOMES DE FORTE ÉPAISSEUR OPTIQUE	114
3.5.1 Présence d'un "flash" lumineux	114
3.5.2 Description générale des effets observés pour un nuage optique- ment épais	115
3.5.3 Réponse spectrale d'un nuage de forte épaisseur optique	118

3.5.4	Comparaison expérience/simulation numérique	119
3.5.5	Discussions sur la dynamique spatio-temporelle à forte épaisseur optique	120
3.5.6	Étude de la phase entre le champ incident et le champ transmis.	121
3.6	ÉTUDE QUALITATIVE EN FONCTION DE LA SATURATION	125
	CONCLUSION	127

DANS ce chapitre, nous allons nous intéresser à la transmission cohérente de la lumière à travers un nuage d'atomes froids.

Tout d'abord, nous allons rappeler quelques aspects théoriques qui nous seront utiles à l'étude des comportements expérimentaux observés.

Nous expliquerons dans un second temps un mécanisme de décohérence dans l'intensité diffusée vers l'avant qui est induit par le mouvement des atomes. Cette étude se placera dans le cadre d'un nuage à faible épaisseur optique, où l'opposition de phase entre le champ incident et le champ diffusé est observé. C'est par cette approche que nous validerons l'hypothèse de complémentarité dans notre système.

Cette hypothèse sera un outil très utile pour étudier le rôle de l'épaisseur optique sur les champs transmis et diffusé. Nous observerons des aspects non triviaux du rôle de l'épaisseur optique sur la décohérence entre les diffuseurs ou sur la phase entre les champs ou bien encore sur la dynamique de l'intensité diffusée vers l'avant.

Enfin nous aborderons brièvement certains résultats obtenus à forte saturation.

INTRODUCTION

Lorsque l'on soumet à un milieu diffusant une onde (acoustique ou électromagnétique par exemple), un cône d'ombre apparaît dans la direction avant. Cette ombre, reliée à l'extinction du champ incident, résulte de l'interférence entre le champ incident et le champ diffusé par le milieu [Van de Hulst 1957].

Lorsque le milieu a une réponse linéaire, cette interférence est une conséquence directe du principe de superposition. Cela mène, en régime stationnaire, au théorème optique qui relie l'extinction de l'onde incidente à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant.

La transmission cohérente d'un champ à travers un milieu diffusant en régime stationnaire trouve un certain nombre d'applications :

- Dans le domaine des atomes froids : elle est utilisée pour analyser la distribution spatiale des atomes par la méthode d'imagerie d'ombre, ou bien encore pour analyser la distribution des vitesses des atomes par la méthode de temps de vol [Ketterle 1999, di Stefano 1999]
- Elle peut être également un outil d'analyse en spectroscopie atomique [Gawlik 1987, Jungner 1989]
- Elle est également utilisée pour effectuer la tomographie d'un objet diffusant en champ proche [Carney 2001]

La connaissance de l'évolution temporelle de la transmission cohérente à l'allumage d'un champ exciteur puis à son extinction permet d'accéder à des quantités qui ne peuvent pas être obtenues en étudiant seulement le régime stationnaire. Généralement, l'étude temporelle du champ diffusé vers l'avant est difficile. La principale raison est la réponse extrêmement rapide des diffuseurs au champ incident. En utilisant des diffuseurs résonnants ayant un temps de réponse bien plus long (en particulier sur la raie d'intercombinaison du strontium le temps caractéristique de la transition est $\tau_{nat} = 21\mu s$), nous nous plaçons dans une configuration où cette étude temporelle et même spatio-temporelle est accessible.

De premières expériences étudiant l'évolution de l'émission d'un ensemble de dipôles après l'extinction brutale du champ exciteur ont été effectuées en RMN (Résonance Magnétique Nucléaire) [Hahn 1950]. Elles sont connues sous le nom de précurseur optique ou Free Induction Decay (FID). Ce phénomène a été étudié et observé dans différents domaines : en rayon Gamma [Lynch 1960], en micro-ondes [Pleshko 1969], en ondes sonores [Varoquaux 1986] ou bien encore en optique sur des gaz thermiques moléculaires [Brewer 1972, Foster 1974]. Plus récemment, le précurseur optique a été également étudié dans un nuage d'atomes froids de Rubidium [Toyoda 1997, Shim 2002, Wei 2009].

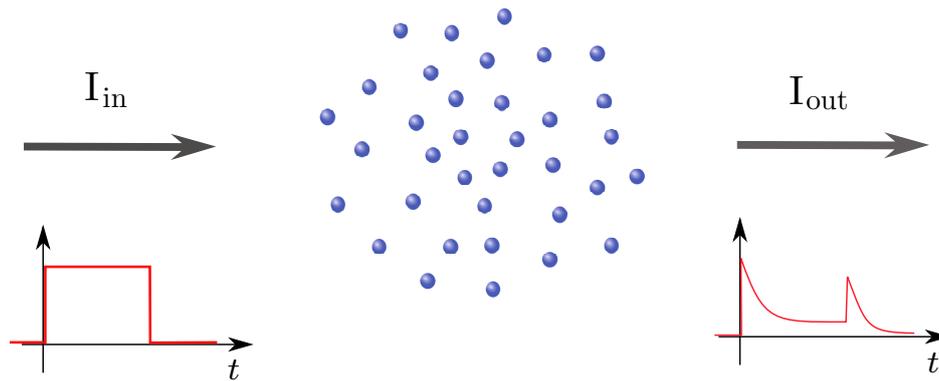


FIGURE 3.1 – Principe de l'expérience de l'étude de la transmission vers l'avant dans un nuage d'atomes. Nous sondons l'échantillon atomique et nous nous intéressons au comportement de l'intensité diffusée vers l'avant.

Nous allons présenter ici l'étude que nous avons menée sur la transmission cohérente d'une onde par un milieu de diffuseur. Le principe de l'expérience s'avère être relativement simple : comme nous pouvons le voir sur la figure 3.1, nous éclairons à l'aide d'une sonde résonnante sur la transition d'inter-combinaison $^1S_0 - ^3P_1$, le nuage d'atomes froids et nous analysons l'intensité transmise vers l'avant. En particulier, nous étudierons l'évolution de l'intensité transmise à l'allumage et à l'extinction de la sonde. En utilisant d'une part une impulsion carrée (voir figure 3.1) de faible intensité et allumée suffisamment longtemps pour que le régime stationnaire soit atteint et d'autre part en supposant que le milieu diffusant ne soit pas trop affecté par la présence de la sonde, nous pouvons supposer une réponse linéaire du milieu. Dans ce cas, les réponses cohérentes du milieu à l'allumage et à l'extinction sont complémentaires. Nous pouvons alors reconstruire l'amplitude complexe du champ transmis.

Nous allons tout d'abord mener notre étude dans le cadre d'un milieu de faible épaisseur optique. Nous nous intéresserons aux caractéristiques temporelles de l'intensité transmise pendant et après la phase d'application de la sonde. Nous nous intéresserons au mécanisme de décohérence induit par la température. De plus, en comparant les comportements de l'intensité transmise à différents instants nous validerons l'hypothèse de complémentarité dans notre système.

L'hypothèse de complémentarité validée, nous continuerons notre étude en nous plaçant dans le cas d'un milieu diffusant à forte épaisseur optique. Nous allons avoir ainsi la possibilité de reconstruire l'amplitude complexe du champ transmis. Nous pourrions ainsi discuter le rôle non trivial de l'épaisseur optique sur le champ transmis.

Enfin nous présenterons brièvement quelques comportements observés de l'intensité transmise en fonction de la saturation.

3.1 RÉGIME STATIONNAIRE : RAPPELS

Nous allons présenter dans cette partie quelques rappels théoriques, tels que le théorème optique, l'hypothèse de complémentarité et la loi de Beer-Lambert pour un milieu diffusant. Ils seront utilisés par la suite pour l'analyse des données expérimentales. L'hypothèse de complémentarité sera vérifiée expérimentalement dans la section 3.4.5.

Tout d'abord, nous définissons les champs de la manière suivante :

- E_{in} est le champ incident.
- E_{out} est le champ transmis.
- E_s est le champ diffusé.

3.1.1 Théorème optique

Intensité transmise vers l'avant en présence d'un diffuseur

Nous présentons ici une démonstration du théorème optique proposée par M. Van de Hulst [Van De Hulst 1949].

Lorsqu'une onde plane monochromatique scalaire se propageant suivant l'axe z $E_{in} = E_0 e^{ik_0 z}$ est en interaction avec un atome (placé à l'origine), le champ diffusé en un point \vec{r} par cet atome s'écrit :

$$E_s(\vec{r}) = E_0 \frac{e^{ikr}}{|\vec{r}|} A(\theta) \quad (3.1)$$

où $A(\theta)$ est l'amplitude de diffusion pour un angle θ entre \vec{r} et \hat{z} .

D'après le principe de superposition, le champ total en un point \vec{r} s'écrit donc comme la somme du champ incident et du champ diffusé. Ainsi :

$$E_{out}(\vec{r}) = E_0 e^{ik_0 z} + E_0 \frac{e^{ikr}}{|\vec{r}|} A(\theta) \quad (3.2)$$

En nous plaçant dans l'approximation paraxiale c'est à dire $z \gg x, y$, nous avons $|\vec{r}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \sim z + \frac{x^2 + y^2}{2z}$, $A(\theta) \propto A(0)$ et $k = k_0$. L'intensité totale en \vec{r} est donnée par le module du champ au carré :

$$|E_{out}|^2 \sim E_0^2 [1 + Re\{\frac{2A(0)}{z} e^{ik_0 \frac{x^2 + y^2}{2z}}\}] \quad (3.3)$$

où $Re\{\}$ est la partie réelle de l'expression entre crochets. Nous négligeons ici le terme en z^{-2} .

Nous intégrons l'intensité reçue sur un écran de taille S placé à une distance z de l'atome. La taille de l'écran est choisie suffisamment petite pour respecter l'approximation paraxiale mais suffisamment grande

pour que l'on puisse effectuer l'approximation suivante : $\int_S \int_S e^{ik_0 \frac{x^2+y^2}{2z}} dx dy \sim \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_0 \frac{x^2+y^2}{2z}} dx dy$. Nous obtenons :

$$P = \int_S ds |E_{out}|^2 \sim E_0^2 S + E_0^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{2A(0)}{z} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_0 \frac{x^2}{2z}} dx \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_0 \frac{y^2}{2z}} dy \right\} \quad (3.4)$$

Nous voyons apparaître deux intégrales de Gauss qui vont chacune donner un facteur $\sqrt{\frac{2\pi iz}{k_0}}$. L'expression précédente devient alors :

$$P = \int_S ds |E_{out}|^2 \simeq E_0^2 S + E_0^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{2A(0)}{z} \sqrt{\frac{2\pi iz}{k_0}} \sqrt{\frac{2\pi iz}{k_0}} \right\} \quad (3.5)$$

$$\simeq E_0^2 S + E_0^2 \frac{4\pi}{k_0} \operatorname{Re} \{ iA(0) \} \quad (3.6)$$

$$\simeq E_0^2 \left(S - \frac{4\pi}{k_0} \times \operatorname{Im} \{ A(0) \} \right) \quad (3.7)$$

Nous pouvons voir ici que l'intensité reçue sur un écran vers l'avant est l'intensité incidente réduite par la présence d'un diffuseur. Dans le calcul exposé ci-dessus, le processus d'extinction de l'onde incidente n'est pas une "obstruction" de l'onde incidente mais est bien le résultat de phénomènes d'interférences.

De plus, par conservation d'énergie, l'intensité incidente "perdue" est retrouvée dans la diffusion. Ainsi, le théorème optique relie la section efficace d'extinction à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion vers l'avant :

$$\sigma_{ext} = \frac{4\pi}{k_0} \operatorname{Im} \{ A(0) \} \quad (3.8)$$

Dans le cas où il n'y a pas d'absorption (c'est à dire pas de disparition de photon), $\sigma_{ext} = \sigma_{tot}$ qui la section efficace totale de diffusion.

Champ cohérent transmis vers l'avant par un ensemble de diffuseurs

Nous supposons maintenant avoir non plus un seul diffuseur mais une tranche d'épaisseur l constituée de diffuseurs indépendants ayant la même fonction d'amplitude de diffusion $A(\theta)$.

Le champ reçu en \vec{r} peut s'écrire comme la somme du champ incident et de tous les champs diffusés des diffuseurs positionnés en \vec{r}_i :

$$E_{out} = E_0 e^{ik_0 z} \left(1 + A(0) \sum_i \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}_i|}}{|\vec{r}-\vec{r}_i|} \right) \quad (3.9)$$

En utilisant la même approximation paraxiale que dans la section précédente et les notations présentées dans la figure 3.2, pour un point P placé à une distance d suffisamment grande, nous avons :

$$E_{out} = E_0 e^{ik_0 z} \left(1 + A(0) \sum \frac{e^{ik_0 \frac{x^2+y^2}{2(d-z)}}}{(d-z)} \right) \quad (3.10)$$

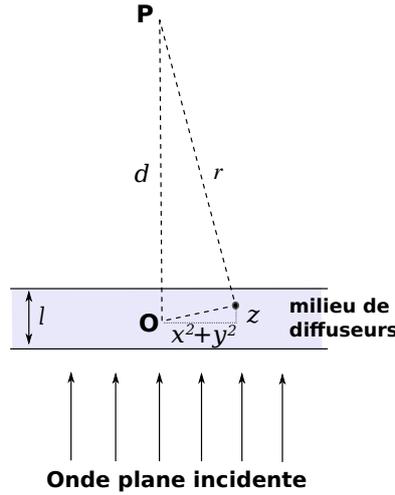


FIGURE 3.2 – Extinction d'une onde incidente par un milieu constitué d'une tranche de diffuseurs.

Rappelons que $E_{in} = E_0 e^{ik_0 z}$. Nous supposons que notre milieu est uniforme avec n diffuseurs par unité de volume, nous obtenons alors :

$$E_{out} = E_{in} \left(1 + A(0) \int_{-l/2}^{+l/2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n \frac{e^{ik_0 \frac{x^2+y^2}{2(d-z)}}}{(d-z)} dx dy dz \right) \quad (3.11)$$

Ce qui devient [Van de Hulst 1957, Newton 2002] :

$$E_{out} = E_{in} \left(1 + A(0) n \int_{-l/2}^{+l/2} \underbrace{\left(\int_{-\infty}^{\infty} e^{ik_0 \frac{x^2}{2(d-z)}} dx \right)}_{\sqrt{\frac{2\pi i(d-z)}{k_0}}} \underbrace{\left(\int_{-\infty}^{\infty} e^{ik_0 \frac{y^2}{2(d-z)}} dy \right)}_{\sqrt{\frac{2\pi i(d-z)}{k_0}}} \frac{1}{(d-z)} dz \right) \quad (3.12)$$

Le champ total reçu en P s'écrit donc :

$$E_{out} = E_{in} \left(1 + A(0) n \frac{2\pi i}{k_0} l \right) \quad (3.13)$$

Dans le cas de l'atome à deux niveaux, l'amplitude de diffusion est donnée par [Müller 2001] :

$$A(\vec{k}; \vec{k}_0) \equiv A(\theta) = \frac{k_0^2}{4\pi} \alpha \cos(\theta) \quad (3.14)$$

où α est la polarisabilité atomique et s'exprime [Cohen-Tannoudji 1996] :

$$\alpha = - \frac{3\pi\Gamma}{k_0^3} \frac{1}{\delta + i\frac{\Gamma}{2}} \quad (3.15)$$

où δ est le désaccord laser par rapport à la pulsation propre ω_0 de la transition atomique et Γ la largeur naturelle de la transition.

À résonance, nous avons une polarisabilité atomique imaginaire pure, ce qui amène à une amplitude de diffusion imaginaire pure également. Nous

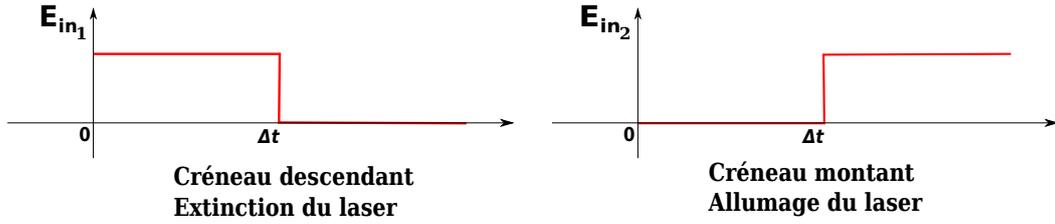


FIGURE 3.3 – Deux expériences complémentaires : "OFF" et "ON". Le champ incident est soit éteint ou allumé de façon abrupte et représente ainsi un créneau montant ou descendant.

voyons apparaître ainsi, à partir de l'expression de l'amplitude de diffusion, dans l'équation 3.13 un signe négatif entre le champ incident et le champ diffusé.

$$E_{out} = E_{in} \left(1 - \frac{3\pi}{k_0^2} nl\right) \quad (3.16)$$

Il y a donc opposition de phase entre le champ incident et le champ diffusé en régime stationnaire par la tranche de diffuseurs indépendants.

Nous avons fait le choix d'introduire l'opposition de phase entre le champ incident et le champ diffusé par un calcul intuitif. Nous avons utilisé ici une tranche infinie de diffuseurs, ce qui n'est pas vérifié expérimentalement. Un calcul plus laborieux conduisant au même résultat pour un échantillon fini est possible en utilisant la matrice de diffusion.

3.1.2 Hypothèse de complémentarité

Nous allons ici présenter l'hypothèse de complémentarité des champs dans le cas d'un milieu à réponse linéaire.

La théorie de la réponse linéaire stipule que : le champ transmis total \vec{E}_{out} est relié par un opérateur linéaire H au champ incident (onde plane monochromatique). Nous avons donc :

$$\vec{E}_{out} = H\vec{E}_{in} \quad (3.17)$$

On définit ensuite un créneau descendant par (voir figure 3.3 à droite) :

$$\begin{cases} \vec{E}_{in_1} &= \vec{E}_{in}^{st} \text{ pour } 0 < t \leq \Delta t \\ &= \vec{0} \text{ pour } t > \Delta t \end{cases} \quad (3.18)$$

et un créneau montant par (voir figure 3.3 à gauche) :

$$\begin{cases} \vec{E}_{in_2} &= \vec{0} \text{ pour } 0 < t \leq \Delta t \\ &= \vec{E}_{in}^{st} \text{ pour } t > \Delta t \end{cases} \quad (3.19)$$

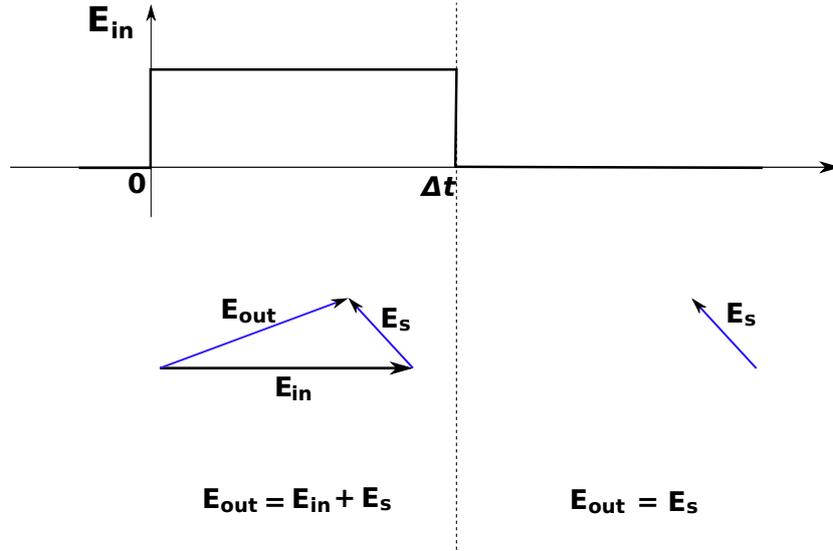


FIGURE 3.4 – Construction des champs de diffusion et total durant la phase allumée du champ incident puis éteinte.

Nous sommions les deux contributions et comme les champs sont reliés par un opérateur linéaire, nous avons :

$$\vec{E}_{out_1}(t) + \vec{E}_{out_2}(t) = H \underbrace{(\vec{E}_{in_1}(t) + \vec{E}_{in_2}(t))}_{\vec{E}_{in}^{st}} \quad (3.20)$$

De plus nous avons :

$$\vec{E}_{out}^{st} = H \vec{E}_{in}^{st} \quad (3.21)$$

où \vec{E}_{out}^{st} est le champ résultant obtenu en régime stationnaire.

D'où

$$\vec{E}_{out_1}(t) + \vec{E}_{out_2}(t) = \vec{E}_{out}^{st} \quad (3.22)$$

Dans notre expérience, nous utilisons un créneau carré avec $\vec{E}_{in} \neq \vec{0}$ pour $0 < t \leq \Delta t$, l'équation 3.22 peut alors être formulée de la façon suivante :

$$\boxed{\vec{E}_{out}(t + \Delta t) + \vec{E}_{out}(t) = \vec{E}_{out}^{st}} \quad (3.23)$$

De plus le principe de superposition nous indique que (cela est présenté sur la figure 3.4) :

$$\boxed{\vec{E}_{out}(t) = \vec{E}_{in}(t) + \vec{E}_s(t)} \quad (3.24)$$

Grâce aux équations 3.23 et 3.24, nous pourrions reconstruire les champs complexes $E_s(t)$ et/ou $E_{out}(t)$ en ne connaissant que $|E_{out}(t)|$ et bien sûr \vec{E}_{in} .

L'hypothèse de complémentarité et le principe de superposition sont des outils très puissants que nous allons utiliser dans l'analyse de nos expériences. À $b \ll 1$, en identifiant l'équation 3.24 avec l'équation 3.16 donnée

par le théorème optique, nous voyons que E_{out} est parallèle à E_{in} et E_s est anti-parallèle à E_{in} .

Nous pouvons noter que l'équation 3.23, lorsque l'on se place en régime de faible épaisseur optique (avec opposition de phase entre le champ diffusé et le champ incident) peut s'écrire de la façon suivante :

$$- |E_{out}(t + \Delta t)| + |E_{out}(t)| = |E_{out}^{st}| \quad (3.25)$$

En pratique, nous vérifierons expérimentalement l'équation 3.25 dans le cas connu de $b \ll 1$ (voir section 3.4.5). Nous validerons ainsi l'hypothèse de complémentarité, que nous appliquerons par la suite à notre système dans le cas $b > 1$ (voir section 3.5.6).

3.1.3 Loi de Beer-Lambert

L'intensité d'une onde dans un milieu diffusant ayant une longueur caractéristique $l = \frac{1}{n_d \sigma}$ (où n_d est la densité atomique du nuage et σ la section de diffusion des atomes) suit une loi de Beer-Lambert et s'écrit pour un milieu à distribution de densité uniforme :

$$I(z) = I_{in} e^{-\frac{z}{l}} \quad (3.26)$$

l est ici le libre parcours moyen de diffusion c'est à dire la distance moyenne que parcourt l'onde entre deux évènements de diffusion.

Nous pouvons également définir l'épaisseur optique du milieu de la façon suivante : $b = \frac{L}{l}$ où L est la taille physique du milieu. Nous avons donc l'intensité transmise en régime stationnaire qui s'écrit :

$$I_{out} = I_{in} e^{-b} \quad (3.27)$$

En nous plaçant dans le cas $b \ll 1$, nous obtenons :

$$I_{out} \simeq I_{in}(1 - b) \quad (3.28)$$

Nous pouvons noter qu'en nous plaçant à faible épaisseur et en négligeant le second ordre, l'équation 3.16 devient :

$$I_{out} = |E_{out}|^2 = |E_{in}(1 - \frac{3\pi}{k_0^2} nL)|^2 \simeq I_{in}(1 - \frac{6\pi}{k_0^2} nL) \quad (3.29)$$

Par identification, nous pouvons voir apparaître un terme similaire à $b = \sigma_0 nL = \frac{3\lambda^2}{2\pi} nL = \frac{6\pi}{k_0^2} nL$.

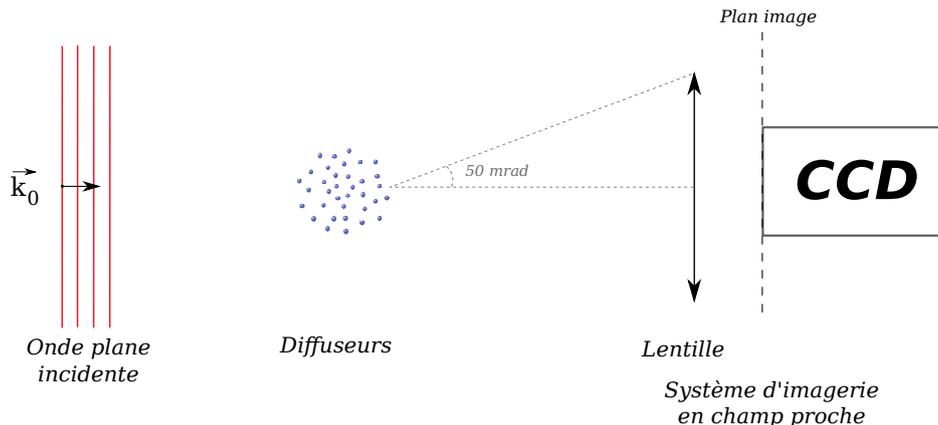


FIGURE 3.5 – Montage du système d'imagerie en champ proche. L'angle de collection par la caméra CCD est de $\sim 50 \text{ mrad}$.

3.2 RÉALISATION EXPÉRIMENTALE

3.2.1 Préparation de l'échantillon

Nous allons présenter ici le montage dédié à l'étude de la transmission cohérente à travers un nuage d'atomes froids. Nous discuterons également de l'intérêt d'effectuer cette étude sur la raie d'intercombinaison du strontium.

Notre échantillon est obtenu par refroidissement tout d'abord sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$ ce qui nous permet d'obtenir un nuage de quelques 10^8 atomes à une température de l'ordre de la dizaine de mK .

Une seconde phase de refroidissement s'effectue sur la transition étroite d'intercombinaison. Suivant l'intensité des lasers à 689 nm ou le gradient de champ magnétique utilisés pour le "PMO rouge", nous pouvons obtenir un nuage ayant une température s'étendant sur une gamme de 1 à $5 \mu K$. Malheureusement le montage expérimental ne nous permet pas d'accorder indépendamment la température d'une part et le nombre d'atomes et la densité d'autre part. En pratique, l'obtention d'un nuage à $1 \mu K$ limite le nombre d'atomes piégés. Ainsi, l'épaisseur optique à résonance sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$ associée à ce type d'échantillon est faible (de l'ordre de l'unité). En revanche un nuage à température de $4 \mu K$ est obtenu en maximisant le taux de transfert (10% au maximum) entre le "PMO bleu" et le "PMO rouge". L'épaisseur optique à 689 nm atteint alors sa valeur maximale de ~ 13 .

Nous allons dans les études qui vont suivre utiliser les différentes gammes atteignables en épaisseur optique et en température du nuage.

3.2.2 Sonde et système d'imagerie

Après le chargement du PMO sur la raie d'intercombinaison $^1S_0 - ^3P_1$, les faisceaux du PMO et le gradient de champ magnétique sont éteints. Un champ de biais de $1G$ est appliqué puis l'échantillon atomique est sondé par un faisceau collimaté à résonance sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$. le waist de la sonde est de $w \sim 0.5mm$, la sonde peut être ainsi approximée par une onde plane.

L'intensité du faisceau sonde est contrôlée par un MAO (Modulateur Acousto-Optique). Le MAO nous permet entre autres d'éteindre ou d'allumer la sonde en un temps d'environ $30ns$. La sonde est allumée durant un temps de $40\mu s$ et son intensité est toujours inférieure à $0.5I_s$ ($I_s = 3\mu W/cm^2$ est l'intensité de saturation de la transition). Il y a donc en moyenne moins de 0.3 photon absorbé par atome. Nous pouvons ainsi supposer que les distributions spatiales et en vitesse du nuage ne sont pas affectées par la présence de la sonde. Ainsi et comme nous le vérifierons dans la section 3.4.5, l'hypothèse de complémentarité pourra être appliquée à notre système.

La prise de données s'effectue à l'aide d'une caméra CCD de marque Andor intensifiée placée dans le plan image de l'objectif qui est ici un achromat de focale $100mm$ (voir figure 3.5). L'ouverture angulaire du système d'imagerie est de $50mrad$. Il est suffisamment faible pour que seule la transmission cohérente soit collectée. Par ailleurs, la résolution spatiale limitée par la taille du pixel et l'ouverture numérique de notre système d'imagerie est de l'ordre de $\sim 15\mu m$. Le nuage, quant à lui, a une taille de $50\mu m$ à $100\mu m$.

Bien que le temps d'acquisition minimal accessible par la caméra soit de $2ns$, par des contraintes de rapport signal sur bruit, l'intensité lumineuse est collectée sur un intervalle de $\delta_t = 400ns$, cela définira notre résolution temporelle. La résolution temporelle δ_t est un point important. Cette valeur est à comparer à la durée de vie $\tau_{nat} = \frac{1}{\Gamma} = 21\mu s$ de la transition. Nous nous plaçons donc dans la configuration $\delta t \ll \tau_{nat}$. Nous verrons par la suite que d'autres temps caractéristiques plus courts apparaissent dans la dynamique de la transmission cohérente. Le premier est relié à la vitesse des atomes $\tau_v = \frac{1}{k\sigma_v}$ et le second à l'épaisseur optique du milieu $\tau_b = \frac{1}{\sqrt{b}\Gamma}$. Dans tous les cas rencontrés, nous vérifierons bien $\delta t \ll \tau_v, \tau_b$.

