



HAL
open science

Etude expérimentale des phénomènes de transport dans les réseaux optiques d'atomes froids

François-Régis Carminati

► **To cite this version:**

François-Régis Carminati. Etude expérimentale des phénomènes de transport dans les réseaux optiques d'atomes froids. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002. Français. NNT: . tel-00001556

HAL Id: tel-00001556

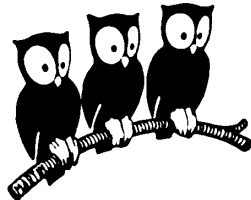
<https://theses.hal.science/tel-00001556>

Submitted on 12 Aug 2002

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

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

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



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

présentée par
François-Régis CARMINATI

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

Sujet de la thèse :

Etude expérimentale des phénomènes de transport dans les réseaux optiques
d'atomes froids

Soutenue le 5 Juillet 2002 devant le jury composé de :

M.	C. Fabre	Président
M.	M. Vallet	Rapporteur
M.	R. Kaiser	Rapporteur
M.	P. Pillet	Rapporteur
Mme	C. Triché	Examineur
M.	G. Grynberg	Directeur de thèse

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	7
I Les réseaux optiques : Historique et Généralités	11
I.1 Refroidissement Sisyphé et réseaux brillants unidimensionnels	11
I.1.1 Refroidissement Sisyphé dans le cas d'une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$	12
I.1.2 Propriétés des réseaux brillants 1D	17
I.1.3 Cas d'autres transitions	21
I.2 Réseaux tridimensionnels	23
I.2.1 Tétraèdre standard	23
I.2.2 Caractéristiques du tétraèdre $\text{lin} \perp \text{lin}$	24
I.3 Autres types de réseaux optiques	26
I.3.1 Mélasses et réseaux gris	26
I.3.2 Réseaux dipolaires	28
I.4 Méthodes expérimentales d'étude des réseaux optiques	29
I.4.1 Mesures de températures: Résonances induites par le recul	29
I.4.2 Spectroscopie pompe-sonde	32
I.4.3 Imagerie	36
I.5 Montage expérimental	36
I.5.1 Principe	36
I.5.2 Source atomique	37
I.5.3 Sources laser	39
I.5.4 Mise en forme des faisceaux	42
I.5.5 Champs magnétiques	43
I.5.6 Séquence de travail	44
II Mécanismes de transport dans les réseaux optiques	47
II.1 Diffusion spatiale	47
II.1.1 Généralités	47
II.1.2 Le mouvement Brownien	48
II.1.3 Marche au hasard	50
II.1.4 Mesure expérimentale des coefficients de diffusion	51

II.2	Résonances Rayleigh et diffusion spatiale	54
II.2.1	Diffusion Rayleigh stimulée dans les réseaux optiques	54
II.2.2	Largeur des résonances Rayleigh	58
II.3	Résonances Brillouin	59
II.3.1	Résonances Brillouin en spectroscopie standard	59
II.3.2	Modes de propagation Brillouin en spectroscopie avec pompe externe	62
II.4	Transport dans un réseau asymétrique	68
II.4.1	Introduction	68
II.4.2	Réalisation avec des atomes froids	70
II.4.3	Quelques résultats expérimentaux	73
III	Etude expérimentale de la température et de la diffusion spatiale	75
III.1	Mesures de températures	75
III.1.1	Rappels sur le montage expérimental	75
III.1.2	Résultats expérimentaux	76
III.1.3	Interprétation des résultats	78
III.2	Mesures des coefficients de diffusion spatiale	79
III.2.1	Montage expérimental	79
III.2.2	Résultats expérimentaux	80
IV	Résonances Rayleigh et relaxation dans un réseau brillant	83
IV.1	Introduction	83
IV.1.1	Etude par corrélations croisées d'intensité	84
IV.1.2	Etude par transitoires cohérents	84
IV.2	Etude des résonances Rayleigh	85
IV.2.1	Séquence expérimentale	85
IV.2.2	Résultats expérimentaux	86
IV.3	Lien entre résonances Rayleigh et diffusion spatiale	88
IV.3.1	Retour sur la diffusion spatiale	89
IV.3.2	Comparaison entre les deux méthodes	90
IV.4	Relaxation de la distribution de vitesse dans un réseau	94
IV.4.1	Etude expérimentale de la relaxation de la distribution de vitesse	95
IV.4.2	Comparaison entre taux de relaxation de la distribution de vitesses et largeur Rayleigh	98
IV.4.3	Lien avec la relation d'Einstein	100
	Conclusion	103
	Annexe	105
	Références Bibliographiques	125

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au laboratoire Kastler Brossel. Je remercie les deux directeurs Elisabeth Giacobino et Franck Laloë qui se sont succédé au cours de ces trois années, me permettant ainsi de bénéficier d'un environnement scientifique particulièrement favorable.