En résumé, les caractéristiques de notre système d'imagerie nous permettent d'envisager une étude de la dynamique spatio-temporelle de l'intensité transmise durant le temps d'interrogation par le laser incident puis à l'extinction de celui-ci (voir parties 3.4, 3.5 et 3.6).

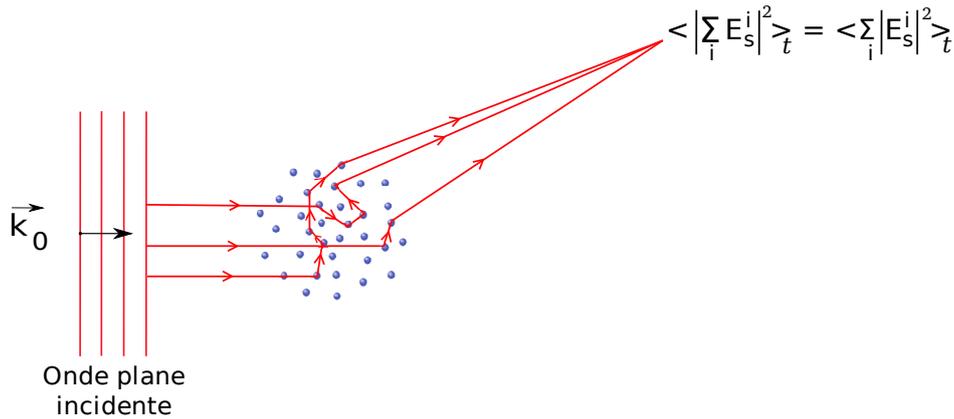


FIGURE 3.6 – Exemple de chemins suivis par les ondes partielles dans un milieu optiquement épais.

3.3 FLUORESCENCE ET PIÉGEAGE RADIATIF

Avant de traiter le problème de la transmission cohérente qui sera détaillé dans les parties 3.4, 3.5 et 3.6 de ce chapitre, intéressons nous tout d'abord au piégeage radiatif, c'est à dire au transport incohérent de l'énergie lumineuse bien connu depuis de nombreuses années dans les milieux optiquement épais [Holstein 1947].

Le piégeage radiatif est un phénomène lié à la diffusion multiple des photons dans le milieu diffusant (voir figure 3.6). Les chemins suivis par les ondes partielles dans le milieu étant aléatoires, il apparaît des différences de marche aléatoires entre les ondes ce qui mène à l'analyse incohérente de l'énergie lumineuse stockée dans le milieu.

Le piégeage radiatif a été observé et discuté dans les atomes froids par M. Fioretti et co-auteurs [Fioretti 1998] et M. Labeyrie et co-auteurs [Labeyrie 2005].

3.3.1 Détermination de l'épaisseur optique

Bien que nous ayons un nuage d'atomes froids dans l'absolu avec $T = 4\mu K$, l'élargissement Doppler ne peut pas être négligé sur la transition d'intercombinaison. Pour $T = 4\mu K$, nous trouvons $\frac{k\sigma_v}{\Gamma} \simeq 3.5$ où $\sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ est la vitesse rms. Pour connaître l'épaisseur optique à un désaccord donné δ associée au nuage, nous utilisons un profil de Voigt. Nous avons :

$$b(\delta, \sigma_v) = \frac{b_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \int \frac{e^{-\frac{v_z^2}{2\sigma_v^2}}}{1 + 4\frac{\delta^2 + kv_z}{\Gamma}} dv_z \quad (3.30)$$

où b_0 est l'épaisseur optique à désaccord et température nuls. La valeur qui nous intéresse est l'épaisseur optique effective à désaccord nul soit $b(0, \sigma_v)$

Nous avons utilisé deux méthodes pour mesurer de grandes épaisseurs optiques à résonance pour la transition étroite. La première nécessite de se placer suffisamment loin de résonance pour mesurer une épaisseur optique inférieure à un. La connaissance du désaccord, de la température du nuage et de l'épaisseur optique mesurée permet de remonter à la valeur de l'épaisseur optique à résonance. La seconde est moins directe mais s'avère plus pratique : Elle consiste à mesurer b_0 sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$.

Dans ce cas, l'élargissement Doppler est négligeable comparé à la largeur de la transition ($\frac{\Gamma}{2\pi} = 32MHz$). La valeur de b_0 trouvée est ensuite corrigée pour tenir compte de la section efficace de diffusion proportionnelle à λ^2 qui est donc différentes pour les deux transitions : $b_0^{689nm} = b_0^{461nm} \frac{(689.10^{-9})^2}{(461.10^{-9})^2}$. Connaissant également la température du nuage nous pouvons remonter à l'épaisseur optique effective en appliquant la formule 3.30.

Ces deux méthodes sont en bon accord et donnent une valeur de l'épaisseur optique effective à résonance de l'ordre de 13 pour un nuage à $T = 4\mu K$.

3.3.2 Temps caractéristique et discussion

La mesure de la décroissance de la fluorescence de notre échantillon à $b = 13$ nous permet d'obtenir un temps caractéristique de piégeage radiatif d'environ $46\mu s$ (voir figure 3.7). L'angle de collection de ce signal est de 30° par rapport au faisceau laser.

Comparons maintenant les temps caractéristiques de piégeage radiatif aux prédictions disponibles sur le marché.

Une première expression a été établie récemment par G. Labeyrie et al [Labeyrie 2005] afin de décrire le piégeage radiatif dans un nuage dense de Rubidium.

$$\tau = \frac{3}{5.35\pi^2} \tau_{nat} b^2 \quad (3.31)$$

Cette expression est valable pour la géométrie d'une boule gaussienne proche de celle que nous observons expérimentalement pour un nuage d'atome refroidi sur la transition d'intercombinaison. Mais elle n'est valide qu'en régime élastique, c'est à dire sans redistribution de fréquence à la diffusion. Cela n'est clairement pas vérifié à cause de l'effet Doppler lorsque l'on sonde sur la transition étroite.

Lorsque $kv \gg \Gamma$, l'expression du temps caractéristique de piégeage radiatif devient [Holstein 1947] :

$$\tau = \frac{b\sqrt{\log(b/2)}}{1.06} \tau_{nat} \quad (3.32)$$

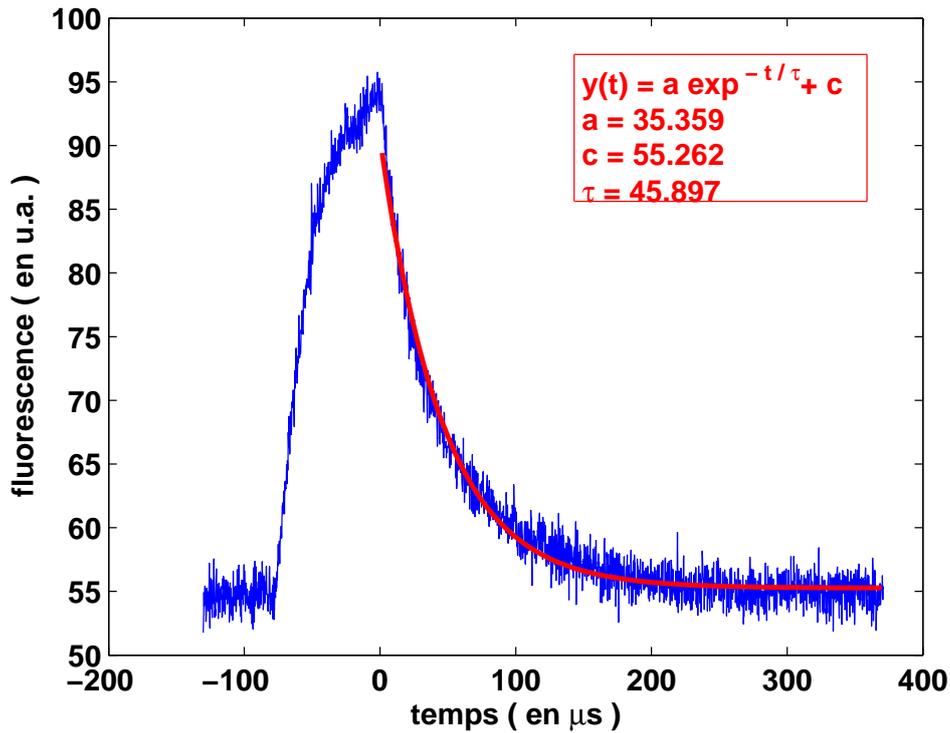


FIGURE 3.7 – Signal de fluorescence du nuage sondé à résonance sur la transition $^1S_0 - ^3P_1$. Le laser sonde est allumé durant $80\mu s$ pour être éteint à $t = 0$. Le temps caractéristique de décroissance est de $46\mu s$. Nous observons ici un piégeage radiatif.

Cette expression est plus proche des conditions expérimentales mais est donnée pour une géométrie de milieu tranche.

Les temps caractéristiques prédits par les équations 3.31 et 3.32 pour une épaisseur optique de 13 sont respectivement de $200\mu s$ et $350\mu s$. Expérimentalement, nous pouvons observer des temps de piégeage de $46\mu s$, ce qui est très inférieur à ce qui pourrait être attendu connaissant l'épaisseur optique.

Cette différence s'explique par la présence d'un champ magnétique de biais qui nous place dans une configuration de système à deux niveaux. Cette polarisation du milieu a pour conséquence de limiter le phénomène de diffusion multiple. Le champ de biais est aligné avec le vecteur polarisation de la sonde. Ainsi lorsque qu'un photon est ré-émis dans une direction formant un angle θ avec le vecteur du champ magnétique, il voit sa probabilité d'être réabsorbée multipliée par un facteur $\sin^2(\theta)$.

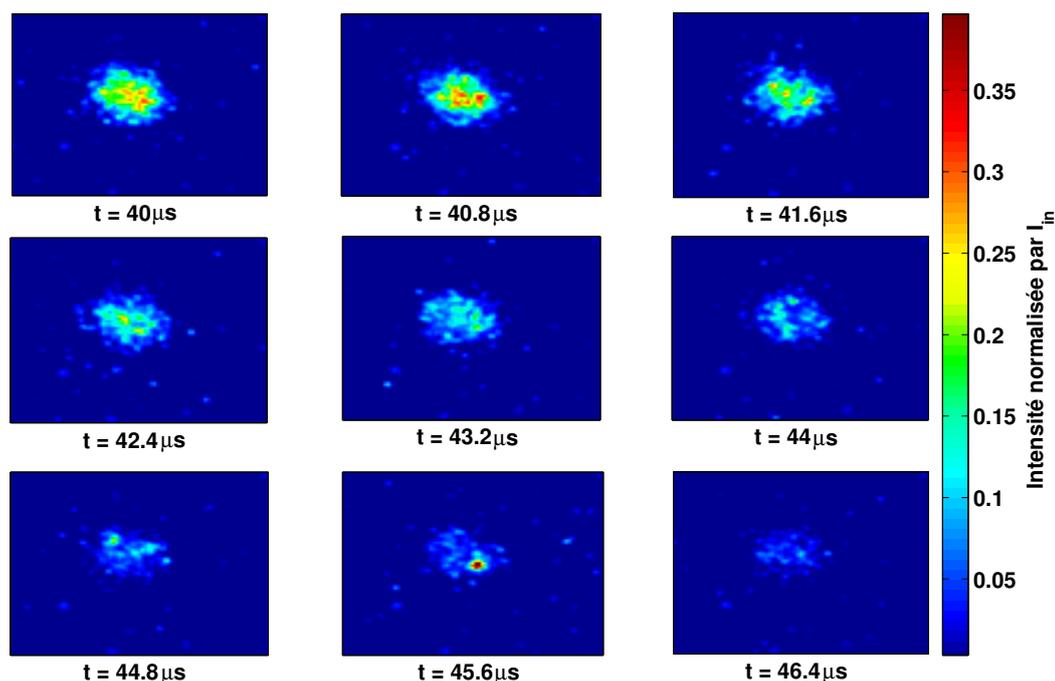


FIGURE 3.8 – Intensité diffusée cohérente vers l'avant à l'extinction du faisceau sonde. Les images ($80px \times 80px$) sont prises toutes les $800ns$ et sont intégrées sur $400ns$. $t = 0\mu s$ correspond à l'allumage de la sonde et $t = 40\mu s$ à son extinction.

3.4 TRANSMISSION COHÉRENTE DANS UN NUAGE DE FAIBLE ÉPAISSEUR OPTIQUE.

Nous allons dans cette partie présenter les résultats de l'étude temporelle de l'intensité transmise effectuée sur un nuage de faible épaisseur optique (bien que nous utilisons le terme de faibles épaisseurs optique, nous allons voir que le nuage a une épaisseur optique de l'ordre de l'unité dans cette étude). Le temps de réponse du milieu diffusant s'avère être inférieur au temps de vie naturel des diffuseurs. Nous verrons que la température résiduelle des atomes joue un rôle déterminant dans la réponse temporelle de l'échantillon de diffuseurs.

Nous allons également nous intéresser à l'hypothèse de complémentarité (présentée dans la section 3.1.2), que nous validerons expérimentalement pour notre système. Cette hypothèse validée, elle deviendra la base d'une autre étude menée sur des échantillons à grandes épaisseurs optiques (voir partie 3.5).

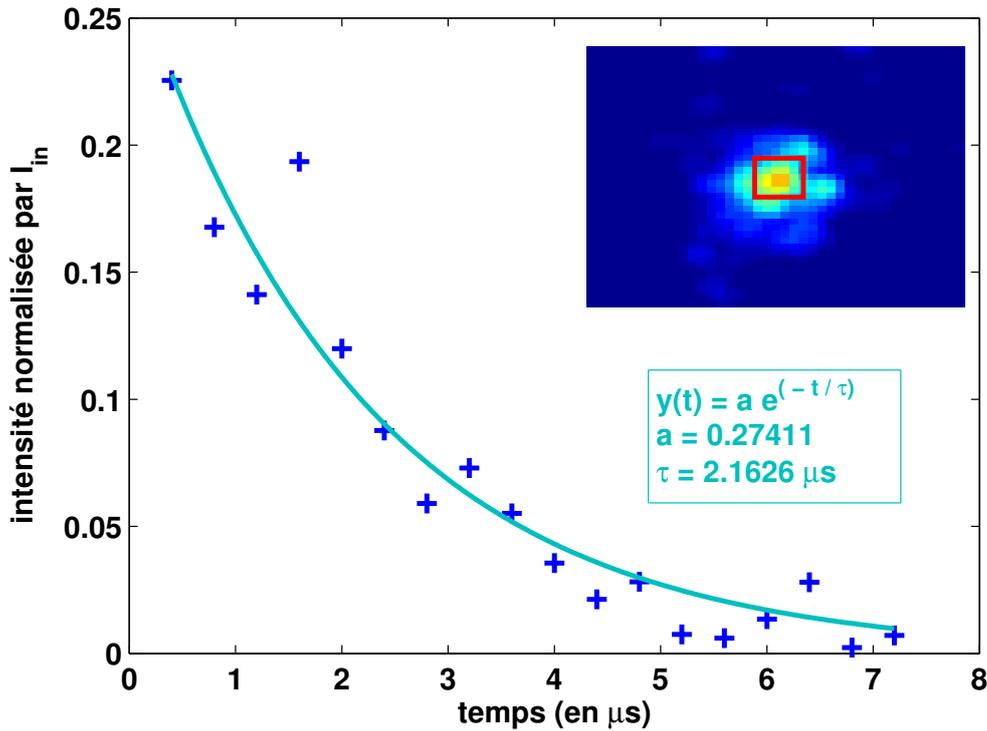


FIGURE 3.9 – Caractérisation du temps caractéristique d'émission vers l'avant. La valeur de l'intensité est obtenue pour un temps t par le moyennage d'une dizaine de pixels du centre du nuage (voir pixels encadrés dans l'encart).

3.4.1 Mise en évidence expérimentale d'un mécanisme de déphasage

Sur la figure 3.8 sont présentées les images obtenues dans le plan image du nuage après l'extinction du champ incident (ou faisceau sonde). Chaque image intègre la lumière collectée vers l'avant sur $400ns$. La première image est obtenue immédiatement après l'arrêt du faisceau sonde.

Les images sont ensuite espacées de $800ns$. L'origine des temps est prise à l'allumage de la sonde. L'intensité de la sonde est de l'ordre de $0.5I_s$ (avec $I_s = 3\mu W/cm^2$).

Nous pouvons immédiatement constater que l'intensité présente après $6\mu s$ paraît faible compte tenu du temps de vie du niveau excité 3P_1 . Nous pouvons donc nous attendre à mesurer un temps caractéristique de décroissance de l'intensité bien plus petit que τ_{nat} .

En effet, sur la figure 3.9 nous présentons l'évolution temporelle de l'intensité émise au centre du nuage. Pour cela, nous moyennons sur la valeur de quelques pixels placés au centre du nuage (voir dans l'encart les pixels encadrés en rouge).

Ici l'échantillon est composé de 6.10^5 atomes, la température du nuage est

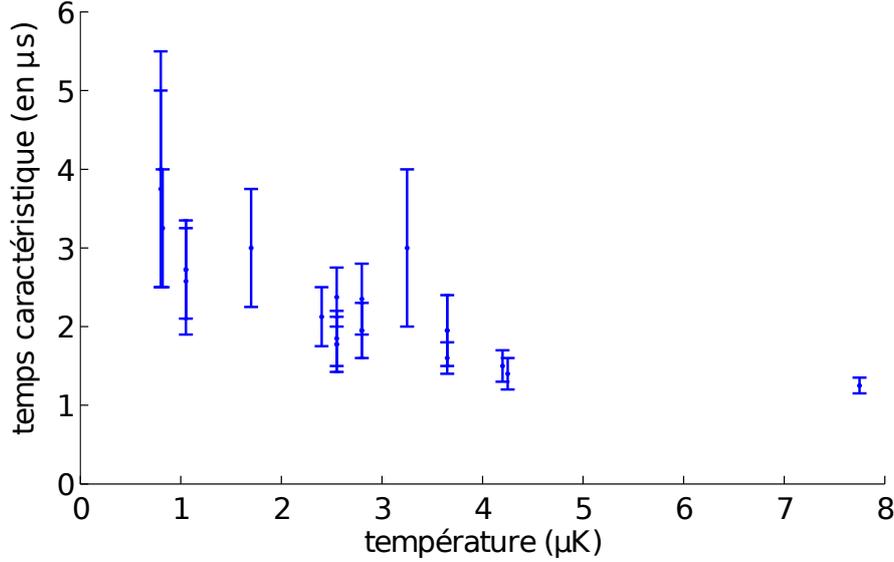


FIGURE 3.10 – Temps caractéristique de l'intensité cohérente vers l'avant en fonction de la température. L'épaisseur optique est prise à $b \sim 1.5$.

d'environ $2.7\mu K$ et son épaisseur optique est de 1.3 à résonance. Dans ces conditions, nous trouvons un temps caractéristique de décroissance de l'intensité à l'extinction de la sonde de $\tau = 2.2\mu s$. Ce temps est très inférieur au temps caractéristique de la transition τ_{nat} et encore plus au temps de piégeage radiatif $\tau_{fluo} \sim 46\mu s$ qui correspond au temps caractéristique de l'énergie lumineuse stockée dans le nuage.

Ce résultat est la preuve qu'il existe dans notre échantillon atomique des mécanismes de déphasage plus rapide. Comme le nuage a une faible épaisseur optique, il nous faut chercher un mécanisme de déphasage qui s'applique au niveau de chaque diffuseur. Mis à part τ_{nat} , un second temps est présent, lié à la vitesse rms des atomes $k\sigma_v$ qui vaut ici $\frac{\tau_{nat}}{3}$.

Sur la figure 3.10 est représentée la dépendance en température du temps caractéristique de décroissance après extinction du champ incident. Nous pouvons constater que plus la température du nuage de diffuseurs est élevée, plus le temps de décroissance de l'intensité cohérente vers l'avant par le nuage après extinction de la sonde est rapide.

Les données expérimentales sont prises sur des échantillons où l'on fait varier la température tout en gardant l'épaisseur optique quasi constante (b varie de 1 à 1.5). Cela implique que le nombre d'atomes varie (il augmente avec la température).

Montrons maintenant comment ce temps caractéristique apparaît naturellement pour expliquer l'origine du déphasage observé expérimentalement.

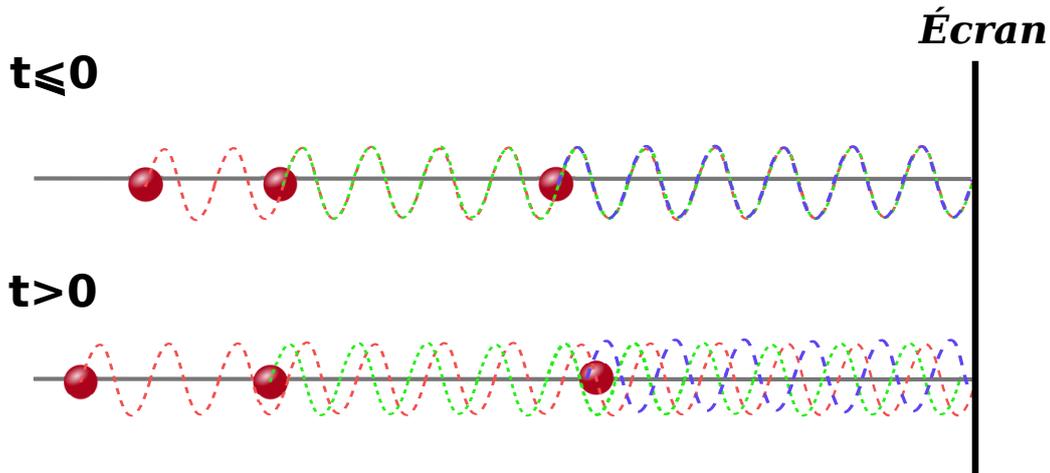


FIGURE 3.11 – *Initialement les sources sont placées en phase le long d'un axe. Nous observons alors des interférences constructives vers l'avant. Chacune des sources a une vitesse propre et leur mouvement amène l'apparition de déphasage entre les champs observés sur l'écran.*

3.4.2 Un mécanisme de déphasage : le mouvement des atomes

Afin de mettre en valeur le rôle de la température sur le temps caractéristique de décroissance de l'intensité vers l'avant, nous allons tout d'abord présenter un modèle très simple d'optique ondulatoire. Ensuite nous présenterons la simulation mise en place par Romain Pierrat et Dominique Delande, qui nous a permis de retrouver quantitativement les comportements expérimentaux et de pointer les mécanismes de déphasage en jeu dans notre expérience.

Nous nous intéressons au cas très simple de sources classiques monochromatiques dans une configuration unidirectionnelle. Les phases de chaque source sont initialement choisies pour émettre en phase. Nous nous plaçons donc dans le cas d'interférences constructives entre les sources (voir figure 3.11).

Cette hypothèse est vérifiée dans notre système à l'extinction de la sonde. Comme nous avons pu le voir dans la section 3.1.1, les dipôles sont forcés par une onde plane et émettent un champ vers l'avant en opposition de phase avec le champ incident. Nous avons donc les dipôles atomiques alignés le long de \vec{k} qui émettent en phase vers l'avant à l'extinction du faisceau sonde ($t = 0$ sur la figure 3.11).

Afin d'approcher le comportement de ces sources classiques à celui des atomes, la norme du champ émis par chacune des sources suit une décroissance exponentielle :

$$A(t) = A_0 e^{-t/(2\tau_{nat})} \quad (3.33)$$

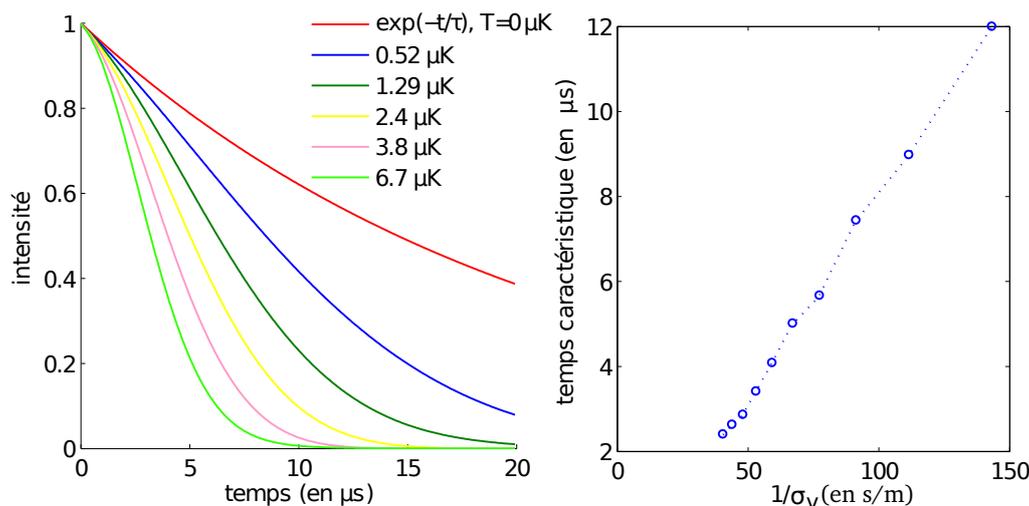


FIGURE 3.12 – À gauche : évolution temporelle de l'intensité reçue sur l'écran pour différentes valeurs de température. À droite : évolution en fonction de l'inverse de la vitesse du temps caractéristique de l'intensité diffusée vers l'avant par les sources classiques en mouvement. Ce temps caractéristique est obtenu à partir d'une régression exponentielle des évolutions temporelles présentées à gauche (bien que le comportement ne soit pas exponentiel).

Le facteur $\frac{1}{2}$ apparaît dans l'exponentielle ici car nous raisonnons sur le champ et non l'intensité.

Pour chacune de ces sources, la vitesse est tirée aléatoirement dans une distribution gaussienne de largeur σ_v .

Nous nous intéressons à l'évolution temporelle de l'intensité reçue sur l'écran. Les sources ayant chacune une vitesse propre, elles se déplacent les unes par rapport aux autres (voir figure 3.11), faisant ainsi apparaître une différence de marche non nulle, et n'émettent plus en phase vers l'avant.

Pour différentes distributions en vitesse (ou température : $\frac{1}{2}m\sigma_v^2 = \frac{1}{2}k_B T$) nous simulons l'évolution de l'intensité émise vers l'avant sur l'axe des sources. La figure 3.12 donne quelques exemples de cette évolution. Nous pouvons voir qu'à température nulle nous retrouvons la décroissance exponentielle appliquée sur la norme du champ (voir équation 3.33), aucun mécanisme de déphasage n'est présent. En effet la différence de marche reste nulle entre toutes les sources. La présence d'une température non nulle crée une différence de marche qui évolue au cours du temps. Plus la température (ou vitesse) est élevée, plus le phénomène de déphasage entre les sources est rapide, influençant ainsi l'intensité reçue sur l'écran. Nous retrouvons donc un temps caractéristique inversement proportionnel à la vitesse (voir figure 3.11, à droite).

Ce modèle simple nous permet de comprendre le mécanisme de déphasage

lié à la température (apparition de différences de marche non nulles). La vitesse des diffuseurs n'est pas le seul mécanisme de déphasage. Nous verrons par la suite que l'épaisseur optique joue également ce rôle (voir la partie 3.5).

Le modèle présenté ci-dessus est en accord qualitatif avec l'expérience (voir la courbe en vert sur la figure 3.13). Romain Pierrat et Dominique Delande ont mis en place une simulation réaliste de la transmission cohérente par un nuage d'atomes. Cette simulation prend en compte la géométrie du nuage et permet également d'inclure l'épaisseur optique du nuage. Nous allons brièvement décrire les éléments clefs utilisés dans cette simulation avant de la confronter aux résultats expérimentaux.

3.4.3 Simulation de l'émission au sein d'un agrégat de diffuseurs à résonance

Afin d'appréhender la physique observée expérimentalement, Romain Pierrat et Dominique Delande ont mis en place une simulation numérique basée sur une méthode de dipôles couplés. Nous allons ici en présenter quelques aspects. Les détails techniques utiles à la mise en place dans cette simulation sont présentés dans la thèse de Romain Pierrat [Pierrat 2007].

Le modèle physique utilisé est basé sur les équations de dipôles couplés [Lax 1952] .

Les atomes sont considérés comme des dipôles scalaires ponctuels et émettant de manière isotrope. Nous nous plaçons dans l'approximation de l'atome à 2 niveaux. Cette approximation se justifie par le fait que notre nuage atomique est soumis à un champ magnétique constant d'amplitude suffisamment importante pour lever la dégénérescence entre les sous niveaux Zeeman du niveau 3P_1 de plus d'une centaine de Γ sans oublier que le niveau fondamental 1S_0 est, quant à lui, non dégénéré.

La polarisabilité scalaire au voisinage de la résonance ω_0 est donnée par [Cohen-Tannoudji 1996] :

$$\alpha(\omega) = -\frac{3\pi\Gamma}{k_0^3} \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\Gamma/2} \quad (3.34)$$

Le champ sur un atome k est donné par la contribution du champ incident et par la contribution de tous les autres atomes. Ainsi pour un nuage constitué de N atomes, nous obtenons un système de N équations à N inconnues :

$$\forall k \in [1, N] \quad \vec{E}_k(\omega) = \vec{E}_0(\vec{r}_k, \omega) + k_0^2 \alpha(\omega) \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^{j=N} \overleftrightarrow{\mathbf{G}}_0(\vec{r}_k - \vec{r}_j, \omega) \vec{E}_j(\omega) \quad (3.35)$$

$\overleftrightarrow{\mathbf{G}}_0(\vec{r}) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \left[\overleftrightarrow{\mathbf{I}} + \frac{\nabla_{\vec{r}} \otimes \nabla_{\vec{r}}}{k^2} \right]$ est la fonction de Green de l'équation d'onde vectorielle dans le vide.

\vec{r}_k est la position du dipôle. Elle est choisie aléatoirement dans une distribution type boule gaussienne.

Dans le problème qui nous intéresse d'émission cohérente vers l'avant, la température du nuage joue un rôle important. Il s'avère que lorsque l'on veut étudier le cas de dipôles ayant une vitesse non nulle, il est préférable de passer en étude temporelle au lieu de l'étude fréquentielle proposée au dessus. Le système d'équations linéaires à résoudre devient alors :

$$\begin{aligned}
\forall k \in [1, N] \quad \vec{E}_k(t) &= \vec{E}_0(\vec{r}_k(t), t) + k_0^2 \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^{j=N} \overleftrightarrow{\mathbf{G}}_0(\vec{r}_k(t) - \vec{r}_j(t), \omega_0) \int_0^t \alpha(t') \vec{E}_j(t - t') dt' \\
\forall k \in [1, N] \quad m \frac{d^2 \vec{r}_k(t)}{dt^2} &= \frac{3\pi\epsilon_0}{k_0^2} \left(1 + 4 \frac{(\omega_L - \omega_0)^2}{\Gamma^2}\right)^{-1} \left[\|\vec{E}_0(\vec{r}_k(t), t)\|^2 \vec{u}_L \right. \\
&\quad \left. + k_0^4 \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^{j=N} \|\overleftrightarrow{\mathbf{G}}_0(\vec{r}_k(t) - \vec{r}_j(t), \omega_0) \int_0^t \alpha(t') \vec{E}_j(t - t') dt'\|^2 \vec{u}_{kj} \right] \\
\forall k \in [1, N] \quad E_k(0) &= 0 \text{ et } \begin{cases} \vec{r}_k(0) \text{ position initiale} \\ \vec{v}_k(0) \text{ vitesse initiale} \end{cases}
\end{aligned} \tag{3.36}$$

La première équation est obtenue en se plaçant dans la condition où la source laser est à résonance.

La seconde équation permet de prendre en compte la pression de radiation subie par les atomes. La vitesse des atomes évolue donc dans le temps. La vitesse initiale est, quant à elle, tirée aléatoirement d'une distribution gaussienne de largeur σ_v qui est directement liée à la température du nuage.

La résolution numérique du problème passe par l'utilisation d'une méthode de type différences finies.

3.4.4 Comparaison simulation/expérience

La simulation numérique basée sur les dipôles couplés permet de retrouver le comportement expérimental (figure 3.13). Elle s'effectue en s'assurant également que l'épaisseur optique reste égale à 1.5 quelle que soit la valeur que prend la température. L'accord entre les données expérimentales et la simulation numérique est très satisfaisant. Nous avons également reporté le comportement prédit par la simulation de sources classiques en mouvement (courbe en vert sur la figure 3.13), nous pouvons voir que l'accord n'est que qualitatif.

Dans l'encart de la figure 3.13, nous pouvons voir comme nous l'avons suggéré précédemment que le comportement du temps caractéristique de dé-

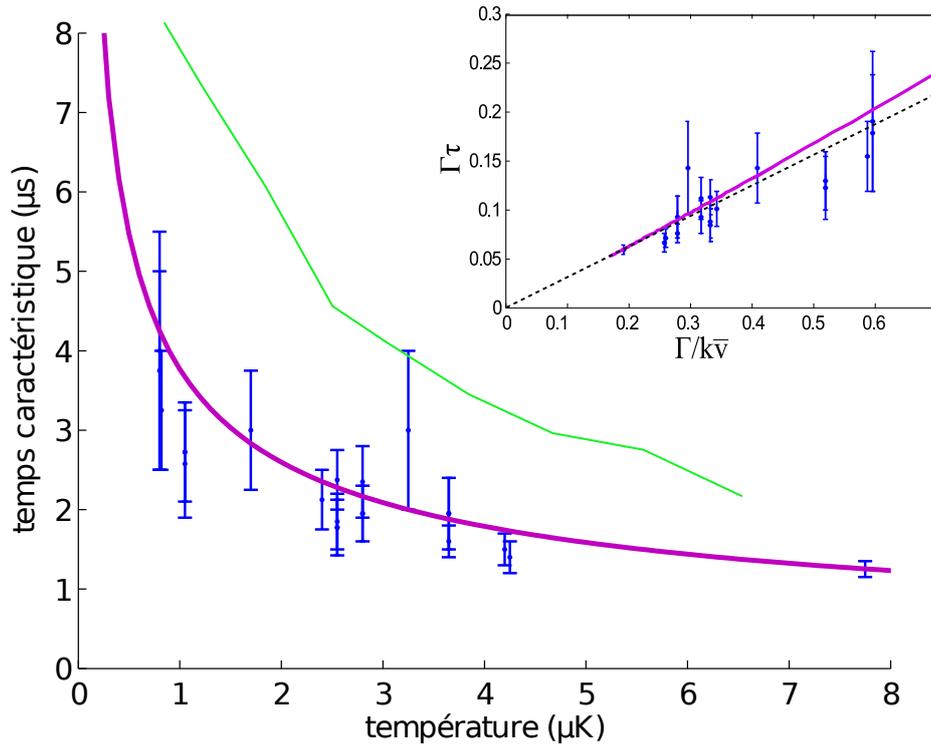


FIGURE 3.13 – Temps caractéristique de l'intensité cohérente vers l'avant en fonction de la température. Les données expérimentales sont représentées par les points. Le comportement en fonction de la température est retrouvé par une simulation numérique (courbe mauve). La simulation menée sur des sources classiques est également reportée (courbe verte). L'épaisseur optique est prise à $b \sim 1.5$ autant pour les données expérimentales que pour la simulation numérique. Dans l'encart : même graphe adimensionnalisé par $1/\sqrt{T}$. En pointillés est représentée la loi d'échelle $\tau \propto 1/\sqrt{T}$.

croissance est qualitativement inversement proportionnel à la vitesse. Cela est d'autant plus vrai que la vitesse est élevée. À faible vitesse viennent probablement s'ajouter les effets dus à l'épaisseur optique (voir section 3.5.3).

Nous avons donc à faible épaisseur optique un comportement du temps caractéristique de la transmission cohérente qui suit la loi d'échelle suivante :

$$\boxed{\tau \propto T^{-\frac{1}{2}}} \text{ à } T \text{ grand} \quad (3.37)$$

3.4.5 Dynamique à l'allumage du champ transmis

L'étude de l'intensité diffusée effectuée précédemment à l'extinction de la sonde peut être réalisée également à l'allumage du faisceau sonde. Et cela amène à étudier la mise en place de l'ombre produite par la présence des atomes. L'accès à l'évolution temporelle de l'intensité diffusée en présence du champ incident n'est pas aussi direct que lors de l'extinction de la sonde car

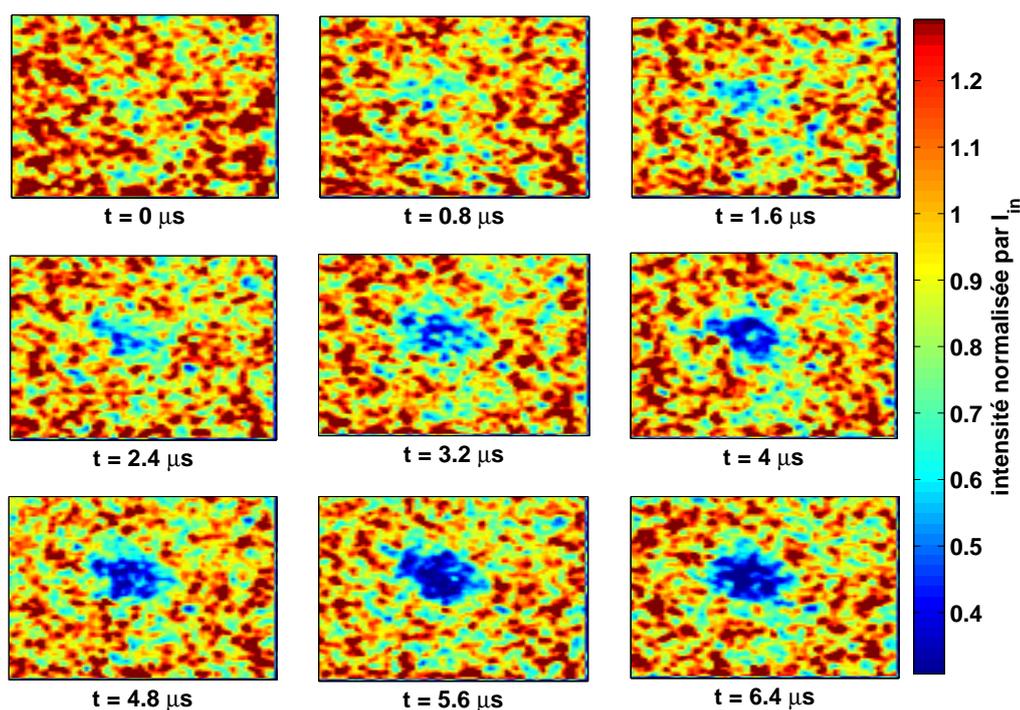


FIGURE 3.14 – Intensité cohérente vers l'avant à l'allumage du faisceau sonde. Ce sont des images obtenues en configuration d'imagerie d'ombre. Les images ($80px \times 80px$) sont prises toutes les $800ns$ et sont intégrées sur $400ns$.

il est nécessaire de tenir compte des interférences existantes entre les deux champs (incident et diffusé).

Vérification temporelle de l'hypothèse de complémentarité

Les images présentées dans la figure 3.14 sont prises à l'allumage du faisceau sonde. Elles correspondent au même nuage que les images de la figure 3.8 prises à l'extinction. Elles sont séparées de $800ns$ et sont obtenues sur un temps d'exposition de $400ns$.

Nous pouvons constater que l'ombre du nuage n'apparaît pas "instantanément" à l'allumage de la sonde. Nous pouvons voir, comme à l'extinction de la sonde pour l'intensité diffusée, qu'il existe une évolution temporelle de l'intensité transmise.

Nous moyennons sur une fenêtre identique à celle utilisée à l'extinction du champ incident. Nous obtenons ainsi l'évolution de l'intensité émise vers l'avant en présence du faisceau sonde. L'intensité mesurée au centre du nuage est initialement égale à l'intensité incidente puis elle décroît vers une valeur stationnaire que l'on appelle I_{out}^{st} .

Afin de vérifier expérimentalement l'hypothèse de complémentarité, nous

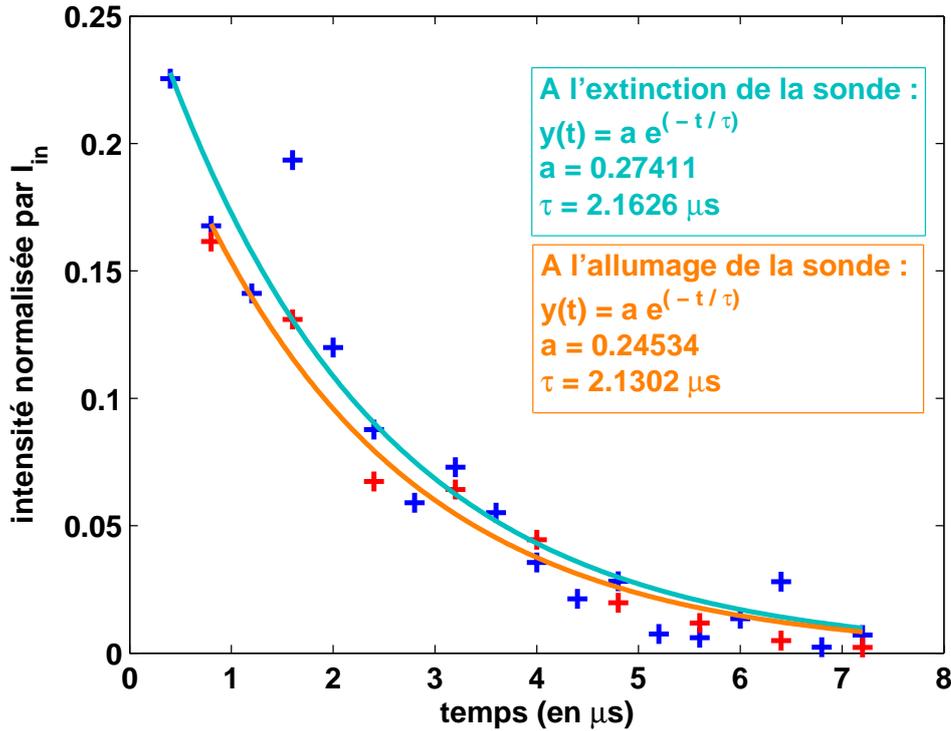


FIGURE 3.15 – Comparaison de la dynamique de l'intensité vers l'avant à l'allumage et à l'extinction du champ incident. On compare ici l'intensité diffusée à l'extinction et l'intensité transmise à travers le nuage dont on a soustrait la valeur stationnaire. La comparaison de ces deux intensités est ici valable car nous nous plaçons dans le cas d'un nuage de faible épaisseur optique.

allons étudier l'évolution temporelle de l'intensité cohérente transmise par le nuage et le comparer à celui de l'intensité diffusée vers l'avant à l'extinction de la sonde. Nous effectuerons ensuite une étude spatio-temporelle sur l'ensemble du nuage.

Mesure du temps caractéristique à l'allumage du faisceau incident pour un échantillon de faible épaisseur optique.

Si l'hypothèse de complémentarité est vérifiée alors nous avons dans la limite de faible épaisseur optique à partir de la formule 3.23 :

$$|E_{out}(t + \Delta t)|^2 = (|E_{out}^{st}| - |E_{out}(t)|)^2 \quad (3.38)$$

Nous nous plaçons ici dans l'hypothèse énoncée par le théorème optique : les diffuseurs sont considérés indépendants et identiques et le champ diffusé par ces derniers est en opposition de phase avec le champ incident.

Une façon de valider l'hypothèse de complémentarité dans notre système est de vérifier que les deux membres de la formule 3.38 ont une évolution

TABLE 3.1 – Comparaison des temps caractéristiques à l’allumage et l’extinction de la sonde.

T (en μK)	1.2	2.4	2.7	3.7
τ_{all} (en μs)	2.9 ± 0.6	2.25 ± 0.25	2.2 ± 0.6	1.75 ± 0.35
τ_{ext} (en μs)	2.8 ± 0.3	1.85 ± 0.15	2.35 ± 0.35	1.85 ± 0.05

temporelle identique. Le membre de gauche est simplement l’intensité émise vers l’avant à l’extinction du champ incident. Quant au membre de droite, il représente l’intensité transmise à travers le nuage en présence de la sonde à laquelle on retire la valeur de l’intensité transmise obtenue en régime stationnaire.

Sur la figure 3.15 nous comparons le comportement de l’intensité diffusée à l’extinction $I_{out}(t + \Delta t)$ et l’intensité transmise vers l’avant en présence de l’onde plane amputée de sa composante stationnaire $I_{corr} = [\sqrt{I_{out}(t)} - \sqrt{I_{out}^{st}}]^2$. Nous rappelons que ces valeurs de l’intensité sont obtenues par la moyenne des pixels situés au centre du nuage. Nous pouvons constater un comportement temporel équivalent de ces deux intensités.

Afin d’expliquer le temps caractéristique observé à l’extinction de la sonde, nous avons utilisé le mouvement des atomes qui crée une décohérence entre les différents champs diffusés. Nous ne pouvons pas utiliser exactement la même image pour comprendre ce qui se passe à l’allumage de la sonde. Afin d’appréhender le rôle de la température dans ce mécanisme, il faut s’intéresser à la réponse spectrale du milieu. Un nuage d’atomes froids à température très faible (et épaisseur optique faible) a une réponse spectrale de largeur $\frac{\Gamma}{2\pi}$ à résonance associée à la transition utilisée. Maintenant, à température non-négligeable, l’effet Doppler vient augmenter la largeur de la réponse spectrale du milieu. Cela se traduit par une réponse temporelle plus rapide.

Sur le tableau 3.1, nous reportons les résultats sur les temps caractéristiques obtenus à différentes températures pour l’intensité diffusée. τ_{ext} correspond aux temps caractéristiques de décroissance à l’extinction de la sonde (déjà discutée précédemment dans la section 3.4.1), τ_{all} correspond aux temps caractéristiques de l’intensité transmise lors de l’allumage de la sonde. Pour obtenir ces derniers, nous avons utilisé la méthode proposée ci-dessus.

Cette correspondance de comportement temporel nous permet de valider temporellement l’utilisation de l’hypothèse de complémentarité.

Vérification de l’hypothèse de complémentarité sur la dynamique spatio-temporelle du nuage

Nous allons présenter ici une étude plus complète permettant de vérifier l’hypothèse de complémentarité. Cette étude s’effectue sur le profil spatial de

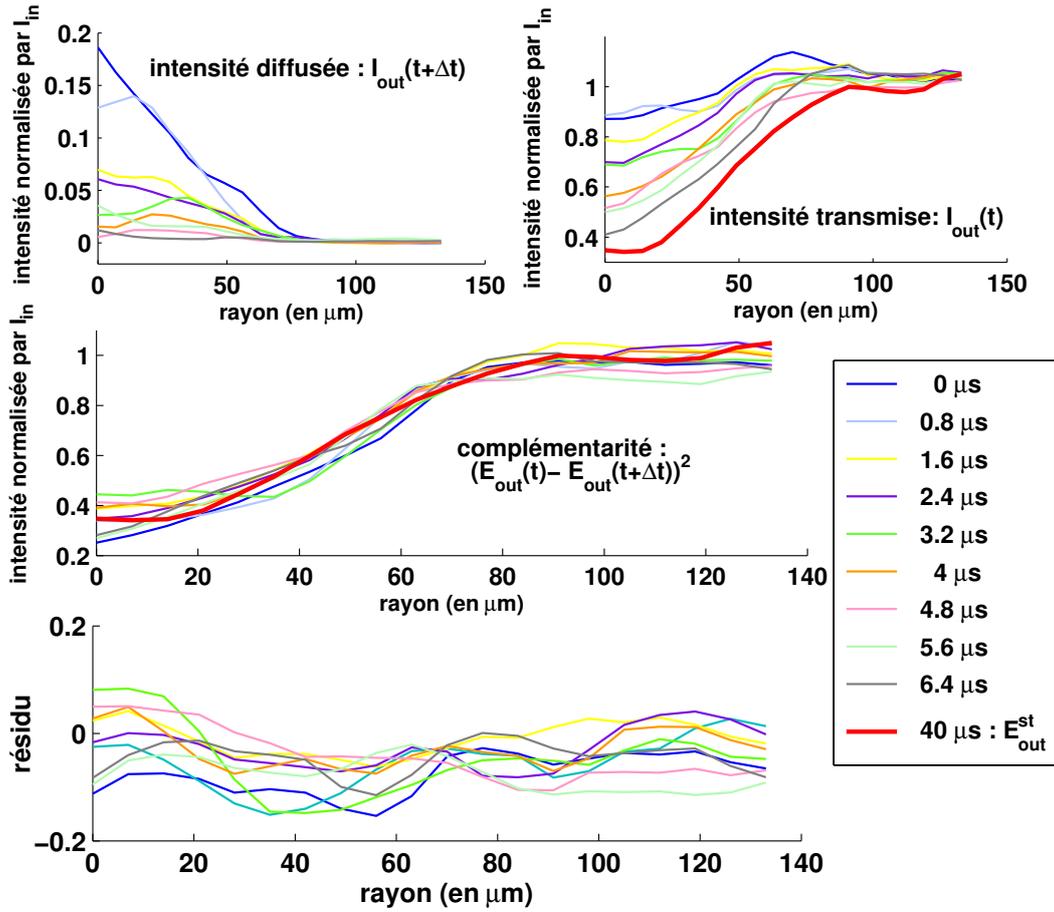


FIGURE 3.16 – En haut à gauche : profils radiaux de l'intensité diffusée obtenue à l'extinction de la sonde. Les temps associés à ces champs sont $t + \Delta t$ (ici $\Delta t = 40\mu\text{s}$). En haut à droite : profils radiaux de l'intensité transmise. Au milieu : vérification de l'hypothèse de complémentarité sur les profils radiaux. En bas : résidu donné par $r = (E_{out}(t) - (E_{out}(t + \delta t))^2 - I_{out}^{st})$.

l'intensité reçue sur la caméra. Le nuage a une géométrie de boule gaussienne, de plus nous avons vérifié que les images obtenues avaient un axe de symétrie par rotation.

Nous pouvons donc moyennner l'intensité en fonction du rayon et étudier son comportement radialement. Sur la figure 3.16 nous présentons les profils radiaux de l'intensité obtenus à l'extinction (en haut à gauche) et à l'allumage (en haut à droite) de la sonde.

En utilisant l'équation 3.23 et en incluant explicitement l'opposition de phase entre le champ transmis et le champ diffusé, nous avons :

$$(|E_{out}(t)| - |E_s(t + \Delta t)|)^2 = |E_{out}^{st}|^2 \quad (3.39)$$

Les courbes (au milieu de la figure 3.16) ainsi que leur résidu (en bas de

la même figure) montrent que l'équation 3.39 est vérifiée expérimentalement à 10%, ce qui est en accord avec le rapport signal sur bruit de l'expérience.

Par ce résultat, nous validons à nouveau l'hypothèse de complémentarité.

Rappel des résultats importants

L'étude de l'intensité cohérente transmise menée sur un nuage atomique de faible épaisseur optique nous a permis de comprendre le rôle de la température du nuage sur l'évolution temporelle de l'intensité diffusée vers l'avant. La vitesse résiduelle des atomes conduit à un mécanisme de déphasage entre les diffuseurs atomiques.

De plus en comparant la dynamique spatio-temporelle de E_{out} à l'allumage et à l'extinction de la sonde, nous avons validé l'hypothèse de complémentarité dans notre système. Cette hypothèse sera le socle de notre analyse dans le cas d'épaisseur optique forte (voir la partie 3.5).

3.5 DIFFUSION VERS L'AVANT DANS UN NUAGE D'ATOMES DE FORTE ÉPAISSEUR OPTIQUE

L'étude précédente (voir la partie 3.4) a mis en évidence l'importance de la température pour comprendre le temps caractéristique de décroissance de l'intensité diffusée vers l'avant. Nous allons voir maintenant que ce n'est pas le seul paramètre qui entre en compte pour expliquer l'évolution temporelle de l'intensité transmise. L'épaisseur optique joue également un rôle important.

De plus, à faible épaisseur, à l'aide du théorème optique (donnant l'opposition de phase entre le champ incident et le champ diffusé), nous avons pu vérifier l'hypothèse de complémentarité sur notre nuage. En nous appuyant maintenant sur l'hypothèse de complémentarité, nous allons constater que cette opposition de phase n'est plus vérifiée à forte épaisseur optique. Nous en déduirons alors la dynamique temporelle de la phase.

3.5.1 Présence d'un "flash" lumineux

Sur la figure 3.17, nous représentons l'évolution de l'intensité transmise pendant puis après la sonde (elle est représentée en rouge). L'intégration de l'intensité du nuage est effectuée sur un rayon rms du nuage. Nous pouvons observer que lors de l'allumage de la sonde, l'intensité lumineuse décroît en quelques μs vers un état stationnaire qui se situe environ à $I_{out}^{st} = 0.05I_{in}$. Lors de l'extinction de l'intensité incidente, un "flash" lumineux apparaît : $I_{out} = I_s = 0.5I_{in}$.

Nous avons ici la manifestation la plus immédiate et la plus visible du phénomène d'interférence entre le champ incident et le champ diffusé.

À l'état stationnaire, nous avons une transmission très faible. Ainsi le champ diffusé par les atomes est du même ordre de grandeur que le champ incident et ils interfèrent destructivement. À l'extinction de la sonde, il ne reste plus que le champ diffusé. Les atomes initialement pilotés par le champ incident émettent en phase constructive vers l'avant, d'où l'apparition d'un "flash" lumineux. Les mécanismes régissant la dynamique du "flash" sont, d'une part, le mouvement des atomes comme nous l'avons vu dans la section 3.4 et d'autre part, l'épaisseur optique comme nous le verrons dans le paragraphe 3.5.3.

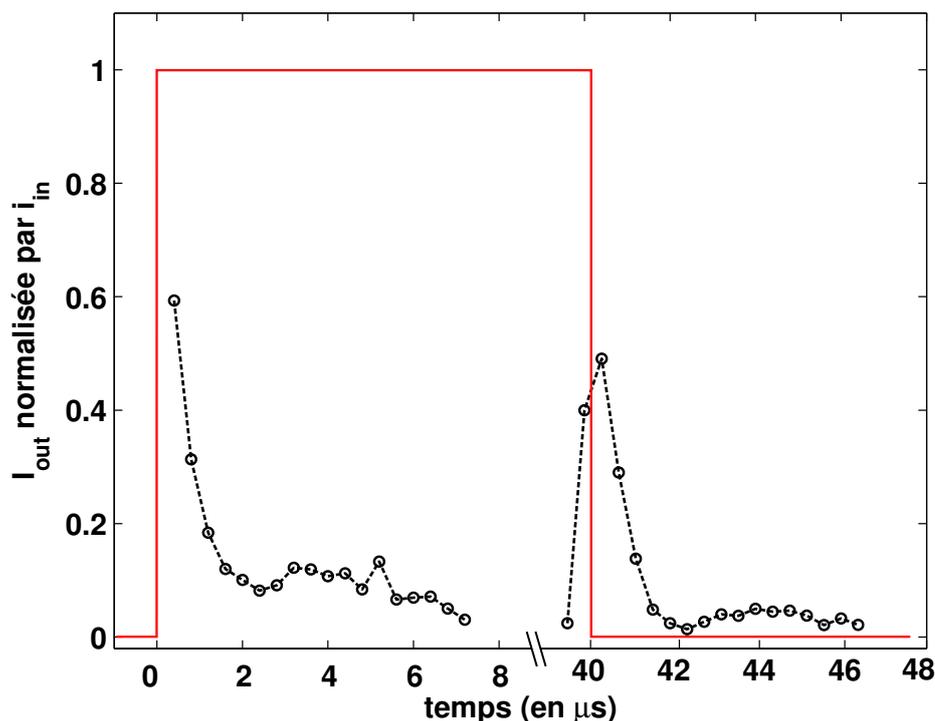


FIGURE 3.17 – “Flash” lumineux vers l’avant à l’extinction de la sonde. En rouge : représentation de la sonde.

3.5.2 Description générale des effets observés pour un nuage optiquement épais

Une étude similaire à celle menée dans la section 3.4.1 a été effectuée sur un nuage de forte épaisseur optique. L’échantillon atomique est préparé en maximisant le nombre d’atomes. Nous obtenons ainsi un nuage d’épaisseur optique de 10 et de température de $4\mu K$.

Sur la figure 3.18 sont présentées les images obtenues de l’intensité transmise. La première image est prise avant l’extinction du faisceau sonde dans le régime stationnaire. L’intensité transmise est très faible et suit un comportement en $I_{out}^{st} = I_{in}e^{-b}$.

Les images suivantes sont obtenues après extinction du champ incident. La première image après extinction est une observation de l’effet “flash” (voir paragraphe 3.5.1). Comme dans le cas de faible épaisseur optique, nous observons une décroissance rapide ($\ll \tau_{nat}$) de l’intensité émise vers l’avant. De plus nous observons ici une dynamique spatio-temporelle plus complexe. En effet, nous pouvons voir l’apparition d’une structure en anneau (voir image à $t = 42\mu s$) qui évolue au cours du temps. L’anneau est le plus visible après $2\mu s$ après extinction de la sonde et n’est plus perceptible sur l’image à $t = 43.6\mu s$.

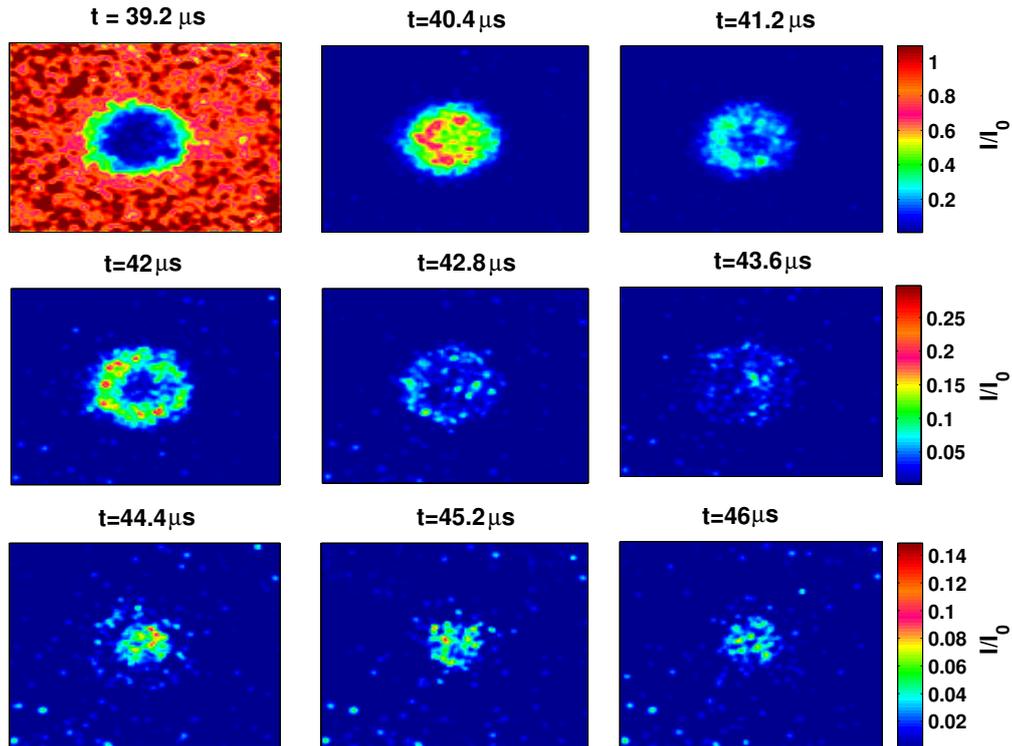


FIGURE 3.18 – Image en champ proche de l'intensité cohérente émise vers l'avant à travers un nuage de forte épaisseur optique. L'épaisseur optique est ~ 10 et la température est de $4\mu K$. La première image est obtenue avant l'extinction de la sonde, après un délai de $40\mu s$. Les images suivantes sont prises après extinction de la sonde toutes les $800ns$ sur une durée de $400ns$. Par souci de clarté, l'échelle des couleurs a été ré-évaluée pour chacune des lignes de 3 images. L'origine des temps est prise à l'allumage de la sonde.