Gilbert Grynberg a dirigé cette thèse et je lui suis reconnaissant de m'avoir accepté dans son équipe et plus particulièrement pour avoir su être présent dans des circonstances parfois difficiles. Son enthousiasme en toute circonstance et son imagination débordante ont été très stimulants pour parvenir aux résultats obtenus durant ces trois années. Je tiens également à remercier Jocelyne, la femme de Gilbert, grâce à qui les réunions d'équipe ont pu se faire dans de bonnes conditions.

Je remercie mes collègues thésards et post-doc Laurent Sanchez-Palencia, Michele Schiavoni, Ferruccio Renzoni et Paul Visser pour l'atmosphère saine et décontractée qui a régné dans l'équipe au cours de ces trois années, et ceci malgré la rivalité Italie du nord/Italie du sud qui ont parfois animé les discussions au cours des repas de midi.

Cécile Mennerat-Robilliard et Samuel Guibal ont suivi mon travail alors que je débutais seul sur le montage expérimental, je les remercie pour leurs conseils et pour s'être intéressé aux résultats obtenus par la suite.

Je suis très reconnaissant envers les membres de l'équipe 'atomes froids' pour les prêts de matériel lorsque j'étais bloqué sur la manip: David Guery-Odelin, Philippe Cren, Christian Roos, Franck Pereira Dos Santos, Jérémie Leonard, Frédéric Chevy, Gabriele Ferrari, Florian Schreck ... Je présente d'avance mes excuses à celles ou ceux que j'aurais oublié. Concernant le prêt de matériel, mais aussi pour les nombreuses discussions souvent instructives, je tiens également à remercier nos voisins de bureau, Pierre Desbiolles et Maxime Dahan.

Je remercie Marc Vallet, Robin Kaiser et Pierre Pillet pour avoir accepté d'être rapporteur et co-rapporteur de ma thèse ainsi que pour leurs suggestions pour améliorer ce mémoire. Merci également à Claude Fabre et Christine Triché pour avoir accepté de faire partie du jury.

Comment serait-il possible de faire de la recherche sans l'aide des techniciens ? Je remercie pour cela les électroniciens Lionel Perennes et Patrick Giron ainsi que l'ensemble du personnel de l'atelier du LKB et de l'atelier général.

Merci également aux secrétaires du laboratoire pour leur aide et leur infinie patience dans le parcours du combattant qu'est devenu la commande de matériel: Geneviève Piard, Zohra Ouassyoun, Corinne Palescandolo, Linda Krikorian et Christelle Sansa.

Les voies de l'informatique sont impénétrables, mais l'aide des informaticiens du département n'est resté pas moins indispensable. Je remercie donc à ce titre Zaïre Dissi, Daniel Lemoal, Alain Launay et Thierry Besançon.

Finalement, je tiens à remercier ma famille, mes amis, tout ceux qui ont su à la fois me distraire de mon travail et me soutenir inconditionnellement tout au long de mes études.

Introduction

Proposé dès 1975 par Hänsch et Schawlow [1], le refroidissement laser a servi de tremplin pour des avancées formidables dans le domaine des gaz quantiques, en particulier avec l'observation pour la première fois en 1995 de la condensation de Bose-Einstein [2], et aussi plus récemment, avec l'observation de gaz de Fermi dégénérés [3]. Pourtant, ne considérer le refroidissement laser comme un simple outil pour l'étude des gaz dégénérés serait très réducteur: en effet, certains mécanismes de refroidissement, tel que le refroidissement Sisyphes, conduisent à une configuration où les atomes refroidis sont piégés dans des puits de potentiels régulièrement espacés créant ainsi une structure appelée réseau optique.