À $t = 44.4\mu s$ soit $4.4\mu s$ après l'extinction de la sonde, nous pouvons noter également la présence d'un "rebond" d'intensité au centre du nuage.

Comme cette structure spatio-temporelle n'était pas présente à faible épaisseur optique, l'épaisseur optique joue ici un rôle prépondérant que nous discuterons au paragraphe 3.5.3.

Étude de la décroissance rapide

Nous avons mené, comme dans le cas d'épaisseur optique faible, une analyse temporelle de l'intensité. Cette analyse nous permet d'associer un temps caractéristique de décroissance de l'intensité émise vers l'avant aux différents rayons du nuage.

Notre nuage est approximé par un boule gaussienne, ainsi suivant l'axe de propagation de notre laser sonde, nous avons une évolution spatiale par rapport au centre du nuage de l'épaisseur optique :

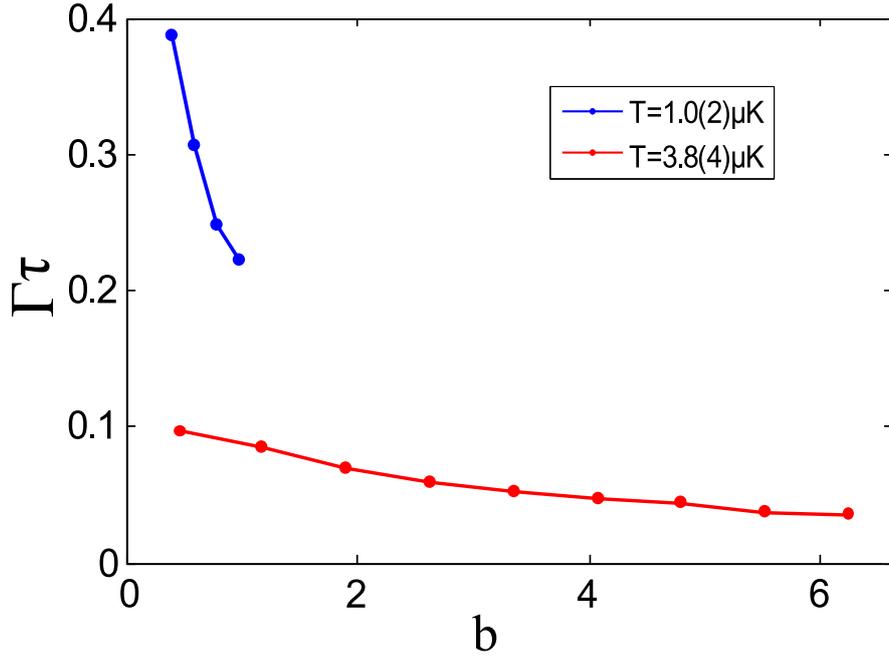


FIGURE 3.19 – Temps de décroissance caractéristique en fonction de l'épaisseur optique pour deux gammes de température.

$$b(x, y) = b(0, 0)e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2\sigma^2}} \quad (3.40)$$

$b(0, 0)$ est ici la valeur de l'épaisseur optique effective au centre du nuage et σ la taille de la distribution spatiale des atomes.

Par cette analyse nous avons pu associer un temps caractéristique de décroissance en fonction de l'épaisseur optique. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.19. La courbe rouge est obtenue pour $T = 4\mu\text{K}$ et une épaisseur optique allant jusqu'à 6.5 au centre du nuage. Ce sont des résultats obtenus sur le même nuage que celui présenté dans la figure 3.18.

La courbe bleue est obtenue pour un nuage plus froid $T = 1\mu\text{K}$. Nous avons déjà vu que l'obtention d'un nuage froid se fait au détriment de l'épaisseur optique atteignable. Ainsi nous n'obtenons au centre de ce nuage qu'une épaisseur optique de 1.

Nous pouvons observer sur la figure 3.19 que le temps caractéristique décroît lorsque l'épaisseur optique augmente et cela d'autant plus rapidement que la température est faible. Le comportement du temps caractéristique semble donc dépendre de la température (comme nous l'avons déjà constaté auparavant dans la partie 3.4) et de l'épaisseur optique.

Nous allons maintenant présenter des arguments qui nous permettront d'apporter des éléments de réponse quant aux mécanismes de déphasage mis en jeu.

3.5.3 Réponse spectrale d'un nuage de forte épaisseur optique

Pour d'expliquer cette dynamique spatiale non triviale observée expérimentalement, nous allons utiliser des arguments prenant en compte la réponse spectrale du nuage en fonction de son épaisseur optique. Par souci de simplicité, le raisonnement sera conduit à une température nulle.

La transmission du nuage en fonction du désaccord laser δ est donnée par la loi de Beer-Lambert :

$$T(\delta) = \frac{I_{out}(\delta)}{I_{in}} = e^{-b \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\delta^2}} \quad (3.41)$$

Intéressons nous tout d'abord à la décroissance rapide observée expérimentalement (figure 3.19). Il est clair que seules les composantes de Fourier de fréquence élevée vont jouer un rôle. Nous pouvons donc négliger la contribution de la largeur naturelle par rapport au désaccord. La transmission (équation 3.41) devient :

$$T(\delta) \simeq e^{-b \frac{\Gamma^2}{4\delta^2}} \quad (3.42)$$

Nous avons donc une gaussienne inversée de largeur $\sigma_\delta = \sqrt{\frac{b}{2}}\Gamma$. Nous nous attendons donc à trouver un temps caractéristique $\tau_b = \frac{1}{\sigma_\delta} = \frac{\sqrt{2}\tau_{nat}}{\sqrt{b}} \propto b^{-\frac{1}{2}}$.

Nous comprenons donc que plus l'épaisseur optique de notre système est grande, plus celui-ci aura une réponse rapide.

L'apparition d'un temps caractéristique décroissant avec l'épaisseur optique est visible dans la figure 3.19. Cependant il est difficile de retrouver expérimentalement la loi d'échelle $\tau_b \propto \frac{1}{\sqrt{b}}$. En effet, pour les temps caractéristiques présentés ici nous ne pouvons pas négliger l'influence de la température. Il est donc difficile de conclure sur la loi d'échelle en fonction de l'épaisseur optique, dans ce régime où les effets de la température restent importants.

De plus lorsque nous effectuons la transformée de Fourier de la fonction de transmission pour différentes épaisseurs optiques, nous retrouvons le comportement qualitatif de τ_b diminuant avec l'épaisseur optique.

Sur la figure 3.20, nous pouvons voir en effet que plus le nuage est optiquement épais, plus sa réponse temporelle est rapide. Nous pouvons également noter la présence d'un rebond dans l'intensité pour un nuage à très grande épaisseur optique. En effet dans ce cas, la réponse spectrale tend vers un signal créneau. Or la transformée de Fourier d'un créneau est un sinus cardinal, ce qui est en accord avec l'existence d'un rebond observé expérimentalement.

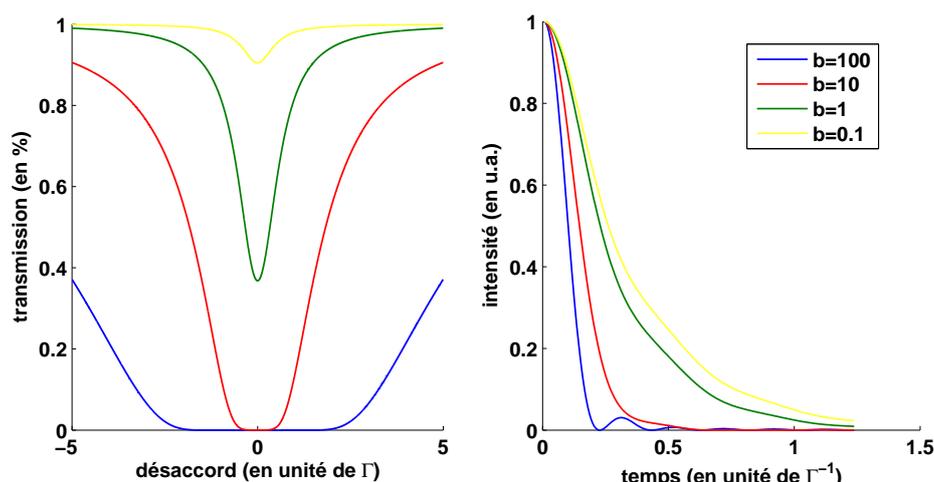


FIGURE 3.20 – À gauche : les réponses spectrales du nuage en fonction de l'épaisseur optique du milieu. À droite : équivalence en réponse temporelle par l'application d'une transformée de Fourier.

3.5.4 Comparaison expérience/simulation numérique

Comme précédemment à faible épaisseur optique (voir la section 3.4.3), nous avons comparé les données expérimentales obtenues à forte épaisseur optique aux résultats donnés par la simulation numérique mise en place par R. Pierrat et D. Delande. Le travail de simulation est actuellement en cours et seulement une comparaison qualitative est proposée dans le cadre de ce mémoire.

La dynamique spatiale non triviale de l'intensité diffusée vers l'avant est également observée dans les simulations numériques comme nous pouvons le voir sur la figure 3.21. Il s'agit d'une comparaison qualitative car l'échantillon atomique simulé n'a pas les mêmes paramètres que le nuage obtenu expérimentalement et étudié dans la section 3.5.3. Dans la simulation, l'échantillon a une température nulle et une épaisseur optique au centre de 20. Cela change notablement les temps caractéristiques de la dynamique spatio-temporelle. Expérimentalement celui-ci apparaît à des temps plus courts ($1.6\mu s$ à comparer au $8.5\mu s$ dans la simulation), cela s'explique probablement par la différence importante de température entre l'expérience et la simulation.

Cependant l'accord qualitatif est concluant : la simulation prévoit la présence d'un anneau et également la présence d'un rebond d'intensité au centre du nuage (celui-ci n'est pas clairement visible à cause de l'adaptation dynamique de l'échelle sur la figure 3.21, mais est bel et bien présent).

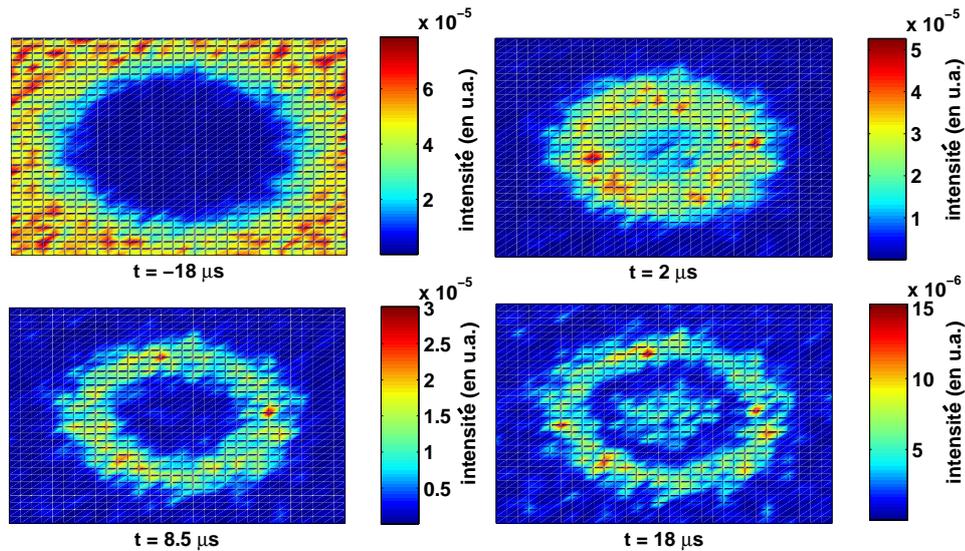


FIGURE 3.21 – Simulation numérique de l'intensité cohérente vers l'avant pour un nuage à forte épaisseur optique ($b = 20$). Cette étude est effectuée à température nulle. La première image correspond à l'état stationnaire avant coupure du laser incident. La seconde image est prise à l'extinction de la sonde. La troisième image correspond au moment où l'intensité au centre est la plus faible avant apparition du rebond. La quatrième image est prise au moment du rebond observé au centre du nuage. L'origine des temps est prise à l'extinction de la sonde (qui a duré $252 \mu\text{s}$).

3.5.5 Discussions sur la dynamique spatio-temporelle à forte épaisseur optique

Maintenant que le rôle de l'épaisseur optique sur le temps caractéristique est mis en évidence, nous pouvons discuter plus en détail la dynamique spatio-temporelle du nuage.

Sur la figure 3.22, nous représentons l'évolution temporelle de l'intensité diffusée au centre du nuage. Nous observons donc la présence d'un "rebond" ou sursaut d'intensité à $3 \mu\text{s}$ après l'extinction de la sonde. Notons également que le "rebond" est précédé d'un "creux" où l'intensité transmise par le centre du nuage tombe à zéro.

Par ailleurs, nous avons une variation spatiale de l'épaisseur optique (due à la géométrie boule gaussienne), ce qui va s'accompagner de temps caractéristiques de l'intensité diffusée vers l'avant qui varient également spatialement. C'est ce que nous pouvons voir sur la figure 3.19, l'épaisseur optique étant maximale au centre du nuage, le temps de décroissance associée est plus rapide que sur la périphérie du nuage. L'action combinée de temps caractéristique dépendants de l'épaisseur optique et le "creux" d'intensité au

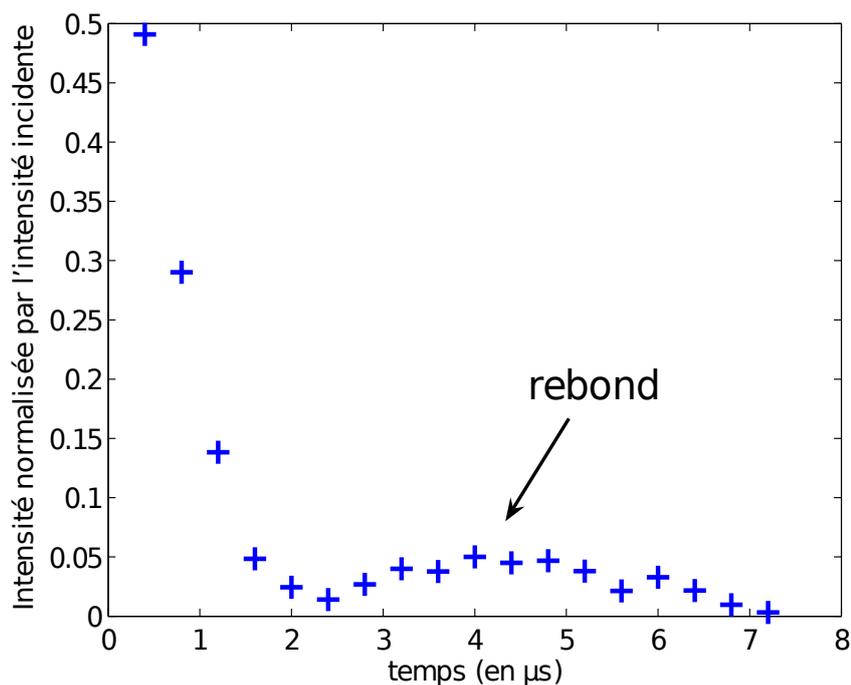


FIGURE 3.22 – Évolution temporelle de l'intensité diffusée au centre du nuage. Nous pouvons constater la présence d'un "rebond" ou sursaut d'intensité qui apparaît après $3\mu\text{s}$.

centre du nuage conduit naturellement à l'existence d'un anneau à $2\mu\text{s}$ après l'extinction de la sonde (voir figure 3.22).

Nous avons présenté dans ce paragraphe l'action de l'épaisseur optique sur le temps de décroissance de l'intensité diffusée vers l'avant, permettant ainsi de discuter la dynamique des structures spatiales observées dans l'expérience. Nous allons maintenant discuter d'un autre effet de l'épaisseur optique sur la lumière cohérente transmise : l'apparition d'une phase non nulle entre le champ incident et le champ transmis par les atomes.

3.5.6 Étude de la phase entre le champ incident et le champ transmis.

La connaissance de l'intensité transmise dans le mode cohérent aux différents moments de l'excitation par le faisceau laser va nous permettre de reconstruire l'évolution des champs dans le plan complexe. En effet nous avons directement accès à la norme du champ diffusé à l'extinction de la sonde et à la norme du champ transmis lorsque le faisceau laser est allumé.

Précédemment (voir la section 3.4.5), nous avons validé l'hypothèse de complémentarité dans notre système. En nous plaçant toujours dans un ré-

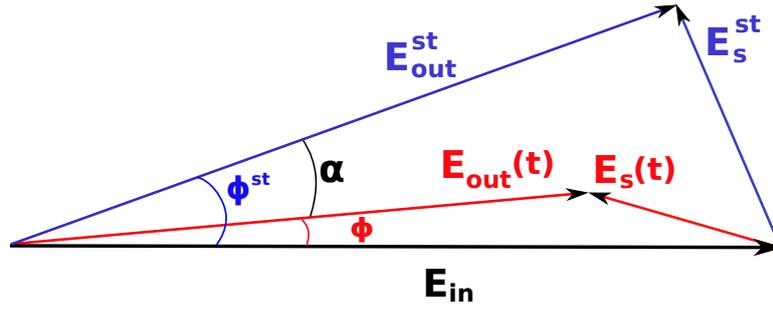


FIGURE 3.23 – Construction des champs diffusé et transmis en présence du champ incident.

gime de faible saturation, l'utilisation de cette hypothèse va nous permettre de reconstruire l'angle entre le champ incident et le champ cohérent transmis.

Étude de l'évolution temporelle de la phase entre E_{in} et E_{out} .

À partir de l'hypothèse de complémentarité (équation 3.23), nous avons :

$$E_{out}(t + \Delta t) = E_{out}^{st} - E_{out}(t) \quad (3.43)$$

Ce qui donne pour l'intensité :

$$|E_{out}(t + \Delta t)|^2 = |E_{out}^{st}|^2 + |E_{out}(t)|^2 - 2|E_{out}^{st}||E_{out}(t)|\cos(\alpha(t)) \quad (3.44)$$

$\alpha(t)$ est ici l'angle de phase entre E_{out}^{st} et $E_{out}(t)$. Comme $E_{out} = E_{in} + E_s$, il peut être également défini (voir figure 3.23) par $\phi(t) - \phi_{st}$ où ϕ_{st} est la phase stationnaire et $\phi(t)$ son évolution temporelle.

Nous obtenons donc :

$$\cos(\phi(t) - \phi_{st}) = \frac{|E_{out}(t + \Delta t)|^2 - |E_{out}^{st}|^2 - |E_{out}(t)|^2}{-2|E_{out}^{st}||E_{out}(t)|} \quad (3.45)$$

où $\phi(t)$ est définie pour $0 < t \leq \Delta t$.

Tous les termes apparaissant dans cette équation peuvent être mesurés expérimentalement, nous avons ainsi la possibilité d'accéder expérimentalement à l'évolution temporelle de la phase entre le champ incident et le champ transmis.

Nous allons maintenant utiliser l'équation 3.45 dans le but de remonter à l'évolution de la phase $\phi(t)$ en fonction de l'épaisseur optique.

Évolution en fonction de l'épaisseur optique de la phase entre le champ incident et le champ transmis

Nous avons appliqué aux données expérimentales l'équation 3.45 afin de déduire l'évolution de la phase $\phi(t)$ existante entre $E_{in}(t)$ et E_{out} . Pour cela nous

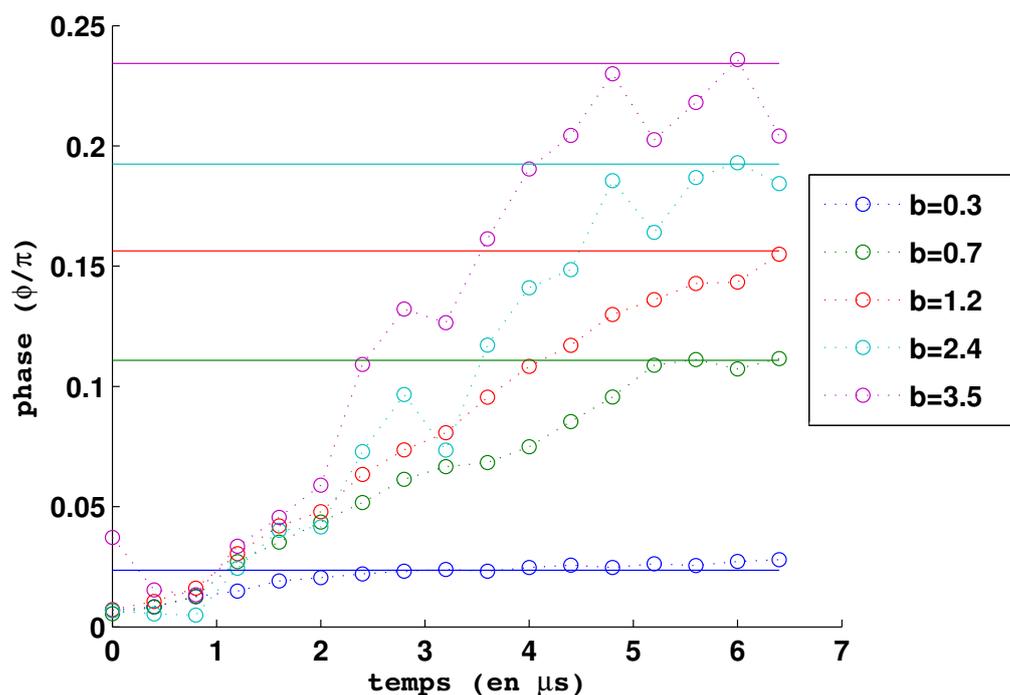


FIGURE 3.24 – Évolution temporelle de la phase entre le champ incident et le champ transmis. La dynamique temporelle de la phase évolue en fonction de l'épaisseur optique. Ces données sont issues d'un même nuage où l'étude radiale nous permet d'obtenir un comportement en fonction de l'épaisseur optique. Les lignes représentent la valeur de la phase stationnaire pour différentes valeurs de l'épaisseur optique.

avons utilisé un nuage de grande épaisseur optique, il s'avère être le même que celui qui a été étudié dans la section 3.5.2. L'étude du profil radial nous permet comme précédemment d'obtenir l'évolution de la transmission cohérente en fonction de l'épaisseur optique.

Sur la figure 3.24 est présentée l'évolution temporelle de la phase entre E_{in} et E_{out} pour différentes valeurs d'épaisseur optique.

Premièrement nous pouvons constater qu'une dynamique temporelle de la phase existe. La phase à faible épaisseur optique $b < 1$ reste quasi-nulle, nous trouvons donc, dans ce cas là, une opposition de phase entre le champ incident et le champ diffusé (cela est décrit plus en détail dans la section 3.4).

Plus l'épaisseur optique augmente, plus la phase entre le champ incident et le champ transmis est grande en régime stationnaire. Celui-ci est représenté par une droite sur la figure 3.24.

Notons que la valeur maximale en épaisseur optique présentée dans cette étude est $b = 3.5$. Or nous travaillons sur un nuage d'épaisseur optique de $b = 10$. Nous ne pouvons pas reconstruire la phase pour des épaisseur optique

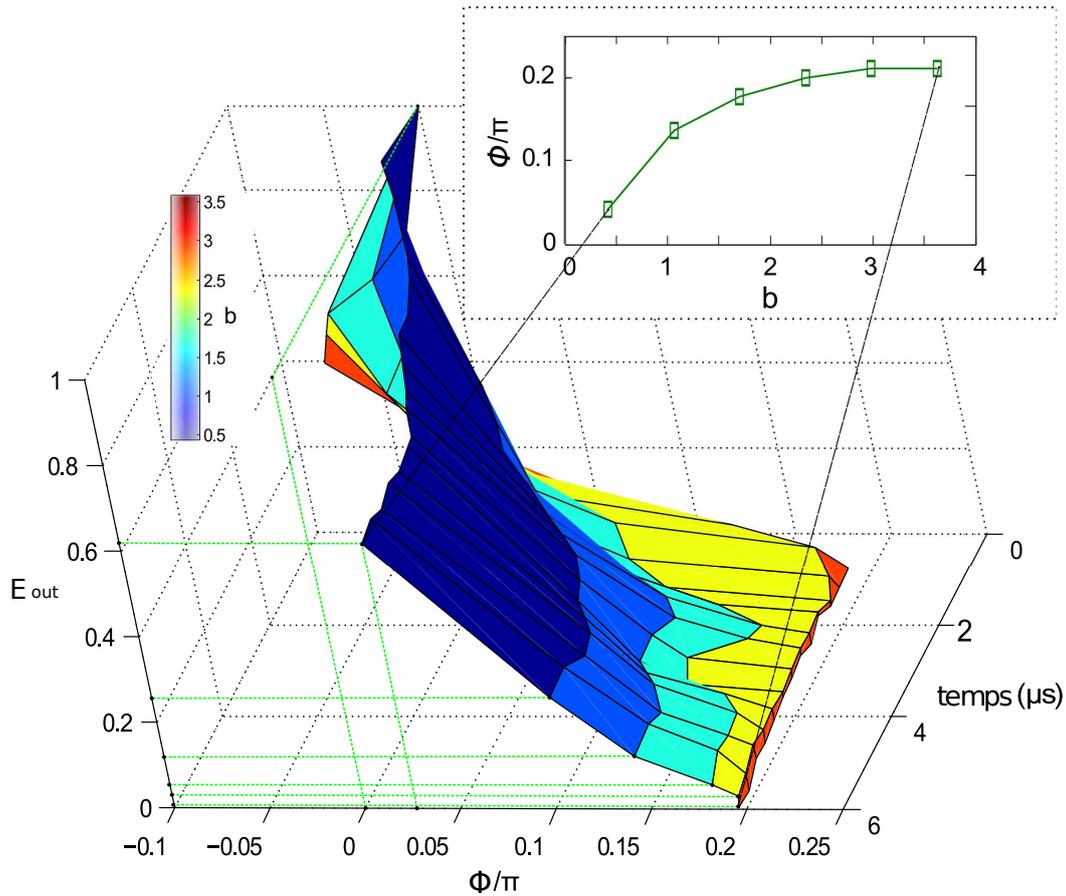


FIGURE 3.25 – Tomographie du champ cohérent transmis obtenu sur un nuage. L'échelle des couleurs donne l'épaisseur optique mesurée durant l'état stationnaire. Dans l'encart est présentée la phase obtenue entre E_{in} et E_{out} en régime stationnaire.

plus grandes que 3.5 pour des problèmes de signal sur bruit car la transmission est très faible à grande épaisseur optique ($T = e^{-b}$).

Par la reconstruction de la phase et la connaissance de l'intensité cohérente transmise par le nuage, nous avons la possibilité de remonter au champ cohérent transmis et à son évolution temporelle (voir la figure 3.25). Toute l'information que nous avons déduit sur le champ transmis est récapitulée sur cette tomographie.

Premièrement, nous retrouvons bien la norme du champ (l'axe suivant z) qui décroît temporellement (l'axe suivant y) vers une valeur stationnaire et qui décroît également avec l'épaisseur optique qui est représentée par des niveaux de couleurs.

Deuxièmement, la phase (l'axe suivant x) est quasiment nulle lorsque l'épaisseur optique est faible (à gauche du graphe). Cette phase croît avec l'épaisseur optique et atteint d'autant plus rapidement la valeur stationnaire que l'épaisseur optique est grande.

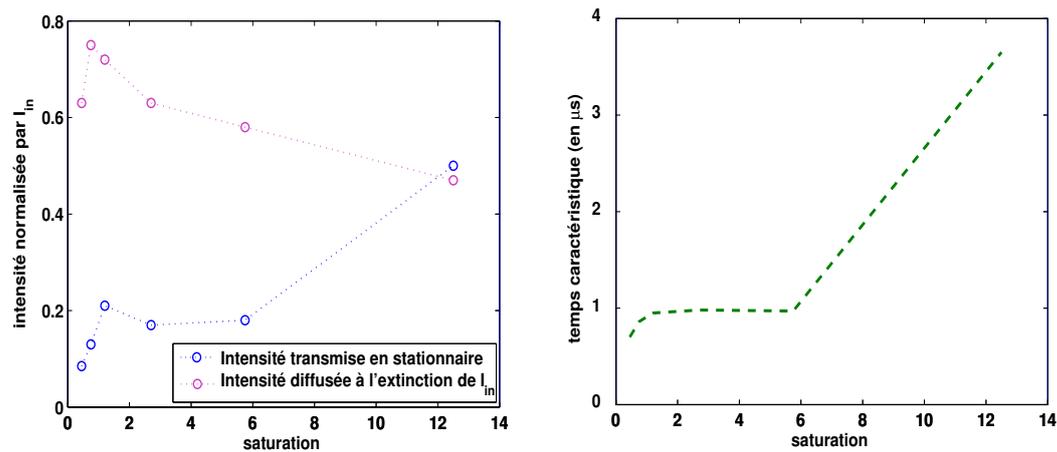


FIGURE 3.26 – À droite : temps caractéristique obtenu par à partir de résultats expérimentaux en fonction de la saturation. À gauche : intensité transmise mesurée à l'état stationnaire et intensité diffusée à l'extinction du faisceau sonde ($t = 40\mu s$) en fonction de la saturation. Ces intensités sont normalisées à I_{in} .

3.6 ÉTUDE QUALITATIVE EN FONCTION DE LA SATURATION

Nous avons également mené une série de mesures dans un régime où la saturation des lasers est grande. Dans ce cas, la réponse du système n'est plus linéaire et l'hypothèse de complémentarité n'est plus vérifiée.

Nous allons essentiellement décrire les comportements observés.

Le nuage d'atomes utilisé pour cette étude a une température de $T = 4\mu K$, il est constitué de $1,5 \cdot 10^7$ atomes et a une épaisseur optique de $b = 13$ à faible intensité sur la transition d'intercombinaison. À faible saturation, nous retrouvons la dynamique spatio-temporelle déjà présentée dans la partie 3.5.

Lorsque nous nous intéressons à l'intensité transmise sur la figure 3.26 (à gauche), nous constatons que plus la saturation augmente, plus l'intensité émise vers l'avant relative diminue et plus la transmission par le milieu augmente à l'état stationnaire. Nous retrouvons ici la notion bien connue que lorsque l'on sature un milieu diffusant, celui-ci devient transparent.

À faible saturation, nous retrouvons les temps caractéristiques déjà évoqués sur la figure 3.19, soit ici $700ns$. Ce temps, on le rappelle, est lié d'une part au temps de déphasage associé à la température $\tau_v \propto \frac{1}{k\sigma_v}$ et d'autre part à l'épaisseur optique $\tau_b \propto \frac{1}{\sqrt{b}}$. L'augmentation de la saturation fait apparaître deux régimes distincts : le premier montre une faible augmentation qui atteint un plateau à $1\mu s$ et cela pour une gamme de saturation allant de 0.5 à 5.7. Le

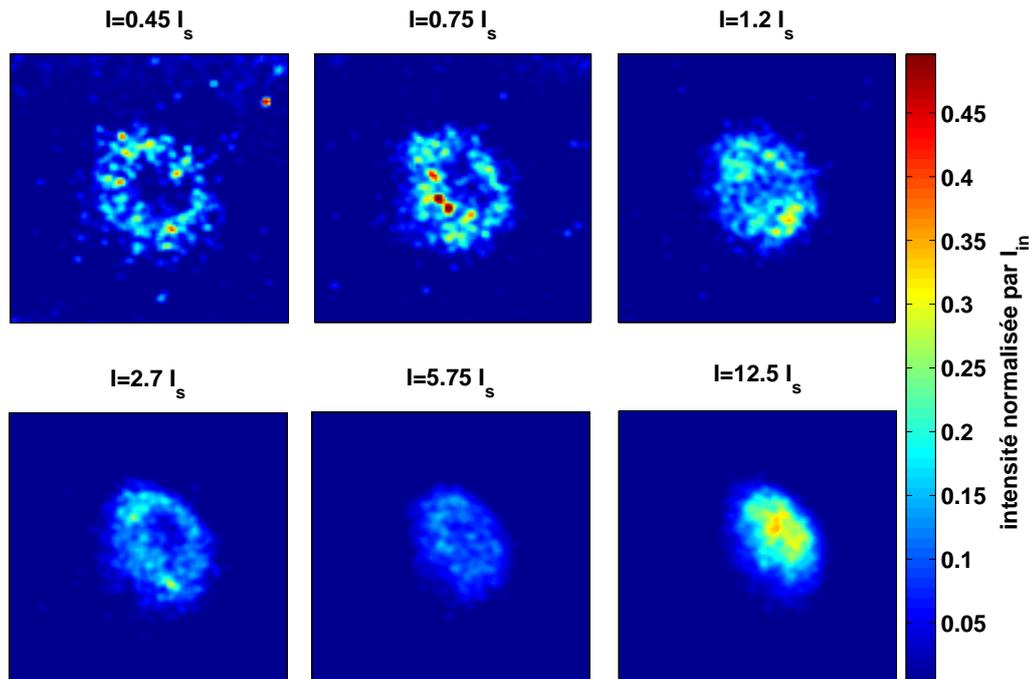


FIGURE 3.27 – Évolution spatiale en fonction de la saturation. Les images sont prises à $1.8\mu s$ après l'extinction de la sonde.

second indique un changement notable dans le temps caractéristique pour une saturation de 12. Ce temps augmente alors fortement $\tau > 3\mu s$.

Nous nous plaçons dans la figure 3.27 à $1.8\mu s$ après l'extinction de la sonde qui a duré $40\mu s$. Nous nous intéressons ici à la réponse spatiale du milieu en fonction de la saturation.

Nous pouvons constater que l'augmentation de la saturation entraîne une disparition progressive de la structure spatiale en anneau du nuage.

Nous pouvons également observer que sur une gamme de 0.5 à 5.7 de la saturation, nous avons une diminution de l'intensité émise vers l'avant. Cette tendance semble inversée pour les fortes saturations (voir image à $I = 12.5I_s$). Mais cela n'est qu'un artefact qui s'explique par la dynamique en fonction de la saturation (voir figure 3.26). Ainsi à $t = 1.8\mu s$ après extinction du champ incident, nous pouvons avoir la "fausse" impression que l'intensité émise vers l'avant augmente avec la saturation.

Il serait intéressant d'étudier plus en détails les résultats en fonction de la saturation, afin de mettre en avant les effets inélastiques de la diffusion. Nous pourrions mettre en perspectives les effets incohérents qui apparaissent avec la saturation.

CONCLUSION DU CHAPITRE

Nous avons, dans ce chapitre, étudié la dynamique spatio-temporelle de l'intensité cohérente transmise par un nuage d'atomes froids. Cette étude est accessible grâce à la réponse temporelle lente des atomes lorsqu'ils sont excités sur la transition d'intercombinaison.

Nous avons tout d'abord mis en évidence, à faible épaisseur optique, le rôle de la température sur le temps caractéristique de décroissance de l'intensité cohérente. La température reliée au mouvement des atomes est à l'origine d'un mécanisme de déphasage. Nous avons ainsi dégagé un temps caractéristique plus rapide que τ_{nat} lié à la température des atomes : $\tau_v \propto \frac{1}{k\sigma_v}$ où σ_v est la vitesse rms. Le comportement observé expérimentalement est retrouvé par la simulation numérique proposée par Romain Pierrat et Dominique Delande basée sur la méthode des dipôles couplés.

Nous avons également constaté que l'épaisseur optique intervenait dans le temps caractéristique de décroissance, amenant à l'apparition d'une nouvelle constante de temps $\tau_b \propto \frac{1}{\sqrt{b}\Gamma}$ pour notre système. Cette constante de temps reliée à l'épaisseur optique et le caractère non-exponentiel des décroissance est à l'origine de la structure spatiale en anneau que nous avons observée expérimentalement.

À faible épaisseur optique, en nous appuyant sur le théorème optique, nous avons vérifié expérimentalement l'hypothèse de complémentarité. Et cela de deux manières différentes : premièrement en étudiant et comparant l'évolution temporelle de l'intensité diffusée à l'extinction et de l'intensité transmise à l'allumage de la sonde, deuxièmement en étudiant la dynamique spatio-temporelle du nuage.

L'hypothèse de complémentarité validée, nous l'avons utilisée comme base de l'étude de la dynamique temporelle de la phase dans un milieu optiquement épais. Nous avons ainsi pu reconstruire la phase entre le champ incident et le champ transmis. Nous avons observé une évolution temporelle de la phase dépendant également de l'épaisseur optique.

Nous avons ici présenté une étude qui nous a permis de reconstruire la norme et la phase des champs transmis et diffusé sans l'utilisation de méthode interférométrique.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES. . .

Au cours de ce mémoire, nous avons discuté dans le *premier chapitre* les aspects techniques de l'expérience d'atomes froids de strontium. Nous avons présenté la réalisation expérimentale d'un laser à $461nm$ obtenu par doublage de fréquence par un cristal non-linéaire de *ppKTP*. Afin d'améliorer le processus de conversion, ce doublage de fréquence s'effectue dans une cavité en anneau résonnante pour l'onde pompe. Ce montage nous a permis d'obtenir plus de $200mW$ de puissance à $461nm$, l'efficacité de conversion atteignant ainsi plus de 60%.

La source laser à $461nm$ est primordiale pour un refroidissement efficace des atomes de strontium. Le refroidissement sur la transition $^1S_0 - ^1P_1$ est une étape importante pour l'obtention d'un nuage avec un grand nombre d'atomes lors de l'étape ultime de refroidissement sur la raie d'intercombinaison. Au final, Nous obtenons un échantillon atomique à une température allant de $800nK$ à $4\mu K$ et contenant jusqu'à 2.10^7 atomes.

Nous avons également développé un piège dipolaire à $780nm$ suivant un montage relativement simple mais efficace pour l'obtention d'un échantillon atomique quasi-1D. Il s'est avéré possible d'annuler le déplacement d'horloge induit par ce piège dipolaire. Nous nous sommes donc placés dans une configuration optimale pour l'étude des systèmes en interaction attractive à une dimension.

Dans le *second chapitre*, nous avons montré que par la présence d'une force attractive due à l'effet d'ombre, les atomes froids étaient de bons candidats pour l'étude des interactions attractives à longue portée.

Cette étude nous a permis de mettre en évidence des signatures d'une interaction de type gravitationnel, d'une part en retrouvant la distribution en $cosh^{-2}$ obtenue pour un profil de densité à l'équilibre et d'autre part par l'étude des oscillations du système durant le régime transitoire, où nous avons trouvé que l'indice k caractérisant le potentiel attractif de notre système vérifiait le critère d'un potentiel à longue portée :

$$V(r) \propto \frac{1}{r^k} \text{ avec } \frac{k}{d} < 1 \quad (3.46)$$

d étant la dimension du système ($d = 1$).

Enfin, dans le *troisième chapitre*, nous avons étudié l'intensité diffusée vers l'avant à travers un nuage d'atomes froids. L'avantage de mener cette étude sur la transition d'intercombinaison était la réponse "lente" de l'échantillon atomique. Nous avons ainsi étudié le comportement spatio-temporel de l'intensité diffusée vers l'avant et mis en évidence l'apparition de nouveaux temps caractéristique : l'un associé à la température de l'échantillon $\tau_v = \frac{1}{k\sigma_v}$ et l'autre associé à l'épaisseur optique $\tau_b = \frac{1}{\sqrt{b}\Gamma}$. L'épaisseur optique est également à l'origine de l'apparition de structures spatiales (l'anneau) dans le champ diffusé vers l'avant.

Nous avons présenté une méthode inédite n'utilisant pas d'interferomètre permettant de reconstruire la phase entre le champ transmis et le champ incident dans un nuage optiquement épais. Cela a nécessité l'utilisation de l'hypothèse de complémentarité qui avait été préalablement vérifiée dans le cas d'un nuage de faible épaisseur optique. Nous avons ainsi pu observer l'apparition d'une dynamique temporelle de cette phase suivant l'épaisseur optique.

PERSPECTIVES

Pour un système {atomes + laser} quasi $1D$, nous avons ici confirmé la présence d'une interaction attractive à longue portée. Ce résultat est une ouverture vers de nouvelles études sur les interactions à longue portée. À une dimension, il serait intéressant de retrouver le caractère non-extensif du système en étudiant, par exemple, la compression en fonction du nombre d'atomes.

L'étape suivante serait naturellement d'étudier un système à deux dimensions. L'échantillon atomique quasi- $2D$ peut être obtenu en se plaçant dans un piège dipolaire créé par une onde stationnaire. De même qu'en $1D$, nous pouvons imaginer qu'en $2D$ (en limitant l'épaisseur optique transverse) nous pourrions obtenir encore une géométrie favorable à la limitation de la diffusion multiple. Il faudra tout de même préalablement étudier les critères pour l'obtention d'une force attractive de type gravitationnelle. En effet, théoriquement cette force devrait présenter une symétrie par rotation dans le plan du système en prenant comme origine le centre du nuage. C'est une symétrie qui ne peut pas être conservée en utilisant un nombre fini de laser.

Ce passage à $2D$ est d'autant plus intéressant que le système présenterait alors une transition de phase qui n'est pas présente dans le cas à une dimension.

Un passage à un système en $3D$ paraît encore lointain. Nous ne savons pas si la diffusion multiple restera négligeable à $3D$, en effet nous perdons

logiquement les avantages géométriques du système (nous n'avons plus un axe "de fuite" des photons) et sera-t-il encore possible de se placer dans une configuration à deux niveaux ?

L'autre projet développé durant cette thèse sur la transmission cohérente à travers un nuage d'atomes froids laisse entrevoir des perspectives intéressantes à court ou moyen terme.

Nous avons constaté l'apparition d'un "flash" lumineux à l'extinction du laser incident. Sa présence révèle le caractère interférentiel qui existe entre le champ incident et le champ diffusé et également les interférences constructives entre les diffuseurs . À forte épaisseur optique, nous avons observé une amplitude de l'intensité diffusée vers l'avant qui pouvait atteindre 90% de l'intensité incidente.

La présence d'un déphasage entre le champ incident et le champ transmis à forte épaisseur optique pourrait mener à l'apparition d'une transmission extraordinaire vers l'avant, c'est à dire $I_{out} > I_{in}$ à l'extinction du laser. Cette inégalité ne violerait pas le principe de conservation d'énergie qui impose $I_{out}^{st} \leq I_{in}$ qui, par le jeu des interférences, peut se ré-écrire de la façon suivante : $I_{out} \leq 4I_{in}$ à l'extinction de la sonde.

Il est fort probable que l'observation et l'étude d'une transmission extraordinaire puisse fournir des informations significatives sur la diffusion dans le milieu. Nous pensons notamment au rôle de la densité ou du paramètre de désordre kl (k : nombre d'onde et l : libre parcouru moyen de diffusion) dans ce type d'expérience.

L'étude numérique est actuellement en cours et elle devrait nous permettre de définir dans quelle gamme de paramètres nous pouvons espérer obtenir un signal de transmission extraordinaire suffisamment important pour être observé sans ambiguïté.

ANNEXES

A

SOMMAIRE

A.1	CALCUL DE LA LONGUEUR D'ONDE MAGIQUE	134
A.1.1	Polarisabilité et longueur d'onde magique	134
A.1.2	Calcul de polarisabilité	135
A.1.3	Conclusion	139
A.2	CALCUL ANALYTIQUE DU PROFIL DE DENSITÉ	140
A.3	ARTICLES	143
A.3.1	VSCPT	143
A.3.2	Transmission cohérente dans un nuage de diffuseurs	150

A.1 CALCUL DE LA LONGUEUR D'ONDE MAGIQUE

Nous allons présenter dans cette annexe les détails du calcul des déplacements lumineux pour les niveaux fondamental et excité et de la longueur d'onde "magique" pour la transition $^1S_0 - ^3P_{1, m_j = 0}$ de l'atome de ^{88}Sr .

A.1.1 Polarisabilité et longueur d'onde magique

La présence d'un champ électrique de fréquence ω_L et de polarisation \hat{e} ($\vec{E}(\omega_L, \hat{e})$) induit un déplacement des niveaux d'énergie des atomes. Ce déplacement $\Delta\nu_i$ est appelé déplacement lumineux et correspond à :

$$h\Delta\nu_i(\omega_L, \hat{e}) = -\frac{1}{2}\alpha_i(\omega_L, \hat{e})|\vec{E}(\omega_L, \hat{e})|^2 \quad (\text{A.1})$$

où α_i est la polarisabilité du niveau atomique i .

Si l'on s'intéresse maintenant à la fréquence de transition observée ν_{obs} entre un état $|f\rangle$ et $|e\rangle$ soumis à ce champ électrique, on peut constater que celle-ci s'écrit [Takamoto 2005] :

$$\nu_{obs} = \nu_0 - \frac{1}{2h}\Delta\alpha(\omega_L, \hat{e})|\vec{E}(\omega_L, \hat{e})|^2 \quad (\text{A.2})$$

ν_0 étant la fréquence atomique non-perturbée et $\Delta\alpha(\omega_L, \hat{e}) = \alpha_e(\omega_L, \hat{e}) - \alpha_f(\omega_L, \hat{e})$ représentant le différentiel de polarisabilité. Le terme de droite représente le déplacement d'horloge.

Nous pouvons constater que lorsque nous avons l'égalité entre α_f et α_e (pour un certain ω_L et \hat{e}), le second terme à droite de l'équation A.2 s'annule. Nous avons ainsi une fréquence de transition non-perturbée, indépendante de l'intensité du laser $I_L \propto |\vec{E}|^2$. Cette longueur d'onde, associée à ω_L , est appelée "longueur d'onde magique".

Certains atomes, dont le strontium, présentent la possibilité d'annuler l'effet des déplacements d'horloge. En 1999, cette technique fut utilisée (et démontrée) sur des atomes ultra-froids de Sr afin d'améliorer le chargement d'un piège dipolaire [Katori 1999].

Nous souhaitons annuler le déplacement lumineux pour la transition $^1S_0 - ^3P_{1, m_j = 0 - m_j = 0}$ et la structure même du niveau $5s5p^3P_1$ change la problématique d'annihilation des déplacements lumineux. Pour ^{88}Sr , la transition d'horloge $^1S_0 - ^3P_0$ est indépendante de la polarisation et ne dépend donc que de la longueur d'onde (longueur d'onde magique $\lambda_m \sim 813nm$), ce qui facilite la réalisation pratique. Au contraire, le déplacement lumineux du niveau $5s5p^3P_1$ est fortement dépendant de la polarisation.

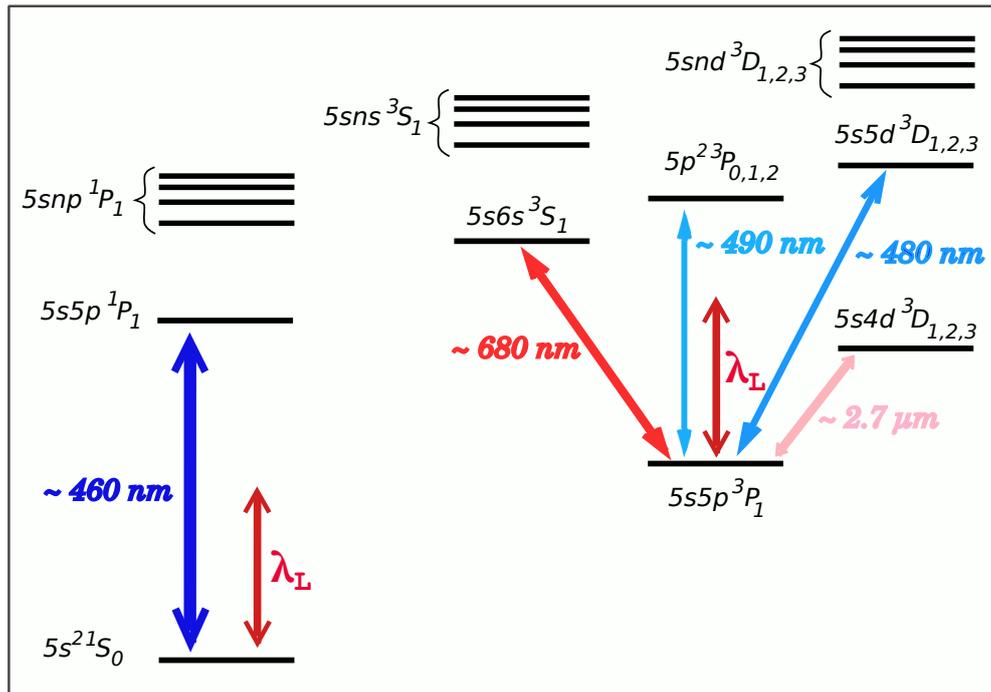


FIGURE A.1 – Diagramme d'énergie des niveaux intervenant fortement dans le processus du déplacement d'horloge. La présence du piège dipolaire à 780nm induit un couplage entre les niveaux de l'atome. Le niveau fondamental $5s^2\ ^1S_0$ est principalement influencé par la présence de $5s5p\ ^1P_1$, le niveau excité $5s5p\ ^3P_1$ se trouve majoritairement couplé aux états $5s6s\ ^3S_1$, $5p^2\ ^3P$, $5s4d\ ^3D$ et $5s5d\ ^3D$.

Tous les états nécessaires au calcul du déplacement d'horloge sont présentés dans le diagramme d'énergie de la figure A.1.

A.1.2 Calcul de polarisabilité

La polarisabilité dynamique d'un état i est obtenue par la somme de l'interaction dipolaire de l'état i avec tous les niveaux excités k et est donnée par :

$$\alpha_i(\omega_L, \hat{\epsilon}) = 2e^2 \sum_k \frac{\omega_{ik} |\langle \phi_k | \vec{D} \cdot \hat{\epsilon} | \phi_i \rangle|^2}{\hbar(\omega_{ik}^2 - \omega_L^2)} \quad (\text{A.3})$$

où ω_{ik} est la fréquence de transition entre les états i et k . L'élément de la matrice du moment dipolaire $|\langle \phi_k | \vec{D} \cdot \hat{\epsilon} | \phi_i \rangle|^2$ peut être exprimé en fonction du taux de transition A_{ik} [Hilborn 1982] :

$$|\langle \phi_k | \vec{D} \cdot \hat{\epsilon} | \phi_i \rangle|^2 = \frac{\epsilon_0}{e^2} \frac{3hc^3}{2\omega_{ik}^3} A_{ik} \quad (\text{A.4})$$

La combinaison des équations A.3 et A.4, nous permet d'obtenir l'expression de la polarisabilité qui suit :

$$\alpha_i(\omega_L, \hat{\epsilon}) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \sum_k \frac{A_{ik}}{\omega_{ik}^2 (\omega_{ik}^2 - \omega_L^2)} \quad (\text{A.5})$$

Le taux de transition A_{ik} inclut la dépendance en polarisation. En effet, dans la littérature nous trouvons généralement la valeur du taux de transition "total" Γ d'un état excité. Mais pour un état particulier avec une polarisation particulière, il nous faut introduire, dans le taux de transition, le taux de branchement propre au sous-niveau qui nous intéresse. Pour un état excité ayant pour nombres quantiques S, L_k, J_k et m_k et un état fondamental ayant pour nombres quantiques S, L_i, J_i et m_i , le taux de branchement est donné par :

$$\eta_{ik} = \frac{(2J_i + 1) \left\{ \begin{matrix} J_i & J_k & 1 \\ L_i & L_k & S \end{matrix} \right\}^2}{\sum_{J=|L_i-S|}^{|L_i+S|} (2J+1) \left\{ \begin{matrix} J & J_k & 1 \\ L_i & L_k & S \end{matrix} \right\}^2} \underbrace{(2J_k + 1) \left(\begin{matrix} J_i & 1 & J_k \\ m_i & p & m_k \end{matrix} \right)^2}_{\text{coefficient de C.G. au carré}} \quad (\text{A.6})$$

Ici, les matrices entre accolades sont les symboles $6-j$ de Racah et celle entre parenthèses représente les symboles $3-j$ de Wigner. Le premier terme de l'équation A.6 donne la fraction de la force de couplage entre 2 niveaux. Prenons l'exemple du triplet $5s5p^3P$, ce terme donne la force de couplage d'un niveau (disons 3P_0) comparée à la somme des interactions de tous les niveaux du triplet ($^3P_0, ^3P_1$ et 3P_2). Le second terme, quant à lui, donne la probabilité d'accéder à un sous-niveau Zeeman pour une polarisation donnée (cette probabilité est le coefficient de Clebsh-Gordan élevé au carré). Si l'on se place dans le cas d'une polarisation linéaire, $p = 0$ et $p = \pm 1$ dans le cas d'une polarisation circulaire.

Dans la table A.1 sont donnés les taux de branchement qui nous sont nécessaires au calcul du "clock shift" pour la transition $^1S_0 - ^3P_1, m_j = 0$.

Le taux de transition entre un état i et un état j s'écrit maintenant :

$$A_{ik} = \eta_{ik}(\hat{\epsilon}) \times \Gamma_{ik} \quad (\text{A.7})$$

TABLE A.1 – Taux de branchement η_{ik} pour les différents niveaux et polarisations.

état initial (i) et polarisation	état final(k)						
	1P_1	3S_1	3P_0	3P_1	3P_2	3D_1	3D_2
$^1S_0(m_j = 0; p = 0, \pm 1)$	1	-	-	-	-	-	-
$^3P_1(m_j = 0; p = 0)$	-	-	1/3	-	1/6	-	1/2
$^3P_1(m_j = 0; p = \pm 1)$	-	1/6	-	1/8	1/8	5/24	3/8

TABLE A.2 – Taux de transition et fréquences pour les états $5s^2\ ^1S_0$ et $5s5p\ ^3P_1$.

		$5s^2\ ^1S_0$				$5s5p\ ^3P_1$	
état excité	ω_{ik} ($2\pi \times THz$)	Γ ($\times 10^6 s^{-1}$)		état excité	ω_{ik} ($2\pi \times THz$)	Γ ($\times 10^6 s^{-1}$)	
$5s5p\ ^1P_1$	4.09	195		$5s6s\ ^3S_1$	2.74	85	
$5s6p\ ^1P_1$	6.43	1.86		$5s7s\ ^3S_1$	4.32	17.5	
$5s7p\ ^1P_1$	7.33	3.19		$5s8s\ ^3S_1$	4.95	8.22	
$4d5p\ ^1P_1$	7.76	12		$5s9s\ ^3S_1$	5.27	4.52	
$5s8p\ ^1P_1$	7.76	14.9		$5s10s\ ^3S_1$	5.45	2.77	
$5s9p\ ^1P_1$	8.00	11.6		$5p^2\ ^3P_0$	3.90	127	
$5s10p\ ^1P_1$	8.16	7.6		$5p^2\ ^3P_1$	3.94	127	
$5s11p\ ^1P_1$	8.28	4.88		$5p^2\ ^3P_2$	3.99	127	
				$5s4d\ ^3D_1$	0.689	0.345	
				$5s4d\ ^3D_2$	0.7	0.345	
				$5s5d\ ^3D_1$	3.86	61	
				$5s5d\ ^3D_2$	3.87	61	
				$5s6d\ ^3D_1$	4.74	26.7	
				$5s6d\ ^3D_2$	4.75	26.7	
				$5s7d\ ^3D_1$	5.16	14.2	
				$5s7d\ ^3D_2$	5.16	14.2	
				$5s8d\ ^3D_1$	5.38	8.51	
				$5s8d\ ^3D_2$	5.38	8.51	
				$5s9d\ ^3D_1$	5.52	5.51	
				$5s9d\ ^3D_2$	5.52	5.51	

Où Γ_{ik} est le taux de la transition associé à la transition $k \rightarrow i$ et $\eta_{ik}(\hat{\epsilon})$ le taux de branchement associé à une polarisation.

Nous répertorions dans la table A.2 les taux de transitions et fréquences associées des niveaux excités trouvés dans la littérature [Werij 1992], [Andra 1975], [Moore 1952].

$$\eta_{ik}(\hat{\epsilon}) = \eta_{ik}(\theta) = \cos^2(\theta)\eta_{ik}({}^3P_1(m_j = 0; p = 0)) + \sin^2(\theta)\eta_{ik}({}^3P_1(m_j = 0; p = \pm 1)) \quad (\text{A.8})$$

Sur la figure A.2, nous pouvons voir qu'en modifiant l'angle θ entre \vec{P} et \vec{B} , qui, on le rappelle, se traduit par un changement des poids des polarisations π et σ , nous modifions de façon continue la longueur d'onde "magique". Nous avons donc pour la transition ${}^1S_0 - {}^3P_1$, $m_j = 0$ un intervalle de longueur d'onde "magique". La valeur extrême atteinte pour un angle de $\frac{\pi}{2}$ est de $\lambda = 914nm$,

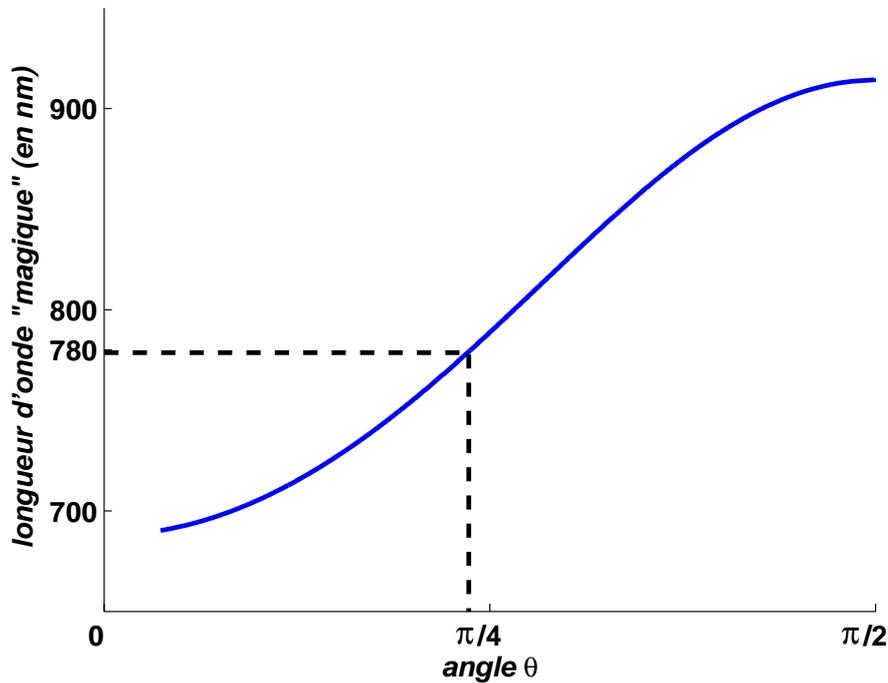


FIGURE A.2 – Évolution de la longueur d'onde "magique" (pour la transition $^1S_0 - ^3P_1$, $m_j = 0$) en fonction de l'angle existant entre \vec{P} et \vec{B} .

ce qui est corroboré par les résultats expérimentaux obtenus par H.Katori [Ido 2003].