Le mécanisme de refroidissement Sisyphes fut introduit en 1989 par J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji [4] pour expliquer les températures plus basses que celles attendues dans certaines mélasses. Le mécanisme de refroidissement Doppler, utilisé jusque lors pour interpréter le refroidissement laser, utilise le déséquilibre de la pression de radiation dû à l'effet Doppler subi par un atome placé dans le champ de deux faisceaux laser contre-propageant. Ce mécanisme, illustré dans le cas d'un atome à deux niveaux non-dégénérés, ne tient pas compte de la dégénérescence Zeeman des niveaux. Le mécanisme Sisyphes, en tenant compte des effets de déplacement lumineux et de pompage optique entre sous-niveaux Zeeman montre que les atomes refroidis sont piégés dans une structure périodique. Les atomes piégés dans ces réseaux, créés par des faisceaux de fréquence proche de celle des transitions atomiques, continuent à diffuser la lumière, d'où le nom de réseau brillant donné à ces structures.

L'étude expérimentale des réseaux brillants 1D a mis en évidence la localisation le mouvement oscillatoire des atomes au fond des puits [5] à l'aide d'un outil très puissant pour l'étude des réseaux: la spectroscopie pompe-sonde. Cette méthode a permis également de mettre en évidence le paramagnétisme des réseaux brillants 3D [7] ainsi que l'existence de mode de propagation dits modes Brillouin à cause de l'analogie avec la diffusion Brillouin rencontrée en physique des solides [8]. La possibilité de piéger les atomes dans des structures périodiques dans lesquelles les atomes diffusent peu la lumière a également été démontrée théoriquement [9] et expérimentalement [10]. Notons également que l'analogie entre réseau optique et cristal en physique des solides a permis de construire des ponts entre les deux domaines. En effet, l'analogie peut être faite avec les électrons dans un métal, avec toutefois quelques nuances: les périodes dans les réseaux optiques sont de l'ordre du micron au lieu de l'angstroem, l'énergie des atomes est de l'ordre du micro-kelvin au lieu

de l'eV. Ainsi, outre le paramagnétisme et les résonances Brillouins, les réseaux d'atomes froids constituent un système modèle qui a permis d'observer les oscillations de Bloch [11, 12], difficiles à observer en physique des solides à cause de la présence de phonons.

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des travaux déjà effectués sur les réseaux brillants. Si beaucoup des aspects statiques des réseaux ont été étudiés, les aspects dynamiques demeurent peu explorés: on peut mentionner l'étude des résonances Brillouins mentionnées plus haut qui ont été détectées en spectroscopie pompe-sonde mais jamais visualisées directement, l'étude de la diffusion spatiale dans un réseau quasi-périodique [13] et dans un réseau de tavelures [14] (méthode directe par imagerie), l'étude de la diffusion spatiale par corrélations d'intensité [15] (méthode indirecte). En outre, il existe peu de résultats expérimentaux sur l'influence de la périodicité du réseau sur la dynamique des atomes. Finalement, le lien entre la raie centrale du spectre de transmission d'un faisceau sonde dans le réseau et la diffusion spatiale, prévu par la théorie [44] reste encore à être vérifié expérimentalement. Nous avons donc entrepris l'étude expérimentale de différents aspects de la dynamique atomique dans un réseau brillant en nous appuyant sur une méthode d'imagerie mais aussi sur une méthode de spectroscopie pompe-sonde encore inutilisée dans les réseaux optiques, les spectres obtenus jusqu'ici utilisant seulement les faisceaux du réseau comme faisceaux pompes.

La première partie de ce mémoire sera consacrée à la description des réseaux brillants et aux méthodes expérimentales qui permettent de les étudier: après un rappel de quelques notions sur le mécanisme de refroidissement Sisyphé et les propriétés des réseaux 1D et 3D, nous verrons rapidement que le domaine des réseaux optiques ne se réduit pas aux réseaux brillants en passant en revue quelques autres types de réseaux. La description des méthodes expérimentales d'étude des réseaux optiques sera ensuite l'occasion d'introduire une méthode de spectroscopie pompe-sonde dont nous avons déjà parlé plus haut dans laquelle on ajoute un faisceau externe indépendant de ceux du réseau comme faisceau pompe.