De plus, $\lambda = 780nm$ fait partie de cet intervalle de longueur d'onde "magique" atteignable, l'angle correspondant est $\sim \frac{\pi}{4}$.

Les proportions du déplacement lumineux créé par la présence des différents états sont répertoriés dans la table A.3. Tous ceux qui sont inscrits ici sont nécessaires afin de retrouver le comportement expérimental : ils permettent l'obtention de la courbe bleue dans la figure 2.6 (voir section 2.2.1). Nous comparons ici deux configurations : $\lambda = 780nm$ associée à un angle $\theta \sim \pi/4$ et $\lambda = 914nm$ associée à $\theta = \pi/2$. Nous voulons ici mettre en relief le rôle de la polarisation.

Nous pouvons noter que la contribution des niveaux excités sur $5s^2 ^1S_0$ ne dépend pas de la polarisation du champ, d'où un comportement similaire pour les 2 longueurs d'onde. À contrario, le couplage de $5s5p ^3P_1$, $m_j = 0$ avec les autres niveaux est très influencé par la polarisation. Le changement de polarisation permet de favoriser certains couplages par rapport à d'autres. Par exemple, en se plaçant dans une polarisation circulaire "pure", le couplage vers le niveau $5p^2 ^3P_0$ s'annule.

TABLE A.3 – Proportions des déplacements lumineux engendrés pour $5s^2\ ^1S_0$ et $5s5p\ ^3P_1$, $m_j = 0$ par le couplage existant avec les différents niveaux. Nous comparons ici le déplacement créé par la présence d'un niveau excité au déplacement lumineux total. Ces valeurs sont données dans les configurations où $\lambda = 780nm$ et $\lambda = 914nm$ sont des longueurs d'onde "magiques" (soit avec respectivement $\theta \sim \pi/4$ et $\theta = \pi/2$).

	$5s^2\ ^1S_0$		$5s5p\ ^3P_1, m_j = 0$	
	780 nm	914 nm	780 nm	914 nm
$5s5p\ ^1P_1$	98.83%	98.7%	-	-
$\sum_{n>5} 5snp\ ^1P_1$	1.17%	1.3%	-	-
$5s6s\ ^3S_1$	-	-	48.8%	62.0%
$5s7s\ ^3S_1$	-	-	0.5%	1.1%
$5p^2\ ^3P_0$	-	-	14.3%	0%
$5p^2\ ^3P_1$	-	-	4.4%	9.4%
$5p^2\ ^3P_2$	-	-	10.9%	9.1%
$5s4d\ ^3D_1$	-	-	-1.1%	-3.9%
$5s4d\ ^3D_2$	-	-	-5.6%	-7.7%
$5s5d\ ^3D_1$	-	-	3.8%	8.0%
$5s5d\ ^3D_2$	-	-	17.9%	14.8%

A.1.3 Conclusion

L'étude du comportement de la longueur d'onde magique sur la transition $^1S_0 - ^3P_1, m_j = 0$ nous a permis de mettre en évidence que $780nm$ pouvait être une longueur d'onde magique. De plus, celle-ci permet de retrouver le comportement du déplacement d'horloge observé expérimentalement en fonction de l'angle existant entre le vecteur de polarisation \vec{P} et le champ magnétique \vec{B} (voir section 2.2.1 figure 2.6).

A.2 CALCUL ANALYTIQUE DU PROFIL DE DENSITÉ

Nous présentons, dans cette annexe, les détails de la résolution du système d'équations différentielles qui permet de trouver la forme analytique du profil d'un système auto-gravitant à une dimension.

Dans la partie 2.1.1, nous avons montré que notre système atomique avait à l'état stationnaire un profil de densité qui obéissait au système d'équations différentielles suivant :

$$-\frac{L_i^2}{L_{\setminus\setminus}^2}\bar{z}\bar{\rho}_0 + \frac{1}{b}B\bar{\rho}_0 - \frac{d\bar{\rho}_0}{d\bar{z}} = 0 \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{dA}{d\bar{z}} = -abB\bar{\rho}_0 \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{dB}{d\bar{z}} = -abA\bar{\rho}_0 \quad (\text{A.11})$$

Associé aux conditions aux limites suivantes : $B(0) = 0$, $\int_0^\infty \bar{\rho}_0(\bar{z})d\bar{z} = \frac{1}{2}$ et $A(+\infty) - B(+\infty) = 2$.

Afin de résoudre ce système analytiquement, il nous faut nous placer dans l'approximation suivante : $L_i \ll L_{\setminus\setminus}$. Ainsi le premier terme de l'équation A.9 disparaît et nous avons :

$$\frac{1}{b}B\bar{\rho}_0 - \frac{d\bar{\rho}_0}{d\bar{z}} = 0 \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{dA}{d\bar{z}} = -abB\bar{\rho}_0 \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{dB}{d\bar{z}} = -abA\bar{\rho}_0 \quad (\text{A.14})$$

Cherchons tout d'abord les quantités conservées du système.

- À partir de l'équation A.13 et A.14, nous pouvons montrer que $A^2 - B^2$ est une quantité conservée et nous posons $A(0) = A_0$, D'où :

$$B = \sqrt{A^2 - A_0^2} \quad (\text{A.15})$$

- À partir de l'équation A.12 et A.13, nous pouvons montrer que $A + ab^2\bar{\rho}_0$ est également une quantité conservée par le système. Nous pouvons constater que $\bar{\rho}_0(+\infty) = 0$, d'où :

$$A + ab^2\bar{\rho}_0 = A(+\infty) \quad (\text{A.16})$$

Nous avons donc :

$$\bar{\rho}_0 = \frac{A(+\infty) - A}{ab^2} \quad (\text{A.17})$$

Nous pouvons maintenant ré-écrire l'équation A.13, en n'ayant plus qu'une seule variable en z :

$$\frac{dA}{d\bar{z}} = -\frac{1}{b}\sqrt{A^2 - A_0^2}(A(+\infty) - A) \quad (\text{A.18})$$

Il nous faut donc résoudre cette équation :

$$\frac{dA}{\sqrt{A^2 - A_0^2}(A(+\infty) - A)} = -\frac{d\bar{z}}{b} \quad (\text{A.19})$$

Nous posons un premier changement de variable : $y = \sqrt{\frac{A - A_0}{A + A_0}}$ Nous obtenons :

$$\frac{2dy}{(A(+\infty) - A_0) - y^2(A(+\infty) + A_0)} = -\frac{d\bar{z}}{b} \quad (\text{A.20})$$

Afin d'obtenir une forme intégrable, nous posons ce nouveau changement de variable : $y = u\sqrt{\frac{A(+\infty) - A_0}{A(+\infty) + A_0}}$. Nous obtenons après celui-ci :

$$\frac{2du}{\sqrt{(A(+\infty)^2 - A_0^2)}(1 - u^2)} = -\frac{d\bar{z}}{b} \quad (\text{A.21})$$

Ce qui est équivalent à :

$$\frac{du}{1 - u^2} = -\frac{\sqrt{(A(+\infty)^2 - A_0^2)}d\bar{z}}{2b} \quad (\text{A.22})$$

Par intégration, nous obtenons :

$$u = \tanh\left(-\frac{\sqrt{(A(+\infty)^2 - A_0^2)}\bar{z}}{2b}\right) \quad (\text{A.23})$$

En ré-injectant les différents changement de variables, nous obtenons :

$$\bar{\rho}_0 = \frac{A(+\infty) - A_0}{ab^2} \frac{1 - \tanh^2\left(-\frac{\sqrt{A(+\infty)^2 - A_0^2}\bar{z}}{2b}\right)}{1 - \frac{A(+\infty) - A_0}{A(+\infty) + A_0} \tanh^2\left(-\frac{\sqrt{A(+\infty)^2 - A_0^2}\bar{z}}{2b}\right)} \quad (\text{A.24})$$

Nous pouvons également montrer que $A(+\infty) = 1 + \frac{A_0^2}{4}$.

Enfin nous pouvons relier A_0 à l'épaisseur optique. Dans un cas simple, nous pourrions penser que la somme des intensités des deux lasers au centre du nuage serait de $2e^{-b/2}$. Cependant l'épaisseur optique n'est égale à b que pour $x = y = 0$. Ainsi lorsque l'on prend en compte la moyenne transverse de la densité, nous pouvons montrer que $A_0 \simeq 2e^{-b/4}$.

L'équation A.24 devient alors :

$$\bar{\rho}_0(\bar{z}) = \frac{(1 - e^{-b/4})^2}{ab^2} \frac{1 - \tanh^2[(1 - e^{-b/2})\bar{z}/2b]}{1 - \frac{(1 - e^{-b/4})^2}{(1 + e^{-b/4})^2} \tanh^2[(1 - e^{-b/2})\bar{z}/2b]} \quad (\text{A.25})$$

Cette expression du profil est valable dès que l'on se place dans l'approximation de $L_i \ll L_{\parallel}$, ce qui correspond au cas de forte compression. Dans ce cas, l'action du piège harmonique est négligeable.

Afin de retrouver la forme connue du profil d'un système auto-gravitant à une dimension [Camm 1950], nous nous plaçons dans l'approximation de $b \ll 1$. Nous pouvons alors effectuer le développement limité au premier ordre de l'exponentiel. Et nous utilisons la relation suivante : $1 - \tanh^2 = \frac{1}{\cosh^2}$.

Dans le cas d'une épaisseur optique faible, l'intensité des lasers peut être considérée comme constante le long de l'axe Oz et nous trouvons alors $a = \frac{1}{2}$. Nous rappelons que a est un paramètre de fermeture de l'intégrale de l'intensité moyennée dans le plan transverse (voir paragraphe 2.1.1, équation 2.19).

Nous obtenons alors le profil de densité suivant :

$$\rho_0(z) = \frac{1}{8L_i} \frac{1}{\cosh^2(z/4L_i)} \quad (\text{A.26})$$

Avec $\rho_0(z) = \frac{1}{L_i} \bar{\rho}_0(\bar{z})$ et $\bar{z} = \frac{z}{L_i}$

A.3 ARTICLES

A.3.1 VSCPT

Une expérience de *VSCPT* (Velocity Selective Coherent Population Trapping) a été menée sur la raie d'intercombinaison du strontium.

Cette étude a permis de mettre en évidence une signature du *VSCPT* sur la distribution des moments où l'on voit apparaître deux pics à $\pm\hbar k$.

Étant donnée que les prises de données ont été effectuées avant le début de cette thèse, nous avons choisi de ne pas développer cette thématique dans ce mémoire.

Notre contribution s'est portée sur la diagonalisation de l'Hamiltonien effectif permettant de retrouver la distribution non triviale des pics observés dans la distribution des moments, notamment à forte épaisseur optique.

Low- and high-intensity velocity selective coherent population trapping in a two-level system

D. WILKOWSKI^{1(a)}, M. CHALONY¹, R. KAISER¹ and A. KASTBERG²

¹ *Institut Non Linéaire de Nice, CNRS, UMR 6618, University de Nice Sophia-Antipolis - F-06560 Valbonne, France, EU*

² *Umeå University, Department of Physics - SE-90187 Umeå, Sweden, EU*

received 24 December 2008; accepted in final form 14 May 2009

published online 17 June 2009

PACS 37.10.De – Atom cooling methods

PACS 37.10.Vz – Mechanical effects of light on atoms, molecules, and ions

PACS 42.50.Gy – Effects of atomic coherence on propagation, absorption, and amplification of light; electromagnetically induced transparency and absorption

Abstract – An experimental investigation is made of sub-recoil cooling by velocity selective coherent population trapping in a two-level system in Sr. The experiment is carried out using the narrow linewidth intercombination line at 689 nm. Here, the ratio between the recoil shift and the linewidth is as high as 0.64. We show that, on top of a broader momentum profile, subrecoil features develop, whose amplitude is strongly dependent on the detuning from resonance. We attribute this structure to a velocity selective coherent population trapping mechanism. We also show that the population trapping phenomenon leads to complex momentum profiles in the case of highly saturated transitions, displaying a multitude of subrecoil features at integer multiples of the recoil momentum.

Copyright © EPLA, 2009

Introduction. – The role of quantum interference in atomic physics has been demonstrated in several impressive experiments, *e.g.*, in [1–3]. Already in the 1970s, it was shown that quantum interference can prevent absorption in the presence of resonant light [4]. Indeed, if considering a Λ -shape configuration of internal states (two ground states and one excited state), there will exist a coherent superposition of the two ground states, for which the two excitation amplitudes to the excited state interfere destructively. For counterpropagating laser beams, such a dark state is velocity sensitive, and it can thus be used for cooling processes going below the single-photon recoil energy. An experimental proof of such “velocity selective coherent population trapping” (VSCPT) was first demonstrated in one dimension in 1988 [5]. The experimental signature consisted of two peaks in the momentum distribution, centred at the momenta $\pm\hbar k$, and of sub-recoil widths. A few years later, VSCPT was also observed in 2D and 3D [6,7]. Those experiments were done on the $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ transition in metastable helium at $1.08 \mu\text{m}$, using a near-resonant laser with $\sigma^+ - \sigma^-$ -polarisation configuration. Hence, two major requirements for VSCPT were fulfilled: firstly, the existence of a closed family of

states with respect to the laser interaction; secondly the resulting dark state is also an eigenstate of the kinetic-energy Hamiltonian. Thus, the dark state gets an infinitely long lifetime leading to arbitrary narrow peaks in the momentum distribution. In such conditions, very low temperatures have been obtained [8].

For transitions with higher angular momenta than in the above-mentioned He*-experiments (*i.e.*, with ground-state angular-momentum quantum numbers $J_g \geq 2$), at least one dark state exists if ($J_e = J_g$) or ($J_e = J_g - 1$). However, those dark states are not eigenstates of the kinetic Hamiltonian. In ref. [9], the authors suggest to add an extra off-resonant laser beam to induce light shifts in order to exactly compensate the kinetic-energy mismatch. Without any compensation, the dark state acquires a finite lifetime due to motional coupling. As far as the lifetime of this state remains long with respect to other states, it can be favoured by the system [10]. Thus it may be possible to observe VSCPT with sub-recoil peaks at momenta $\pm M_J \hbar k$ with $M_J \geq 1$, where M_J is the magnetic quantum number describing the projection of J_g . So far no experimental data have been published using such a configuration. High-momentum dark states have been reported for the case with a $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ transition in metastable helium using a lin-angle-lin polarisation

^(a)E-mail: david.wilkowski@inln.cnrs.fr

configuration [11]. In that case, the dark states are characterised by two peaks at momenta $\pm Q\hbar k$, where Q is an integer. Thus, the high momentum states are still eigenstates of the kinetic Hamiltonian.

From ref. [10], we learn that observed momentum states are not necessarily totally dark states, and are thus not eigenstates of the total atom-laser Hamiltonian. However they should be the most protected states with respect to spontaneous-emission processes. Following this idea and ref. [11], the requirement of a closed family for VSCPT does not have to be strictly fulfilled. Indeed, considering a two-level atom coupled with a nearly resonant laser, the coherent superposition of ground states with different momenta;

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|g; -\hbar k\rangle - |g; +\hbar k\rangle) \quad (1)$$

is not coupled to the excited state $|e; 0\rangle$. However the three involved states, do not form a closed family because of the coupling to the states $|e; \pm 2\hbar k\rangle$. With a broad transition, *i.e.*, $\varepsilon = \omega_r/\Gamma \ll 1$ (where Γ is the natural linewidth of the transition and $\omega_r = \hbar k^2/2m$ is the recoil angular frequency), the coupling is not sensitive to a kinetic energy mismatch between the $|e; 0\rangle$ and $|e; \pm 2\hbar k\rangle$ states and VSCPT will not occur. If, however $\varepsilon \approx 1$ (or even $\varepsilon \gg 1$), the unwanted transitions may be off-resonant, and the coherent superposition in eq. (1) acquire a long lifetime. This situation, leading to VSCPT, has been numerically studied in [12] and was observed on a helium beam, with $\varepsilon = 0.22$ [13].

In this letter we report on observed VSCPT on the $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ intercombination line in Sr at 689 nm. Here $\varepsilon = 0.64$ (with $\Gamma = 2\pi \times 7.5$ kHz). This more favorable value than the one used in [13] allows for a more pronounced observation of VSCPT in a two-level system at low intensity. The momentum distribution is still dominated by Doppler cooling effects, but an enhanced population builds up at the momenta $\pm\hbar k$. The amplitudes of these peaks strongly depend on the atom-laser detuning. Moreover, for a higher saturation parameter, multiple peaks in the momentum distribution are observed. This structure is not linked to any closed family of states and, in contrast to the low saturation case, does not correspond to an eigenstate of the kinetic Hamiltonian.

Experimental set-up. – The details of the experimental set-up, including two-stage cooling and trapping of Sr, can be found in [14,15]. Briefly, the strontium atoms are first accumulated and cooled in a (“blue”) magneto-optical trap (MOT) on the ($^1S_0 \rightarrow ^1P_1$) transition at 461 nm, and are then transferred into another (“red”) MOT, running on the ($^1S_0 \rightarrow ^3P_1$) intercombination line at 689 nm, and with saturation intensity $I_{\text{sat}} = 3 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. The cold sample, with a $50 \mu\text{m}$ rms radius, contains about 10^6 atoms at a temperature of $1 \mu\text{K}$. After the MOT phases, the atoms interact with an intensity balanced 1D standing wave along a horizontal direction.

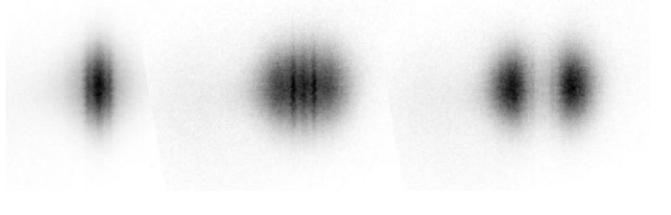


Fig. 1: Examples of time-of-flight images. The 1D optical molasses laser beams are along the horizontal axis in the figure, as well as in the experiment. From left to right, the angular detunings are $\delta = -3.1\omega_r$, $-1.8\omega_r$, and $-0.4\omega_r$, and the intensities are $I = 5I_{\text{sat}}$ for all images, where I_{sat} is the saturation intensity.

A 0.1 mT vertical magnetic bias field is applied in order to properly define the quantisation axis. This allows us to restrict the description of the dynamics to two atomic levels. The polarisation of the counterpropagating laser beams is adjusted to be parallel to the magnetic field axis. A typical duration of the 1D optical molasses phase is between 0.5 ms and 2 ms. The interaction time is then always longer than the typical lifetime of the relevant internal states. Hence, the studies of the VSCPT cooling mechanism in this article are made in the steady state regime. However, this may not be the case for particular momentum distributions, where a steady state does not exist even for red frequency detuned laser [16].

The momentum distribution is extracted this distribution using a time-of-flight (TOF) technique. The typical dark period of the TOF is 50 ms. Thereafter, a resonant probe at 461 nm is switched on for $40 \mu\text{s}$, and the fluorescence signal is collected on an intensified CCD camera. The momentum resolution is limited by the finite size of the cloud after the 1D optical molasses phase. If this phase is not too long, the typical rms radius of the cold cloud is still about $50 \mu\text{m}$, which leads to a momentum resolution of $\hbar k/6$. Images for background subtraction are taken with the same procedure, but with no atoms in the blue and the red MOTs.

Experimental results. – In fig. 1, we show examples of acquired TOF-images for three different detunings, but for otherwise identical laser parameters. The standing wave axis corresponds to the horizontal axis of the picture. By integrating along the vertical axis in fig. 1, we obtain more precise data for the momentum distributions. In fig. 2, we show such momentum distributions for a range of detunings.

It is known that Doppler cooling on broad transitions ($\varepsilon \ll 1$) leads to Gaussian momentum distributions. In the present case, one can clearly see the more complex distribution resulting from Doppler cooling on narrow transitions. For instance we have observed that the minimum momentum dispersion is obtained at a detuning of about $\delta = -4\omega_r$, in contrast to the case of broad transitions, where the minimum dispersion occurs at $\delta = -0.5\Gamma$, *i.e.*, $\delta \simeq -0.3\omega_r$ (for $\varepsilon = 0.64$) [16]. For a detuning of

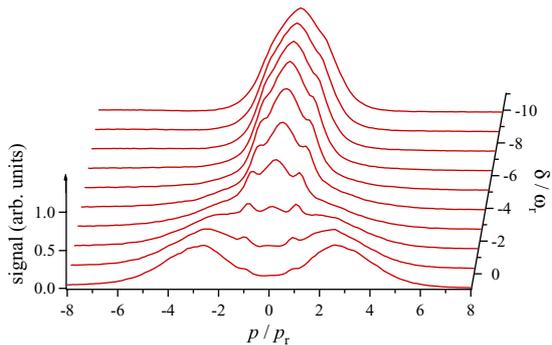


Fig. 2: (Colour on-line) Momentum distributions for the intensity $I = 5 I_{\text{sat}}$, and for angular detunings from $+0.9 \omega_r$ to $-11.1 \omega_r$. These profiles are directly obtained from images as in fig. 1, by integrating the image density along the vertical axis, and plotting against the horizontal axis. The latter is converted to momentum units, taking into account the TOF expansion time.

$\delta = -0.5\Gamma$, laser cooling on a narrow transition yields to two separated maxima, a “double hump”: the atoms are expelled from the central region. This type of distribution is in qualitative agreement with the predicted non-stationary distribution reported in [16].

On the overall momentum distribution attributed to Doppler cooling are superimposed two sub-recoil peaks at $\pm \hbar k$ due to VSCPT [12]. The entire momentum distribution is described as a number of Gaussians. Two of those, centered at $p = \pm p_r$, are used to account for VSCPT. In fig. 3, we show such fits, corresponding to three of the traces in fig. 2. The figures also show the residuals from fits including only the broad Doppler features. The widths of the subrecoil VSCPT features are limited by the convolution with the initial size of the cloud, and we can thus not extract relevant information about the VSCPT velocity distribution. However, by integrating the VSCPT-peaks, we get a measure of the fraction of the population that is in the long-lived (VSCPT) state. In fig. 4 we show the fraction of atoms in the VSCPT-state as a function of detuning. This quantity remains relatively small, within the few percent range, and peaks around $-\omega_r$ below the atomic resonance.

For higher laser intensity, the momentum distribution becomes more complex. An increasing number of subrecoil peaks, at momenta $\pm n \hbar k$ ($n \geq 1$) are now observed, as shown in fig. 5. As we will discuss in the next section, these subrecoil structures can also be attributed to a VSCPT mechanism. Those peaks are even less pronounced and broader than for the low-intensity case and a quantitative description is not easy to achieve. It is however important to note that the population fractions in the peaks are not necessarily the same or monotonously decreasing with momentum for a given experimental realisation. For example fig. 6 clearly shows more pronounced peaks for the $p = 0, \pm 2 \hbar k$ impulsion than for $p = \pm \hbar k$. We show in the following section that a long-lived state appearing at high intensity can be attributed to the peaks at $p = 0, \pm 2 \hbar k$.

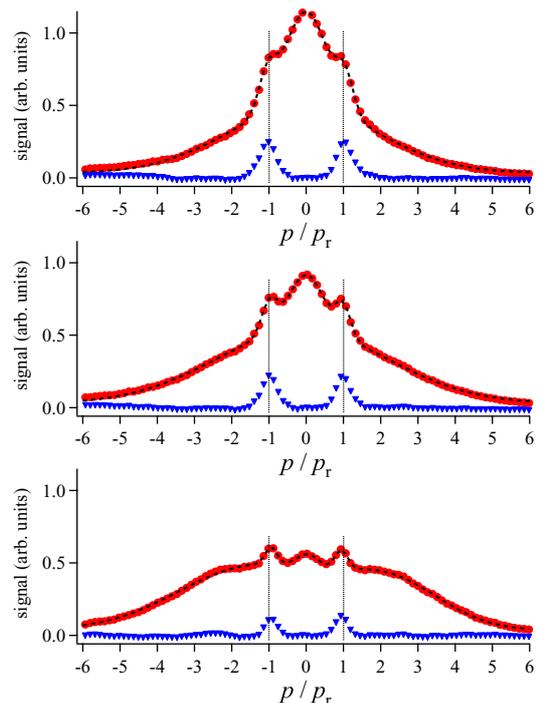


Fig. 3: (Colour on-line) Momentum profiles from fig. 2, for the angular detunings (from top to bottom), $-4.4 \omega_r$, $-3.1 \omega_r$, and $-1.8 \omega_r$. The raw data is the red circles. Fits to four Gaussians (five in the lowermost case), are presented by a dashed black line. The blue triangles are the raw data, subtracted by the resulting fit function, with exception of the two Gaussians that appear close to $\pm p_r$. Thus, this is a good indication of the part of the atomic population that is in the semi-dark state. Vertical lines at $\pm p_r$ are added, as a guide to the eye.

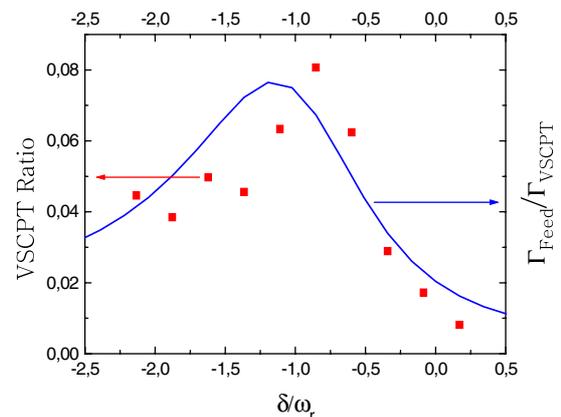


Fig. 4: (Colour on-line) Red squares: ratio of the atomic population in the VSCPT state, as a function of angular detuning. Blue line: ratio of the VSCPT feeding rate Γ_{Feed} and the VSCPT lifetime Γ_{VSCPT} .

Theoretical model and comparison with experiment. –

Effective Hamiltonian. A straightforward method to reveal the existence of long-lived states is to diagonalize the effective Hamiltonian, which takes into account the

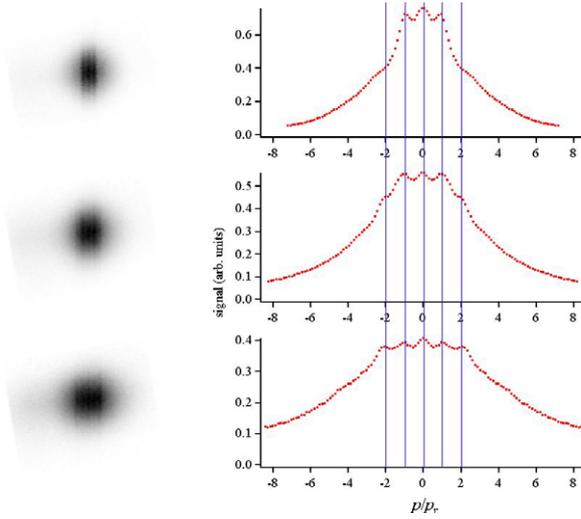


Fig. 5: (Colour on-line) Time-of-flight images and momentum distributions for high intensity. From top to bottom, the intensities are $I = 30I_{\text{sat}}$, $130I_{\text{sat}}$, and $350I_{\text{sat}}$ with $\delta \simeq -5\omega_r$. In the momentum distribution, vertical lines have been drawn at integer values of p/p_r .

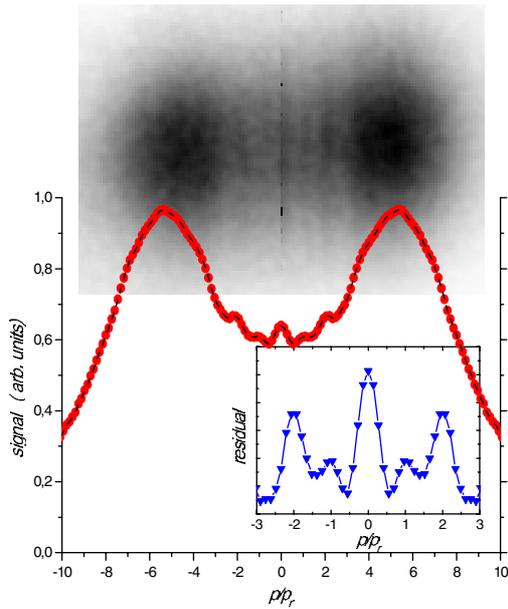


Fig. 6: (Colour on-line) Time-of-flight image at $I = 130I_{\text{sat}}$ and $\delta = -2\omega_r$, and the corresponding momentum distribution. To improve the signal-to-noise ratio the profile is symmetrized with respect to the center of the distribution. The insert shows a residual, where the slowly varying Doppler distribution has been removed.

finite lifetime of the excited state [12]. In the rotating-wave approximation, it takes the following form:

$$H_{\text{eff}} = \frac{p^2}{2m} - \hbar(\delta + i\Gamma) |e; p\rangle\langle e; p| + \frac{\hbar\Omega}{2} (|e; p\rangle\langle g; p + \hbar k| + |e; p\rangle\langle g; p - \hbar k|). \quad (2)$$

Here Ω is the Rabi frequency of the atom laser coupling and we have $\frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} = \frac{I}{I_{\text{sat}}} = s_0$, where I is the laser intensity and s_0 the resonant saturation parameter. The coupling term in the Hamiltonian only connects ground and excited states that have momentum differences of $\hbar k$. For this reason, one can reformulate the effective Hamiltonian in the following way:

$$H_{\text{eff}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{(q + 2n\hbar k)^2}{2m} - \hbar(\delta + i\Gamma) \right) \times |e; q + n\hbar k\rangle\langle e; q + n\hbar k| + \frac{(q + 2n\hbar k)^2}{2m} |g; q + n\hbar k\rangle\langle g; q + n\hbar k| + \frac{\hbar\Omega}{2} (|e; q + n\hbar k\rangle\langle g; q + (n+1)\hbar k| + |e; q + n\hbar k\rangle\langle g; q + (n-1)\hbar k|) \right], \quad (3)$$

with n being an integer and $0 \leq q < \hbar k$. Each family of states is characterized by a q value and by an odd (respectively, even) value of n for the ground state and an even (respectively, odd) value of n for the excited state.