La seconde partie sera consacrée aux phénomènes de transports dans les réseaux brillants: diffusion spatiale, modes de propagation, réseau asymétrique, chacun de ces phénomènes étant illustré par des résultats expérimentaux. En particulier, nous verrons que les modes de propagation, détectés jusqu'ici par spectroscopie pompe-sonde, peuvent être également étudiés par imagerie: selon la méthode de spectroscopie employée, ces modes se manifestent par une augmentation de la diffusion spatiale dans une direction ou par un déplacement du centre de masse du nuage.

La troisième partie concernera l'étude de la température et de la diffusion spatiale dans un réseau en fonction du pas du réseau. Nous verrons que ce paramètre n'influence pas la température mais joue en revanche un rôle important pour la diffusion spatiale.

La quatrième et dernière partie sera consacrée à l'étude de la raie centrale des spectres pompe-sonde appelée raie Rayleigh. La largeur de cette raie étant liée en principe au taux de relaxation d'une observable modulée par l'interférence pompe-sonde, nous la comparerons à la relaxation de deux grandeurs: la densité et la distribution de vitesse. Dans le cas de la comparaison avec le taux de relaxation de la densité, un rappel des travaux expérimentaux existant à ce sujet sera nécessaire. Pour la relaxation de la distribution de vitesse, ceci nous donnera l'occasion d'étudier la thermalisation des atomes dans le réseau.

Chapitre I

Les réseaux optiques : Historique et Généralités

Ce chapitre a pour but de présenter d'une manière générale la physique des réseaux optiques d'atomes froids, en particulier les réseaux dits 'brillants' dans lesquels les atomes diffusent la lumière [16]. Dans ces réseaux, des phénomènes dissipatifs sont à la base d'effets tels que le refroidissement Sisyphus mais aussi de phénomènes de transports tels que la diffusion spatiale.

Dans un premier temps, nous illustrerons quelques uns des principes des réseaux optiques brillants à une dimension pour ensuite étudier quelques propriétés des réseaux tridimensionnels.

Après un bref aperçu des autres types de réseaux optiques, nous nous tournerons vers la description des moyens mis en oeuvre pour l'étude expérimentale des réseaux optiques.

I.1 Refroidissement Sisyphus et réseaux brillants unidimensionnels

Le mécanisme de refroidissement Sisyphus [4, 17] fut l'un des premiers proposé pour expliquer les températures très basses observées dans les mélasses optiques [18, 19], températures nettement en dessous de celles prévues initialement par la théorie du refroidissement Doppler. L'idée de ces mécanismes est de tenir compte de l'effet de la polarisation des faisceaux laser utilisés ainsi que de la dégénérescence Zeeman de l'atome.

L'originalité du mécanisme de refroidissement Sisyphus est qu'il conduit à une situation dans laquelle l'énergie des différents sous niveaux Zeeman de l'atome est modulée

périodiquement créant ainsi un réseau optique comme nous allons le voir dans la suite.

I.1.1 Refroidissement Sisyphe dans le cas d'une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$

Nous nous plaçons dans le cas d'un atome à deux niveaux, chacun possédant plusieurs sous-niveaux Zeeman. Le cas le plus simple pour lequel l'atome présente plusieurs sous-niveaux Zeeman dans son niveau fondamental est le cas où celui-ci a un moment cinétique $J_g=1/2$. Pour cette raison, le principe du refroidissement Sisyphe est illustré dans le cas d'une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$, sachant que le principe reste valable pour toute transition du type $J \rightarrow J+1$. La configuration des faisceaux dans le cas unidimensionnel est celle où les polarisations des faisceaux contrapropageant sont linéaires et perpendiculaires entre elles (cf. fig. I.1). Cette configuration est traditionnellement appelée $\text{lin}\perp\text{lin}$. Avant d'aller plus loin, précisons quelques notations :

- $\hbar\omega_A$ est la différence d'énergie entre les deux niveaux atomiques
- ω_L est la pulsation des faisceaux laser
- k_L est le module du vecteur d'onde des faisceaux laser
- $\Delta = \omega_L - \omega_A$ est le désaccord des faisceaux laser par rapport à la transition atomique
- Γ est la largeur naturelle du niveau excité

Nous supposons dans toute la suite que l'extension spatiale du paquet d'onde atomique est faible devant la longueur d'onde λ des faisceaux laser. Ainsi nous pourrions considérer les degrés de liberté externes de l'atome (position et impulsion) comme des grandeurs classiques pour décrire la dynamique de l'atome. Cette hypothèse porte le nom d'approximation semi-classique.