Strictly speaking, each family contains an infinite number of members. However, one can remove high-momentum states, since the Doppler shift brings them far off-resonance. Hence to solve the eigenstate equation, we choose n_{max} , a maximum value of n , such that the coupling between the $|g(e); q \pm (n_{\text{max}} - 1)\hbar k\rangle$ state and the $|e(g); q \pm n_{\text{max}}\hbar k\rangle$ state is small and has any impact on the eigenstates of interest. In figs. 7(a) and (b), we show the real and the imaginary parts of the eigenvalues, corresponding to some of the eigenstates of the effective Hamiltonian (eq. (3)) for $\varepsilon = 0.64$ with $n_{\text{max}} = 8$ and $q = 0$, as a function of the Rabi frequency.

Low-intensity case. At low Rabi frequency, an expected behaviour corresponding to VSCPT on a two-level system is observed. The VSCPT state, namely the long-lived state, has an eigenvalue which corresponds to the red line (full line in fig. 7(b)). Indeed, its imaginary part remains small when Ω increases, while its real part does not change significantly. At vanishing Ω , we check that the eigenstate is, as expected, the one defined by expression (1). The smooth dependency of the VSCPT state lifetime is mainly due to the off-resonant coupling to the $|e; 2 \pm \hbar k\rangle$ states. Thus one has

$$\Gamma_{\text{VSCPT}} \xrightarrow{\Omega \rightarrow 0} \Gamma_{\text{off}} = \frac{\Gamma\Omega^2}{\Gamma^2 + 4(\delta - 3\omega_r)^2}, \quad (4)$$

where Γ_{off} is the red dashed line in fig. 7(b). On the other hand, the green line (in bold in fig. 7(b)) corresponds to the coupling state orthogonal to the VSCPT state for vanishing Ω . At resonance, the lifetime Γ_C of this state is mainly due to the coupling to the $|e; 0\rangle$ state:

$$\Gamma_C \xrightarrow{\Omega \rightarrow 0} \Gamma_{\text{on}} = \frac{\Gamma\Omega^2}{\Gamma^2 + 4(\delta + \omega_r)^2}. \quad (5)$$

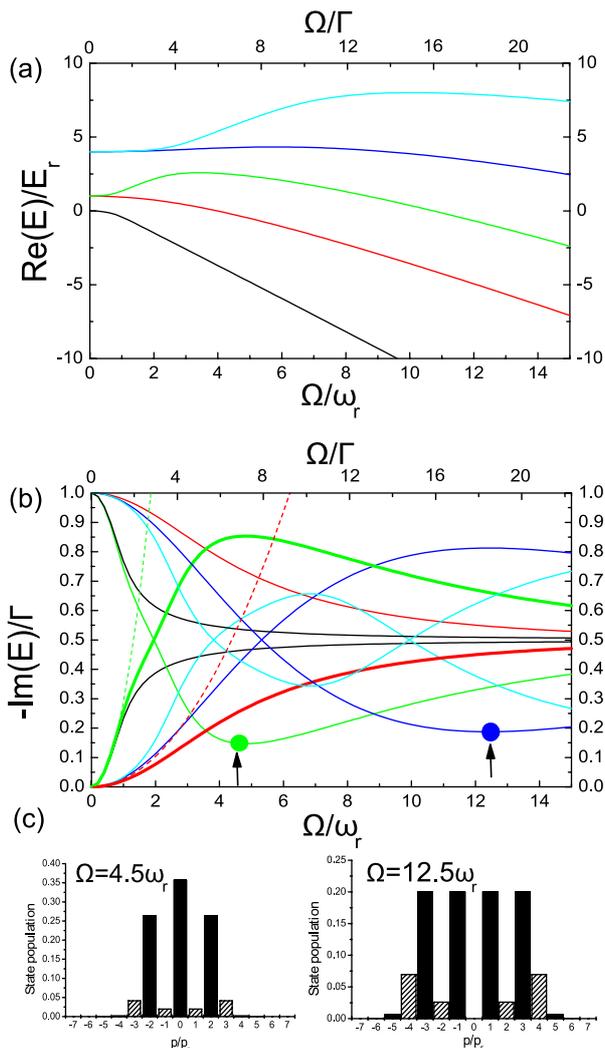


Fig. 7: (Colour on-line) Real (a) and imaginary parts (solid lines) (b) of the eigenvalues of the effective Hamiltonian given by the expression 3, with $n_{\text{max}} = 8$ and $q = 0$, as a function of Ω . Only the eigenvalues corresponding to eigenstates for which the momentum $|p| \leq 2\hbar k$ at $\Omega = 0$ are shown. In (b) the dashed red and black lines correspond, respectively, to Γ_{off} and $\Gamma'(\delta + \omega_r)$, whereas the dash-dotted line corresponds to Γ_C in units of Γ (see text). At $\Omega \approx 4.5\omega_r$ and $\Omega \approx 12.5\omega_r$ long-lived states appear, pointed out by arrows and coloured circles. The histograms in (c) represent the populations of the relevant momentum states in the ground state (plain bars) and in the excited state (dashed bars).

Indeed Γ_{on} , which corresponds to the dashed green line in fig. 7(b), coincides with the green line at small Ω .

One can estimate the population of the VSCPT state by a simple feed and loss mechanism. One then assumes that the population is proportional to the ratio $\Gamma_{\text{feed}}/\Gamma_{\text{VSCPT}}$, where $\Gamma_{\text{feed}} \approx (\Gamma_{\text{VSCPT}} + \Gamma_C)/2$ is the feeding rate. Using the result given by the numerical simulation for evaluating $\Gamma_{\text{feed}}/\Gamma_{\text{VSCPT}}$, we compare this ratio to the experimental data points in fig. 4. The result is very satisfactory.

High-intensity case. If the two-level atom can be treated semi-classically, like for a broad transition for example, the two imaginary parts monotonously converge at high intensity to the same value, namely $\text{Im}[E] = -\Gamma/2$. In the full quantum problem, similar behaviours are also observed. This is for example the case for the states $|e; p = 0\rangle$ and $|g; p = 0\rangle$ (black curves in fig. 7(b)). In contrast, other states have unexpected non-monotonous behaviours. Some of them exhibit minima as a function of Ω , sort as the one depicted by a *green* line at $\Omega \approx 4.5\omega_r$ and a *blue* one at $\Omega \approx 12.5\omega_r$. Those states are of particular interest as they are long lived ones. We will now demonstrate that those states are at the origin of the multi peak structures experimentally observed at high intensity.

Figure 7(c) shows the normalized population of the momentum states, for the two long-lived state. If a two-peak structure at $p = \pm\hbar k$ is a characteristic of VSCPT at low intensity, an increasing number of peaks is predicted by our model and also observed in the experiment at higher intensity. For example the long-lived state at $\Omega \approx 4.5\omega_r$ is mainly composed of three peaks, at $p = 0$ and at $p = \pm 2\hbar k$. At $\Omega \approx 12.5\omega_r$ a four-peak structure at $p = \pm\hbar k$ and $p = 3 \pm \hbar k$ is expected.

Lets focus on the simplest case, namely the three-peak case at $\Omega \approx 4.5\omega_r$, and derive an analytical expression for the state lifetime. In the view of the most abundant peak population, we restrict ourselves to $n_{\text{max}} = 2$ and consider only the closed family $\{|g; q\rangle, |e; q \pm \hbar k\rangle, |g; q \pm 2\hbar k\rangle\}$. Under this condition, a straightforward diagonalisation of the effective Hamiltonian can be performed in the limit of high saturation. Here the kinetic terms and the radiative decay are removed and later been treated with the perturbation theory. One gets the following eigenvalues; $\lambda = 0$, $\lambda = \pm 1/2$, and $\lambda = \pm\sqrt{3}/2$ (in units of $\hbar\Omega$), with the eigenstates

$$|\lambda = 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} (|g; q - 2\hbar k\rangle - |g; q\rangle + |g; q + 2\hbar k\rangle) \quad (6)$$

$$|\lambda = \pm 1/2\rangle = \frac{1}{2} (-|g; q - 2\hbar k\rangle \mp |e; q - \hbar k\rangle \pm |e; q + \hbar k\rangle + |g; q + 2\hbar k\rangle) \quad (7)$$

$$|\lambda = \pm\sqrt{3}/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{12}} \left(|g; q - 2\hbar k\rangle \pm \sqrt{3} |e; q - \hbar k\rangle + 2 |g; q\rangle \pm \sqrt{3} |e; q + \hbar k\rangle + |g; q + 2\hbar k\rangle \right). \quad (8)$$

In this context the $|\lambda = 0\rangle$ state has any excited-state component with three peaks at $p = 0$ and $p = \pm 2\hbar k$, thus very similar to the example shown in fig. 7(c). The $|\lambda = 0\rangle$ state gets a finite lifetime firstly due to the kinetic term which mix it to the $|\lambda = \pm 1/2\rangle$ and $|\lambda = \pm 3/2\rangle$ states and secondly due to the off-resonant coupling to the $|e; q \pm 3\hbar k\rangle$ states. Using perturbation theory, the imaginary

part, of the $|\lambda=0\rangle$ state can be calculated. With $q \ll \hbar k$, one gets

$$\Gamma_{\lambda=0} = \Gamma_{\text{kin}} + \Gamma_{\text{off}}, \quad (9)$$

where

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{kin}} &= -\frac{(8\omega_r)^2}{27} \frac{4\Gamma}{\Omega^2} \left(1 + 9 \left(\frac{q}{\hbar k}\right)^2\right) \\ \Gamma_{\text{off}} &= -\frac{\Gamma\Omega^2}{3} \frac{1}{2(5\omega_r)^2 + \Omega^2} \\ &\times \left(1 + \frac{(40\omega_r^2)^2}{(2(5\omega_r)^2 + \Omega^2)^2} \left(\frac{q}{\hbar k}\right)^2\right). \end{aligned} \quad (10)$$

The general dependance of $\Gamma_{\lambda=0}$ at $q=0$, given by relation 9, is found to be in good agreement with the numerical simulation presented in fig. 7. Moreover, the q -dependence of $\Gamma_{\lambda=0}$ indicates that the long-lived state is also velocity selective. This point is particularly important for a VSCPT cooling scheme.

Momentum distributions corresponding to the $|\lambda=0\rangle$ state have also been observed in the experiment, as shown in fig. 6. The detailed VSCPT distribution is shown as a residual, where the slow-varying envelop has been numerically removed. We observe three peaks of the same height in good agreement with the prediction from fig. 7(c). However the measured intensity is $I \approx 130I_{\text{sat}}$, *i.e.*, $\Omega \approx 12\omega_r$. Even if the $|\lambda=0\rangle$ state is still a long-lived one at this value, the intensity is two times larger than the predicted optimum one ($\Omega \approx 4.5\omega_r$). This discrepancy may be due to an absence, in our simplified model, of a dynamical description of the population of the long-lived state. Indeed the model gives a prediction of the escape rate via the state lifetime but the feeding process is not described. The observation of those long lived states may occur at a larger or shifted range of intensity than the model prediction. Indeed only smooth changes, as a function of the system parameter, on the multi peak structure have been observed so far. Moreover, since the image of fig. 6 does not reveal any peaks at $\pm 3\hbar k$, the $\pm\hbar k$ structure can still be associated to the state $(|g; -\hbar k\rangle - |g; +\hbar k\rangle)/\sqrt{2}$, corresponding to the low intensity case.

Conclusions. – VSCPT-cooling on a two-level atomic system has been experimentally demonstrated. This is possible, since the atomic transition used, in Sr, has a narrow linewidth, making the otherwise open family of momentum states, $|g; -\hbar k\rangle$, $|e; 0\rangle$, and $|g; +\hbar k\rangle$, less open, due to kinetic detuning from other momentum states. Thus, a semi-dark state is formed. During the cooling, the long-lived state, of sub-recoil width, is fed with atoms, while there is simultaneously a constant loss. For a favourable ratio between the feeding rate and the loss rate, the momentum profile acquires narrow peaks, centered at $\pm\hbar k$, that lie on top of the Doppler cooled

profile. At best, the steady-state population of the dark state reaches $\approx 10\%$.

At high saturation, complex momentum profiles arise with subrecoil peaks also resulting from a coherent population trapping mechanism. With an analysis based on an effective Hamiltonian approach, we have identified the observed multipeak structures to long-lived states.

F. BOUCHET, C. DION and M. NYLÉN are kindly acknowledged for discussions. AK thanks the *International Cold Atom Network (INTERCAN)* for support, and the staff at INLN for hospitality. This work was financially supported by the *Conseil général des Alpes-Maritimes* and the *Laboratoire National de Métrologie et d'Essai (LNE)*.

REFERENCES

- [1] ZIBROV A. S., LUKIN M. D., NIKONOV D. E., HOLLBERG L., SCULLY M. O., VELICHANSKY V. L. and ROBINSON H. G., *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 1499.
- [2] ANDERSON B. P. and KASEVICH M. A., *Science*, **282** (1998) 1686.
- [3] PETERS A., CHUNG K. Y. and CHU S., *Metrologia*, **38** (2001) 25.
- [4] ALZETTA G., GOZZINI A., MOI L. and ORRIOLS G., *Nuovo Cimento B*, **36** (1976) 5.
- [5] ASPECT A., ARIMONDO E., KAISER R., VANSTEENKISTE N. and COHEN-TANNOUDJI C., *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1988) 826.
- [6] LAWALL J., BARDOU F., SAUBAMEA B., SHIMIZU K., LEDUC M., ASPECT A. and COHEN-TANNOUDJI C., *Phys. Rev. Lett.*, **73** (1994) 1915.
- [7] LAWALL J., KULIN S., SAUBAMEA B., BIGELOW N., LEDUC M. and COHEN-TANNOUDJI C., *Phys. Rev. Lett.*, **75** (1995) 4194.
- [8] SAUBAMEA B., HIJMANS T. W., KULIN S., RASEL E., PEIK E., LEDUC M. and COHEN-TANNOUDJI C., *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997) 3146.
- [9] OLSHANII M. A. and MINOGIN V. G., *Opt. Commun.*, **89** (1992) 393.
- [10] PRUDNIKOV O. N. and ARIMONDO E., *J. Opt. Soc. Am. B*, **20** (2003) 909.
- [11] WIDMER M. T., DOERY M. R., BELLANCA M. J., BUELL W. F., BERGEMAN T. H. and METCALF H. J., *Phys. Rev. A*, **53** (1996) 946.
- [12] DOERY M. R., VREDENBREGT E. J. D. and BERGEMAN T., *Phys. Rev. A*, **51** (1995) 4881.
- [13] HACK J., LIU L., OLSHANII M. and METCALF H., *Phys. Rev. A*, **62** (2000) 013405.
- [14] CHANELIÈRE T., MEUNIER J.-L., KAISER R., MINIATURA C. and WILKOWSKI D., *J. Opt. Soc. Am. B*, **22** (2005) 1819.
- [15] CHANELIÈRE T., HE L., KAISER R. and WILKOWSKI D., *Eur. Phys. J. D*, **46** (2008) 507.
- [16] CASTIN Y., WALLIS H. and DALIBARD J., *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989) 2046.

A.3.2 Transmission cohérente dans un nuage de diffuseurs

L'étude de la transmission cohérente a été menée durant ce travail de thèse. La présentation de l'expérience et des résultats obtenus est développée dans le chapitre 3. L'article suivant reprend une description succincte du montage expérimental et présente l'étude du comportement de la transmission cohérente à travers un nuage d'atomes froids en fonction de la température et de l'épaisseur optique de l'échantillon atomique.

L'étude numérique et analytique effectuée par Romain Pierrat et Dominique Delande nous a permis d'obtenir une formule analytique du temps caractéristique du "flash" cohérent et cela quelque soit la température et l'épaisseur optique du milieu et ainsi nous avons pu retrouver avec un très bon accord les comportements observés expérimentalement.

Coherent flash of light emitted by a cold atomic cloud

M. Chalony,¹ R. Pierrat,² D. Delande,³ and D. Wilkowski^{1,4}

¹*Institut Non Linéaire de Nice, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, 06560 Valbonne, France*

²*Institut Langevin, ESPCI ParisTech, CNRS UMR 7587, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France*

³*Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-Paris 6, ENS, CNRS; 4 Place Jussieu, 75005 Paris, France*

⁴*Centre for Quantum Technologies, National University of Singapore, 117543 Singapore, Singapore*

(Dated: April 1, 2011)

When a resonant laser sent on an optically thick cold atomic cloud is abruptly switched off, a coherent flash of light is emitted in the forward direction. This transient phenomenon is observed due to the highly resonant character of the atomic scatterers. We analyze quantitatively its spatio-temporal properties and show very good agreement with theoretical predictions. Based on complementary experiments, the phase of the coherent field is reconstructed without interferometric tools.

PACS numbers:

Keywords:

When sent on a turbid object, a coherent light beam is scattered by the heterogeneities of the object. If the mean free path ℓ of light inside the scattering object is shorter than its thickness L , one enters into the multiple scattering regime where the photons follow a random walk. Nevertheless, a small part of the incoming photons cross the medium ballistically producing a coherent transmission equal to e^{-b} , where $b = L/\ell$ is the optical thickness of the medium. When b is large, it seems thus hopeless to coherently transmit a laser beam through an optically thick medium. In this letter, we show experimentally that this is not true and that coherent transmission almost equal to 100% can be achieved, although only over a short temporal window [see e.g. fig. 1b].

At the microscopic level, the coherently transmitted field can be seen as the result of the destructive interference between the incoming laser beam and the field radiated in the forward direction by the dipoles induced in the medium. In the stationary regime, the depletion of the coherent beam is exactly compensated by the intensity scattered in other directions. The simple idea of our experiment is to abruptly switch off a monochromatic laser beam incoming on an optically thick medium. If the laser extinction is fast enough, the induced dipoles continue to radiate a coherent field, creating a coherent flash of light decaying over their lifetime.

The extremely fast response time (fs or ps) of standard dielectric scatterers make the observation of the coherent flash challenging. This issue can be in principle overcome using resonant scatterers with long dwell time. For this reason, the first reported observation of coherent emission after the source extinction – known as free induction decay (FID) – came from NMR few decades ago [1]. In the optical domain, observation of FID in an optically thin medium was reported on a molecular thermal gas [2, 3]. More recently, optical FID in a cold cloud of rubidium gas, without inhomogeneous broadening, was also observed and compared with Maxwell-Bloch equations in

the zero temperature limit [4–7]. In this letter, FID in an optically thick medium is studied, with emphasis on the effect of the optical thickness and temperature.

A cold atomic sample of Strontium with up to 10^7 atoms in a volume of about 0.01 mm^3 , is produced in a magneto-optical trap on the $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ intercombination line at $\lambda = 689 \text{ nm}$ with a excited lifetime of $\Gamma^{-1} = 21 \mu\text{s}$ [8]. The minimal temperature of the sample is $0.7 \mu\text{K}$ which corresponds to $k\bar{v} \simeq 1.6\Gamma$, where \bar{v} is the mean atomic velocity (along any direction). Thus, in contrast to standard laser cooling, Doppler effect still broadens the atomic transition. After loading, the magneto-optical trap is switched off. A bias B-field of 1 G is applied and a probe laser at exact resonance with the $^1S_0 \rightarrow ^3P_1, m = 0$ is turned on. The waist of the probe laser is 0.5 mm , so it can be well approximated by a plane wave. The probe is kept on during $40 \mu\text{s}$ at an intensity lower than half the saturation intensity of the transition ($3 \mu\text{W}/\text{cm}^2$). On average, each atom scatters less than 0.3 probe photons, ensuring that mechanical effects are very small. The ignition and the extinction of the probe laser are achieved in less than 50 ns. The forward transmitted light is collected on an intensified CCD, placed on an image plane of the cloud, with a spatial resolution of $20 \mu\text{m}$. The gate time is 400 ns. The imaging system is well adapted for spatio-temporal studies. Moreover, the collection solid angle, 5×10^{-3} , is small enough for the incoherent fluorescence detected by the camera to be negligible.

Some key results are presented in fig. 1. In (a), the images show the shadow of the atomic cloud in the stationary regime (upper image), due to the depletion of the incoming laser beam by the atomic scatterers, and the flash of light emitted by the medium after the laser extinction (lower images). Note the ring structure, discussed below. Fig. 1(b) shows the temporal evolution of the coherent transmission at the cloud center after laser ignition and extinction. The intensity of the coherent

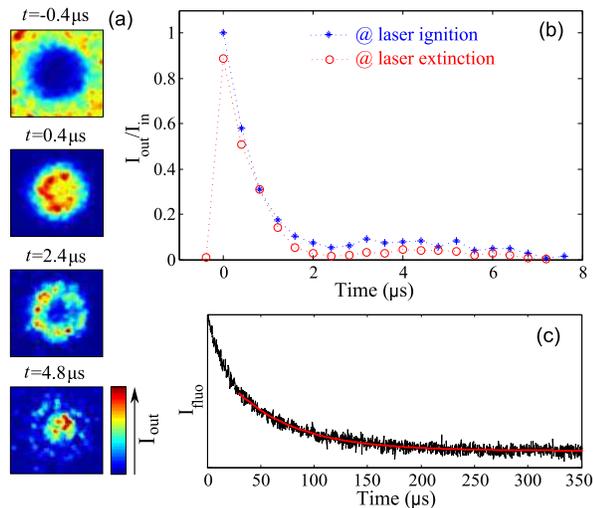


FIG. 1: (color online) (a): Images of the signal transmitted by a cold cloud with maximum optical thickness (at the center) $b = 6.5$ and temperature $T = 3.8 \mu\text{K}$. The images are taken downstream during the laser extinction. The first image ($t = -0.4 \mu\text{s}$) shows, in the stationary regime, the shadow of the atomic cloud which has scattered most of the incoming beam. After the incoming laser is switched off at time $t = 0$, a coherent flash of light – with a spatio-temporal structure – is emitted by the atomic cloud, decaying over few μs . (b): Coherent transmission at the laser ignition and extinction at the cloud center. (c): Temporal evolution of the incoherent fluorescence intensity (black line) at the laser extinction. The red curve is a fit by a decreasing exponential.

flash immediately after extinction is almost equal to the incoming laser intensity while the coherent transmission in the stationary regime (just before switch off) was negligibly small. Fig. 1(c) shows the incoherent fluorescence signal, recorded at an angle (30°) from the forward direction – so that the coherent flash does not contribute – after the laser extinction. The decay is exponential with a characteristic time $\tau_{\text{fluo}} = 57 \mu\text{s} = 2.7\Gamma^{-1}$. As a single scattering event is characterized by a dwell time Γ^{-1} , this proves that multiple scattering and radiation trapping are at play [9, 10]. The rather small value τ_{fluo} suggests that multiple scattering remains limited. This is due to the “large” Doppler effect that can bring the scattered photon out of resonance, so that it can escape the medium before being rescattered. We performed Monte Carlo simulations [11] which include both Doppler and recoil effects which turn out to be in excellent agreement with the observed decay time.

In sharp contrast, typical transient times for the coherent flash, see fig. 1(b), are *much* shorter. It is a clear signature that it has a different physical origin than radiation trapping, and that dephasing phenomena occur at a time scale shorter than τ_{fluo} . In the sequel of this paper, we analyze the physical processes responsible for the loss of phase coherence and show that they explain quan-

titatively the experimental observations. A first process is the finite lifetime of the atomic excited state related to the finite width of the atomic resonance. A second effect is due to the residual atomic motion. Once the laser is turned off, the atomic motion leads to dephasing of the dipoles, with a time constant expected to be proportional to $(k\bar{v})^{-1}$, the time needed for an atom to travel one laser wavelength. A third identified dephasing mechanism occurs in a thick medium: deep inside the medium, the atomic dipoles are driven by the superposition of the incident field and the field radiated by other atoms. Thus, the phase coherence between the various layers is more fragile, producing a shorter coherent flash.

We now sketch the principle of the theoretical calculation. For the sake of simplicity, we assume that the laser beam is a plane wave with wavevector \vec{k} perpendicular to a infinite slab of scattering medium of thickness L . Since the experiment is performed on an almost perfect two-level atomic ensemble, the vectorial nature of the fields – i.e. the light polarization – is irrelevant. Note that we do not attempt here to describe the field (multiply) scattered by the medium in other modes; the linearity of the equations implies that it will not affect the coherent outgoing beam. In the stationary regime where the incoming laser is at fixed frequency ω , the outgoing electric field of the laser is proportional to the incoming field:

$$\tilde{E}_{\text{out}}(\omega) = \tilde{E}_{\text{in}}(\omega) \exp\left(i \frac{n(\omega)\omega L}{c}\right) \quad (1)$$

where $n(\omega)$ is the complex index of refraction and c the light velocity. When the medium is diluted, the index of refraction is related to the atomic density ρ and the individual atomic polarizability $\alpha(\omega)$: $n(\omega) = 1 + \rho\alpha(\omega)/2$ [12]. The scattering mean free path $\ell(\omega)$ is directly related to the imaginary part of the polarizability: $\ell = c/[\rho\omega\Im(\alpha(\omega))]$, and the intensity transmission is simply e^{-b} , with $b = L/\ell(\omega)$ the optical thickness of the medium.

From now on, we consider the case of resonant scatterers – typically isolated atomic scatterers – which present a narrow resonance centered around ω_0 with a width $\Gamma \ll \omega_0$, such that the atomic polarizability is proportional to $1/(\omega - \omega_0 + i\Gamma/2)$ [13]. If the laser beam is switched off much faster than Γ^{-1} , the atomic dipoles can be considered as frozen during the switching, implying that they will continue to radiate the same field immediately after the switching off, slowing decaying over a typical time scale Γ^{-1} , thus creating the coherent flash of light. The preceding expression for the atomic polarizability is valid for atoms at rest. For moving atoms, it is described by the convolution of the atomic polarizability shifted by Doppler effect $1/(\omega - kv - \omega_0 + i\Gamma/2)$ (with v the atomic velocity along the laser axis) with the velocity distribution.

In order to analyze the transient phenomena, we make a Fourier decomposition of the incoming and outgoing

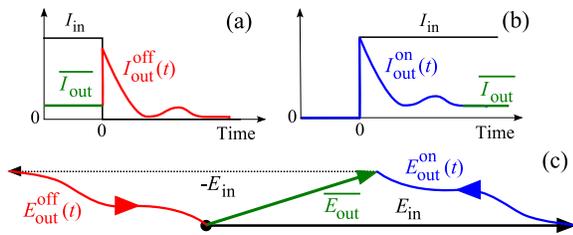


FIG. 2: Schematic view of the coherent transmission. (a) & (b): Two complementary "off" and "on" experiments, where a monochromatic laser is abruptly switched off or on. (c) Schematic temporal evolution of the outgoing electric field in the complex plane, for the two complementary experiments. In this example, the electric field E_{out} is not in phase with the ingoing field E_{in} . For a resonant laser, the theoretical prediction, essentially confirmed by the experimental observations, see fig. 4, is that the phase vanishes.

electric fields. In particular we consider two complementary experiments: in the first one ("off" experiment), a resonant laser beam is sent on the medium during a long time, then abruptly switched off, while in the "on" experiment, the same beam is simply switched on abruptly and remains on forever [14] (see a schematic description in fig. 2). The corresponding Fourier components of the incoming fields are simply:

$$\tilde{E}_{in}^{off}(\omega) = \frac{iE_0/2\pi}{\omega - \omega_0 + i0^+} \quad \tilde{E}_{in}^{on}(\omega) = \frac{iE_0/2\pi}{\omega - \omega_0 - i0^+} \quad (2)$$

The temporal dependence of the outgoing electric field is readily obtained by injecting eqs. (2) in the stationary response, eq. (1), and Fourier transforming back from frequency to time. The superposition of the "on" and "off" incoming fields is a monochromatic field at frequency ω_0 , which produces a stationary coherent outgoing field \overline{E}_{out} at the same frequency. The coherently transmitted fields in the "on" and "off" experiments are thus such that:

$$E_{out}^{on}(t) + E_{out}^{off}(t) = \overline{E}_{out} \quad (3)$$

When the laser is switched on abruptly, it takes some time for the atomic dipoles to build up and radiate a coherent field antagonist to the incoming one, meaning that the medium is initially transparent, reaching its stationary transmission over a time of the order of Γ^{-1} . This phenomenon – known as optical nutation [15] – is also schematically described in fig. 2. For large optical thickness, \overline{E}_{out} is negligibly small compared to the incoming field, so that $E_{out}^{off}(t=0^+) = \overline{E}_{out} - E_{out}^{on}(t=0^+) \approx -E_{in}$: the coherent flash of light outgoing from the medium is then as intense as the incoming laser (with a π relative phase), although the latter is already switched off!

The detailed calculation of these various effects is possible, and will be presented in a forthcoming publication [16]. The imaginary part of the atomic polarizability is unchanged when the detuning changes sign while its

real part changes sign. This implies that $\tilde{E}_{out}(\omega_0 + \delta) \approx \tilde{E}_{out}^*(\omega_0 - \delta)$ and that, for a laser frequency resonant with the atomic frequency, both $E_{out}^{on}(t)$ and $E_{out}^{off}(t)$ are real quantities, in phase (or in opposition) with the incoming field E_{in} , as experimentally observed, see below. The shape of the coherent flash of light depends on the various parameters, but it turns out that, at resonance, the initial decay rate (at time $t=0^+$) has a simple expression:

$$\tau = \frac{I_{out}^{off}(t=0^+)}{-\frac{dI_{out}^{off}}{dt}(t=0^+)} = \frac{1 - \exp(-b/2)}{b/2} g\left(\frac{k\bar{v}}{\Gamma}\right) \Gamma^{-1} \quad (4)$$

where g is related to the complementary error function [17] (assuming a Boltzman velocity distribution):

$$g(x) = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{x} \exp\left(\frac{1}{8x^2}\right) \text{Erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{8}x}\right) \quad (5)$$

The first term in eq. (4) expresses the shortening of the coherent flash in optically thick media, while the g function (always smaller than or equal to unity) the effect of the atomic velocity. For large atomic velocity, $g(x) \propto 1/x$, so that the decay time scales as $1/k\bar{v}$, as expected from the width of the atomic absorption profile.

These predictions are confronted to the experimental observations in fig. 3: the agreement is good, both when the atomic velocity or the optical thickness are varied. Note that the characteristic decay time of the experimentally observed coherent flash is measured by fitting it with a decreasing exponential, although the shape decreases faster than an exponential. This is why expression (4) slightly overestimates the decay time. When the same fitting procedure is used on the theoretical curves, the characteristic time is typically 20% smaller and agrees perfectly well with the experimental observations.

The experimental decay times, shown in fig. 3, are extracted assuming a relative phase $\phi = 0$ between $E_{out}^{on}(t)$ and E_{in} as suggested by the theoretical calculation. However, using the complementarity of the "on" and "off" experiments, one can extract $\phi(t)$ using the expression (3), from the measurement of the intensity in both the "off" and the "on" experiment. We have checked, see fig. 4, that $\phi(t)$ remains small at short time ($t < 2 \mu\text{s}$), up to the typical decay time. At longer time, the phase shift is more important especially at large optical thickness. This phase shift, not predicted by the theory developed here, could be due to some experimental imperfections such as a systematic frequency offset of the probe laser with respect to the atomic resonance, or to some inherent limitations of the experiment like mechanical effect when the probe laser is on. It could also come from a breakdown of the independent scattering assumption since the medium is not extremely dilute ($\rho\lambda^3 \simeq 0.1$). This interesting point is left for future investigations.

In the actual experiment, the atomic medium is not an infinite slab, but a spherical cloud with a Gaussian

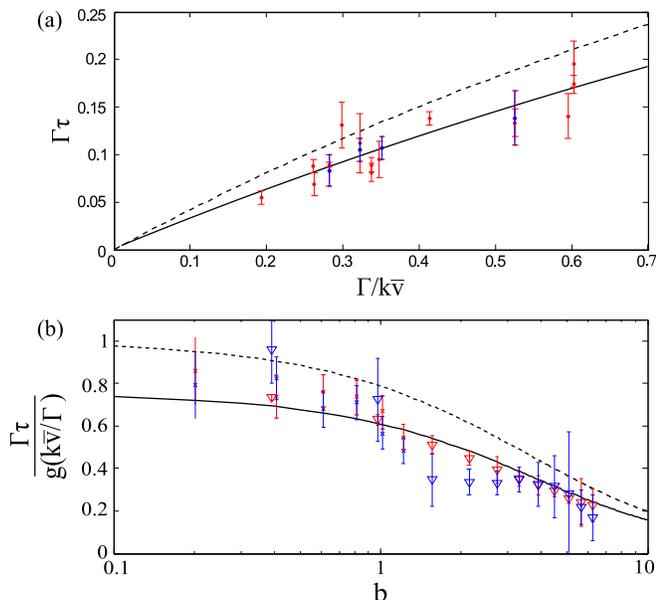


FIG. 3: (color online) Characteristic decay time of the coherent transmission at the laser ignition (blue symbols) and extinction (red symbols). The dashed line is the analytic prediction, eq. (4), based on the short time decay of the coherent pulse, while the solid curve corresponds to a fit of the full theoretical curve with a decreasing exponential. (a): Data taken as a function of the average atomic velocity, at approximately constant optical thickness $b = 1.2 - 1.6$. Theoretical curves are computed for $b = 1.5$. (b): Data taken as a function of the optical thickness b at two temperatures: $T = 1.0(2) \mu\text{K}$ or $k\bar{v} = 1.8\Gamma$ (stars) and $T = 3.8(4) \mu\text{K}$ or $k\bar{v} = 3.7\Gamma$ (triangles).

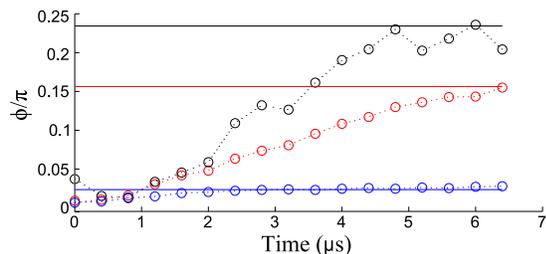


FIG. 4: Evolution of the relative phase ϕ between $E_{\text{out}}^{\text{on}}(t)$ and E_{in} as function of time for $b = 0.3$ (blue circles), $b = 1.2$ (red circles) and $b = 3.5$ (black circles). The horizontal lines are the stationary values.

shaped atomic density. When we look at the coherent beam, only forward propagation is important so that the relevant parameter is the optical thickness along an optical ray. It is maximum when the ray passes through the center of the atomic cloud and decays like $b(r) = b_{\text{max}} \exp(-r^2/2R^2)$ as a function of the transverse distance r from the center (R being the radius of the cloud). The coherent flash is thus expected to decay faster at the cloud center – the larger the optical

thickness, the shorter the decay time – than in the external layers. This is visible in the experimental records, producing a spatio-temporal dynamics with a characteristic ring shape visible in fig. 1(a) at time $t = 2.4 \mu\text{s}$. At large optical thickness, the broadening and the distortion – with respect to the natural Lorentzian shape – of the spectral absorption window [see eq. (1)] leads to an oscillatory temporal evolution of the flash, clearly observed in the experiment, see fig. 1(b), with a minimum of the intensity in the center at $t = 2.4 \mu\text{s}$, followed by a revival at $t = 4.8 \mu\text{s}$. This reinforces the ring shape. We have also performed *ab initio* calculations of the electromagnetic field coherently transmitted through a set of randomly placed atomic dipoles [18] – using the full geometry of the atomic cloud – which confirm this interpretation.

To summarize, thanks to the slow response time of the Strontium intercombination line, we have studied the spatio-temporal dynamics of the coherent transmission of a resonant laser beam across a scattering medium. We have shown the existence of a strong coherent flash of light following the extinction of the laser, and measured its characteristic properties vs. temperature and optical thickness of the medium. Using the complementary information of the laser ignition, we have reconstructed the phase of the forward transmitted electric field.

M. Ducloy and C. Miniatura are acknowledged for fruitful discussions.

-
- [1] E. Hahn, Phys. Rev. **77**, 297 (1950).
 - [2] R. Brewer and R. Shoemaker, Phys. Rev. A **6**, 2001 (1972).
 - [3] K. Foster, S. Stenholm, and R. Brewer, Phys. Rev. A **10**, 2318 (1974).
 - [4] K. Toyoda *et al.*, Phys. Rev. A **56**, 1564 (1997).
 - [5] U. Shim *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys **41**, 3688 (2002).
 - [6] H. Jeong, A. M. C. Dawes, and D. J. Gauthier, Phys. Rev. Lett. **96**, 143901 (2006).
 - [7] D. Wei *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 093602 (2009).
 - [8] T. Chanelière, L. He, R. Kaiser, and D. Wilkowski, Eur. Phys. J. D **46**, 507 (2008).
 - [9] A. Fioretti *et al.*, Opt. Comm. **149**, 415 (1998).
 - [10] G. Labeyrie *et al.*, PRL **91**, 223904 (2003).
 - [11] R. Pierrat, B. Grémaud, and D. Delande, Phys. Rev. A **80**, 13831 (2009).
 - [12] E. Hecht and A. Zajac, *Optics* (Addison-Wesley Pub. Co, 1974).
 - [13] R. Loudon, *The quantum theory of light* (Oxford University Press, USA, 2000).
 - [14] M. Ducloy, CR Acad. Sc. Paris **285B**, 13 (1977).
 - [15] R. Brewer and R. Shoemaker, Phys. Rev. Lett. **27**, 631 (1971).
 - [16] R. Pierrat, M. Chalony, D. Delande, and D. Wilkowski, to be published (2011).
 - [17] M. Abramowitz and I. Stegun, *Handbook of mathematical functions* (Dover, 1964).
 - [18] M. Lax, Phys. Rev. **85**, 621 (1952).

BIBLIOGRAPHIE

- [Adams 1995] C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, & S. Chu. *Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap*. Physical Review Letters, Vol. 74, No. 18, 1995. (Cité page 30.)
- [Andra 1975] H. Andra, H. Plohn, W. Wittmann, A. Gaupp, J. O. Stoner, Jr., & M. Gaillard. *Lifetimes of levels in neutral strontium (Sr I)*. Journal of the Optical Society of America (1917-1983), 1975. (Cité page 137.)
- [Andrews 1997] M. Andrews, C. Townsend, H. Miesner, D. Durfee, D. Kurn, & W. Ketterle. *Observation of interference between two Bose condensates*. Science, Vol. 275, No. 5300, page 637, 1997. (Cité page 3.)
- [Armstrong 1962] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, & P. S. Pershan. *Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric*. Phys. Rev., Vol. 127, No. 6, pages 1918–1939, 1962. (Cité page 11.)
- [Ashkin 1978] A. Ashkin. *Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure*. Physical Review Letters, Vol. 40, 1978. (Cité page 30.)
- [Bidel 2002a] Y. Bidel. *Piégeage et refroidissement laser du Strontium. Étude de l'effet des interférence en diffusion multiple*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, 2002. (Cité pages 14, 24, 25 et 27.)
- [Bidel 2002b] Y. Bidel, B. Klappauf, J. Bernard, D. Delande, G. Labeyrie, C. Miniatura, D. Wilkowski, & R. Kaiser. *Coherent light transport in a cold strontium cloud*. Physical review letters, Vol. 88, No. 20, page 203902, 2002. (Cité page 2.)
- [Bjorkholm 1978] J. E. Bjorkholm, R. R. Freeman, A. Ashkin, & D. B. Pearson. *Observation of Focusing of Neutral Atoms by the Dipole Forces of Resonance-Radiation Pres-*

- sure. Phys. Rev. Lett., Vol. 41, No. 20, 1978. (Cité page 30.)
- [Boyd 1968] G. Boyd & D. Kleinman. *Parametric interaction of focused Gaussian light beams*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 4, 1968. (Cité page 13.)
- [Brewer 1972] R. G. Brewer & R. L. Shoemaker. *Optical Free Induction Decay*. Phys. Rev. A, Vol. 6, No. 6, 1972. (Cité page 87.)
- [Camm 1950] G. Camm. *Self-gravitating star systems*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 110, page 305, 1950. (Cité pages 45 et 142.)
- [Carney 2001] P. Carney, V. Markel, & J. Schotland. *Near-field tomography without phase retrieval*. Physical Review Letters, Vol. 86, No. 26, pages 5874–5877, 2001. (Cité page 87.)
- [Chaneliere 2008] T. Chaneliere, L. He, R. Kaiser, & D. Wilkowski. *Three dimensional cooling and trapping with a narrow line*. The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, Vol. 46, No. 3, pages 507–515, 2008. (Cité pages 28 et 68.)
- [Chanelière 2004] T. Chanelière. *Diffusion multiple cohérente avec atomes froids de Strontium, effet de la saturation sur la rétrodiffusion cohérente - Piège magnéto-optique sur raie étroite*. PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis, 2004. (Cité pages 24 et 28.)
- [Chanelière 2005] T. Chanelière, Y. Bidel, B. Klappauf, R. Kaiser, & D. Wilkowski. *Caractérisation d'un piège magnéto-optique de strontium. Characterisation of a Strontium magneto optical trap*. Revue française de métrologie, No. 4, pages 17–27, 2005. (Cité page 26.)
- [Chu 1986] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, & A. Cable. *Experimental observation of optically trapped atoms*. Physical Review Letters, Vol. 57, 1986. (Cité pages 30 et 31.)
- [Cohen-Tannoudji 1996] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, & G. Grynberg. *Processus d'interaction entre photons et atomes*. L'Éditeur : EDP Sciences, 1996. (Cité pages 92 et 106.)

- [Dalibard 1985] J. Dalibard & C. Cohen-Tannoudji. *Atomic motion in laser light : connection between semiclassical and quantum descriptions*. Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics, Vol. 18, page 1661, 1985. (Cité page 45.)
- [Dalibard 1988] J. Dalibard. *Laser cooling of an optically thick gas : The simplest radiation pressure trap ?* Optics Communications, Vol. 68, 1988. (Cité pages 3 et 44.)
- [Dauxois 2002] T. Dauxois, S. Ruffo, E. Arimondo, & M. Wilkens. *Dynamics and Thermodynamics of Systems with Long-Range Interactions : An Introduction*. pages 1–19, 2002. (Cité pages 43 et 78.)
- [Desalvo 2010] B. J. Desalvo, M. Yan, P. G. Mickelson, Y. N. Martinez de Escobar, & T. C. Killian. *Degenerate Fermi Gas of Sr^{87}* . Physical Review Letters, Vol. 105, No. 3, 2010. (Cité page 30.)
- [di Stefano 1999] A. di Stefano, D. Wilkowski, J. Müller, & E. Arimondo. *Five-beam magneto-optical trap and optical molasses*. Applied Physics B : Lasers and Optics, Vol. 69, No. 4, pages 263–268, 1999. (Cité page 87.)
- [Emanuelli 2003] S. Emanuelli & A. Arie. *Temperature-dependent dispersion equations for $KTiOPO_4$ and $KTiOAsO_4$* . Applied Optics, Vol. 42, 2003. (Cité page 11.)
- [Fejer 1992] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, & R. L. Byer. *Quasi-phase-matched second harmonic generation - Tuning and tolerances*. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28, pages 2631–2654, 1992. (Cité pages 11 et 22.)
- [Fioretti 1998] A. Fioretti, A. Molisch, J. Müller, P. Verkerk, & M. Allegrini. *Observation of radiation trapping in a dense Cs magneto-optical trap*. Optics Communications, Vol. 149, No. 4-6, pages 415–422, 1998. (Cité page 98.)
- [Foster 1974] K. L. Foster, S. Stenholm, & R. G. Brewer. *Interference pulses in optical free induction decay*. Phys. Rev. A, Vol. 10, No. 6, 1974. (Cité page 87.)
- [Franken 1961] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, & G. Weinreich. *Generation of Optical Harmonics*. Phys. Rev.

- Lett., Vol. 7, No. 4, pages 118–119, 1961. (Cité page 8.)
- [Gattobigio 2006] G. Gattobigio, F. Michaud, G. Labeyrie, T. Pohl, & R. Kaiser. *Long Range Interactions Between Neutral Atoms*. In AIP Conference Proceedings, volume 862, page 211, 2006. (Cité page 52.)
- [Gawlik 1987] W. Gawlik & J. Zachorowski. *Forward scattering of a strong non-monochromatic laser light*. Journal of Physics B : Atomic and Molecular Physics, Vol. 20, page 5939, 1987. (Cité page 87.)
- [Góral 2000] K. Góral, K. Rzażewski, & T. Pfau. *Bose-Einstein condensation with magnetic dipole-dipole forces*. Phys. Rev. A, Vol. 61, No. 5, 2000. (Cité page 44.)
- [Griesmaier 2005] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler, & T. Pfau. *Bose-Einstein Condensation of Chromium*. Phys. Rev. Lett., Vol. 94, No. 16, 2005. (Cité page 44.)
- [Grimm 2000] R. Grimm, M. Weidemüller, & Y. B. Ovchinnikov. *Optical dipole traps for neutral atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys., Vol. 42, 2000. (Cité page 31.)
- [Hahn 1950] E. L. Hahn. *Spin Echoes*. Phys. Rev., Vol. 80, No. 4, 1950. (Cité page 87.)
- [Hilborn 1982] R. C. Hilborn. *Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that*. American Journal of Physics, Vol. 50, 1982. (Cité page 135.)
- [Holstein 1947] T. Holstein. *Imprisonment of Resonance Radiation in Gases*. Physical Review, Vol. 72, 1947. (Cité pages 98 et 99.)
- [Ido 2003] T. Ido & H. Katori. *Recoil-Free Spectroscopy of Neutral Sr Atoms in the Lamb-Dicke Regime*. Phys. Rev. Lett., Vol. 91, No. 5, 2003. (Cité page 138.)
- [Ispolatov 2001] I. Ispolatov & E. Cohen. *Phase transitions in systems with $1/r^\alpha$ attractive interactions*. Physical Review E, Vol. 64, No. 5, page 56103, 2001. (Cité page 43.)
- [Jeans 1928] J. Jeans. *Astronomy and Cosmogony*. 1928. (Cité page 43.)
- [Jungner 1989] P. Jungner, T. Fellman, B. Ståhlberg, & M. Lindberg. *Forward scattering induced by laser fields in ato-*

- mic $J=1 \rightarrow J=0$ systems.* Optics Communications, Vol. 73, No. 1, pages 38–42, 1989. (Cité page 87.)
- [Karlsson 1997] H. Karlsson & F. Laurell. *Electric field poling of flux grown $KTiOPO_4$.* Appl. Phys. Lett., Vol. 71, No. 24, page 3474, 1997. (Cité page 11.)
- [Kato 2002] K. Kato & E. Takaoka. *Sellmeier and thermo-optics dispersion formulas for KTP.* Applied Optics, Vol. 41, pages 5040–5044, 2002. (Cité page 12.)
- [Katori 1999] H. Katori, T. Ido, & M. Kuwata-Gonokami. *Optimal Design of Dipole Potentials for Efficient Loading of Sr Atoms.* Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 68, 1999. (Cité page 134.)
- [Ketterle 1999] W. Ketterle, D. Durfee, & D. Stamper-Kurn. *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates.* In Proceedings of the International School of Physics-Enrico Fermi, page 67, 1999. (Cité page 87.)
- [Khaykovich 1999] L. Khaykovich & N. Davidson. *Compression of a cold atomic cloud by on-resonance laser light.* Journal of the Optical Society of America B Optical Physics, Vol. 16, 1999. (Cité page 44.)
- [Klappauf 2004] B. G. Klappauf, Y. Bidel, D. Wilkowski, T. Chanelière, & R. Kaiser. *Detailed Study of an Efficient Blue Laser Source by Second-Harmonic Generation in a Semimonolithic Cavity for the Cooling of Strontium Atoms.* Applied Optics, Vol. 43, 2004. (Cité pages 7, 10, 12 et 14.)
- [Kogelnik 1966] H. Kogelnik & T. Li. *Laser beams and resonators.* Applied Optics, Vol. 5, 1966. (Cité page 17.)
- [Labeyrie 1999] G. Labeyrie, F. De Tomasi, J. Bernard, C. Müller, C. Miniatura, & R. Kaiser. *Coherent backscattering of light by cold atoms.* Physical Review Letters, Vol. 83, No. 25, pages 5266–5269, 1999. (Cité page 2.)
- [Labeyrie 2000] G. Labeyrie, C. Müller, D. Wiersma, C. Miniatura, & R. Kaiser. *Observation of coherent backscattering of light by cold atoms.* Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics, Vol. 2, page 672, 2000. (Cité page 2.)

- [Labeyrie 2005] G. Labeyrie, R. Kaiser, & D. Delande. *Radiation trapping in a cold atomic gas*. Applied Physics B : Lasers and Optics, Vol. 81, 2005. (Cité pages 2, 98 et 99.)
- [Lax 1952] M. Lax. *Multiple scattering of waves. 11. The effective field in dense systems*. Phys. Rev, Vol. 85, pages 621–629, 1952. (Cité page 106.)
- [Le Targat 2005] R. Le Targat, J. Zondy, & P. Lemonde. *75%-Efficiency blue generation from an intracavity PPKTP frequency doubler*. Optics Communications, Vol. 247, pages 471–481, 2005. (Cité pages 11 et 23.)
- [Le Targat 2007] R. Le Targat. *Horloge   réseau atomique au Strontium : une deuxième génération d’horloge   atomes froids*. PhD thesis, Edite de Paris, 2007. (Cité page 7.)
- [Letokhov 1968] V. S. Letokhov. *Narrowing of the Doppler Width in a Standing Wave*. ZhETF Pis ma Redaktsiiu, Vol. 7, 1968. (Cité page 30.)
- [Liao 2004] Z. M. Liao, S. A. Payne, J. Dawson, A. Drobshoff, C. Ebberts, D. Pennington, & L. Taylor. *Thermally induced dephasing in periodically poled KTP frequency-doubling crystals*. Journal of the Optical Society of America B Optical Physics, Vol. 21, 2004. (Cité page 23.)
- [Lynch 1960] F. J. Lynch, R. E. Holland, & M. Hamermesh. *Time Dependence of Resonantly Filtered Gamma Rays from Fe57*. Phys. Rev., Vol. 120, No. 2, 1960. (Cité page 87.)
- [Martinez de E. 2008] Y. N. Martinez de E., P. G. Mickelson, P. Pellegrini, S. B. Nagel, A. Traverso, M. Yan, R. Côté, & T. C. Killian. *Two-photon photoassociative spectroscopy of ultracold Sr⁸⁸*. Phys. Rev. A, Vol. 78, No. 6, 2008. (Cité page 30.)
- [Martinez de E. 2009] Y. N. Martinez de E., P. G. Mickelson, M. Yan, B. J. DeSalvo, S. B. Nagel, & T. C. Killian. *Bose-Einstein Condensation of Sr⁸⁴*. 2009. (Cité page 30.)
- [Mickelson 2010] P. G. Mickelson, Y. N. Martinez de Escobar, M. Yan, B. J. Desalvo, & T. C. Killian. *Bose-Einstein condensation of Sr⁸⁸ through sympathetic cooling with Sr⁸⁷*. Phys. Rev. A, Vol. 81, No. 5, 2010. (Cité page 30.)

- [Miller 1993] J. D. Miller, R. A. Cline, & D. J. Heinzen. *Far-off-resonance optical trapping of atoms*. Physical Review A, Vol. 47, 1993. (Cité page 30.)
- [Moore 1952] C. Moore. Atomic energy levels vol I. National Bureau of Standards, Washington, 1952. (Cité page 137.)
- [Müller 2001] C. Müller, T. Jonckheere, C. Miniatura, & D. Delande. *Weak localization of light by cold atoms : The impact of quantum internal structure*. PHYSICAL REVIEW A Phys Rev A, Vol. 64, page 053804, 2001. (Cité page 92.)
- [Newton 2002] R. Newton. Scattering theory of waves and particles. Dover Pubns, 2002. (Cité page 92.)
- [O'Dell 2000] D. O'Dell, S. Giovanazzi, G. Kurizki, & V. M. Akulin. *Bose-Einstein Condensates with $1/r$ Interatomic Attraction : Electromagnetically Induced "Gravity"*. Phys. Rev. Lett., Vol. 84, No. 25, 2000. (Cité page 44.)
- [Olivetti 2009] A. Olivetti, J. Barré, B. Marcos, F. Bouchet, & R. Kaiser. *Breathing Mode for Systems of Interacting Particles*. Physical Review Letters, Vol. 103, No. 22, 2009. (Cité page 78.)
- [Patzak 1983] E. Patzak, A. Sugimura, S. Saito, T. Mukai, & H. Olesen. *Semiconductor laser linewidth in optical feedback configurations*. Electronics letters, Vol. 19, No. 24, pages 1026–1027, 1983. (Cité page 27.)
- [Pavel 2004] N. Pavel, I. Shoji, T. Taira, K. Mizuuchi, A. Morikawa, T. Sugita, & K. Yamamoto. *Room-temperature, continuous-wave 1-W green power by single-pass frequency doubling in a bulk periodically poled MgO :LiNbO3 crystal*. Optics Letters, Vol. 29, 2004. (Cité page 12.)
- [Pierrat 2007] R. Pierrat. *Propagation et émission du rayonnement en milieu diffusant. Application à l'imagerie des milieux complexes*. PhD thesis, École Centrale Paris, 2007. (Cité page 106.)
- [Pleshko 1969] P. Pleshko & I. Palócz. *Experimental Observation of Sommerfeld and Brillouin Precursors in the Micro-*

- wave Domain*. Phys. Rev. Lett., Vol. 22, No. 22, 1969. (Cité page 87.)
- [Sellmeier 1871] W. Sellmeier. *Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge in Spectrum einiger Substanzen,*. Ann. Phys. Chem, Vol. 143, pages 272–282, 1871. (Cité page 1.)
- [Sesko 1991] D. Sesko, T. Walker, & C. Wieman. *Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap*. Journal of the optical society of america B, Vol. 8, No. 5, pages 946–958, 1991. (Cité pages 44 et 52.)
- [Shim 2002] U. Shim, S. Cahn, A. Kumarakrishnan, T. Sleator, & J.-T. Kim. *Optical Free Induction Decay in Cold ^{85}Rb Atoms*. Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 41, No. Part 1, No. 6A, pages 3688–3692, 2002. (Cité page 87.)
- [Stellmer 2009] S. Stellmer, M. K. Tey, B. Huang, R. Grimm, & F. Schreck. *Bose-Einstein Condensation of Strontium*. Phys. Rev. Lett., Vol. 103, No. 20, 2009. (Cité pages 26 et 30.)
- [Strutt 1871] J. Strutt. *XV. On the light from the sky, its polarization and colour*. Philosophical Magazine Series 4, Vol. 41, No. 271, pages 107–120, 1871. (Cité page 1.)
- [Takamoto 2003] M. Takamoto & H. Katori. *Spectroscopy of the $^1S_0 - ^3P_0$ Clock Transition of Sr^{87} in an Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett., Vol. 91, No. 22, page 223001, 2003. (Cité page 26.)
- [Takamoto 2005] M. Takamoto, F. Hong, R. Higashi, & H. Katori. *An optical lattice clock*. Nature, Vol. 435, 2005. (Cité pages 3, 54, 55 et 134.)
- [Tey 2010] M. K. Tey, S. Stellmer, R. Grimm, & F. Schreck. *Double-degenerate Bose-Fermi mixture of Strontium*. Phys. Rev. A, Vol. 82, No. 1, 2010. (Cité page 30.)
- [Toyoda 1997] K. Toyoda, Y. Takahashi, K. Ishikawa, & T. Yabuzaki. *Optical free-induction decay of laser-cooled ^{85}Rb* . Phys. Rev. A, Vol. 56, No. 2, 1997. (Cité page 87.)
- [Van De Hulst 1949] H. Van De Hulst. *On the attenuation of plane waves by obstacles of arbitrary size and form*. Physica, Vol. 15, No. 8-9, pages 740–746, 1949. (Cité page 90.)

- [Van de Hulst 1957] H. Van de Hulst. *Light scattering by small particles*. 1957. (Cité pages 87 et 92.)
- [Varoquaux 1986] E. Varoquaux, G. A. Williams, & O. Avenel. *Pulse propagation in a resonant medium : Application to sound waves in superfluid B3*. Phys. Rev. B, Vol. 34, No. 11, 1986. (Cité page 87.)
- [Wei 2009] D. Wei, J. F. Chen, M. M. T. Loy, G. K. L. Wong, & S. Du. *Optical Precursors with Electromagnetically Induced Transparency in Cold Atoms*. Phys. Rev. Lett., Vol. 103, No. 9, 2009. (Cité page 87.)
- [Werij 1992] H. G. C. Werij, C. H. Greene, C. E. Theodosiou, & A. Gallagher. *Oscillator strengths and radiative branching ratios in atomic Sr*. Phys. Rev. A, Vol. 46, 1992. (Cité page 137.)

Résumé Ce mémoire présente les résultats expérimentaux obtenus sur un nuage d'atomes froids de Strontium 88.

Une première étude permet l'observation expérimentale inédite d'un système quasi-1D présentant une interaction attractive à longue portée type gravitationnel. Elle provient d'une force attractive due à l'effet d'ombre qui apparaît lors de l'absorption des faisceaux lasers par l'échantillon atomique. Nous avons ainsi retrouvé un profil de densité suivant un \cosh^{-2} ainsi qu'une signature sur le mode de respiration du nuage.

Une seconde étude est menée sur la transmission cohérente par un nuage de diffuseurs. Des processus de décohérence du champ transmis ont été mis en évidence, faisant ainsi apparaître de nouvelles échelles de temps caractéristiques liées à la température et à l'épaisseur optique du milieu diffusant. Nous avons également fait apparaître l'évolution de la phase entre les champs incident et transmis en fonction de l'épaisseur optique du milieu.

Mots-clés Strontium, atomes froids, transmission cohérente, système auto-gravitant, interaction à longue portée.

Title Coherent transmission and gravitation type interaction in a cold Strontium cloud

Abstract This thesis presents the experimental results obtained on a cloud of cold Strontium 88 atoms.

A first study reveals novel experimental observation of a quasi-1D system exhibiting an attractive long-range interaction similar to that of gravitation. This was produced from an attractive force due to the shadow effect that appears from the absorption of laser beams through the atomic sample. We have thus found a density profile following a \cosh^{-2} behaviour and a signature on the cloud breathing oscillations.

A second study has been conducted on the coherent transmission through a cloud of scatterers. The processes of decoherence of the transmitted field have been identified, revealing new characteristic time-scales related to the temperature and optical thickness of the scattering medium. We also highlighted the evolution of the phase between the incident and transmitted fields as a function of the medium's optical thickness.

Keywords Strontium, cold atoms, coherent transmission, self-gravitating system, long range interaction.