Dans la configuration $\text{lin}\perp\text{lin}$ (voir figure I.1, les amplitudes des champs s'écrivent :

$$\mathbf{E}_1(z, t) = E_0 \left(e^{i(k_L z - \omega_L t)} + c.c. \right) \mathbf{e}_x \quad (\text{I.1})$$

$$\mathbf{E}_2(z, t) = E_0 \left(e^{i(-k_L z - \omega_L t + \phi)} + c.c. \right) \mathbf{e}_y \quad (\text{I.2})$$

où ϕ est la phase relative des deux faisceaux.

En prenant $\phi = \pi/2$ (ceci revenant à changer l'origine des positions) et en passant dans la base des états circulaires du champ $\mathbf{e}_{\pm} = \mp \frac{(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)}{\sqrt{2}}$, l'amplitude totale du champ s'écrit :

$$\mathbf{E}_T = E_0\sqrt{2}(-i \sin k_L z \mathbf{e}_+ + \cos k_L z \mathbf{e}_-) \quad (\text{I.3})$$

On voit à travers cette formule que le champ est polarisé successivement σ^+ puis σ^- , cela avec une périodicité de $\lambda/2$ (voir fig. I.1).

Nous n'allons pas entrer dans les détails du formalisme nécessaire à l'étude de la dynamique de l'atome, le lecteur pourra se reporter pour cela à la référence [20]. Nous allons juste rappeler les phénomènes physiques importants se produisant.

On suppose les atomes couplés à la lumière via le hamiltonien d'interaction dipolaire électrique $V_{D.E.} = -\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}$ où \mathbf{d} est l'opérateur moment dipolaire électrique et \mathbf{E} est le champ électrique. Le premier effet du couplage entre l'atome et la lumière laser est de lever la dégénérescence entre les différents sous-niveaux Zeeman ceux-ci étant déplacés par effet Stark dynamique : ces déplacements de niveaux sont couramment appelés déplacements lumineux [21, 22]. De plus, l'amplitude de ces déplacements dépend non seulement de l'intensité des faisceaux laser mais aussi de leur polarisation. La polarisation de la lumière étant modulée spatialement dans la configuration $\text{lin}\perp\text{lin}$, il en résulte une modulation spatiale périodique des déplacements lumineux des différents sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental de l'atome. Ces déplacements jouent alors le rôle d'une énergie potentielle pour l'atome.

L'autre effet important dû à l'interaction atome-laser est le pompage optique [23]: la lumière va pouvoir, au cours de cycles d'absorption et d'émission spontanée transférer les atomes d'un sous-niveau Zeeman vers un autre. Comme le déplacement lumineux, la probabilité de transition dépend de l'intensité des faisceaux laser, de leur polarisation, mais aussi de coefficients de Clebsch-Gordan (cf. fig. I.2) dépendant de la force du couplage entre sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental et de l'état excité¹. Prenons par exemple le cas d'une lumière polarisée σ^+ : si l'atome est dans le sous-niveau Zeeman $|m_g = -1/2\rangle$, la conservation du moment cinétique impose à l'atome qui absorbe un photon de passer dans le sous-niveau $|m_e = +1/2\rangle$ de l'état excité, état à partir duquel il a une plus grande probabilité de retomber par émission spontanée dans le sous-niveau $|m_g = +1/2\rangle$ que dans le sous-niveau $|m_g = -1/2\rangle$ (à cause des coefficients de Clebsch-Gordan). Si l'atome est dans l'état $|m_g = +1/2\rangle$, celui-ci n'est couplé qu'au sous-niveau $|m_e = +3/2\rangle$ de l'état excité, état à partir duquel il ne peut retomber que dans $|m_g = +1/2\rangle$. On voit donc que l'effet d'une lumière polarisée σ^+ est d'accumuler les atomes dans le sous-niveau $|m_g = +1/2\rangle$. De même, une lumière polarisée σ^- aura pour effet d'accumuler les atomes dans le sous-niveau $|m_g = -1/2\rangle$.

Remarquons finalement que si les lasers sont désaccordés sur le rouge de la transition atomique (i.e. $\Delta < 0$), aux points où la lumière est polarisée circulairement, le pompage

¹Les coefficients de Clebsch-Gordan sont cruciaux dans le cas du pompage optique car certaines transitions sont interdites lorsque le coefficient est nul.

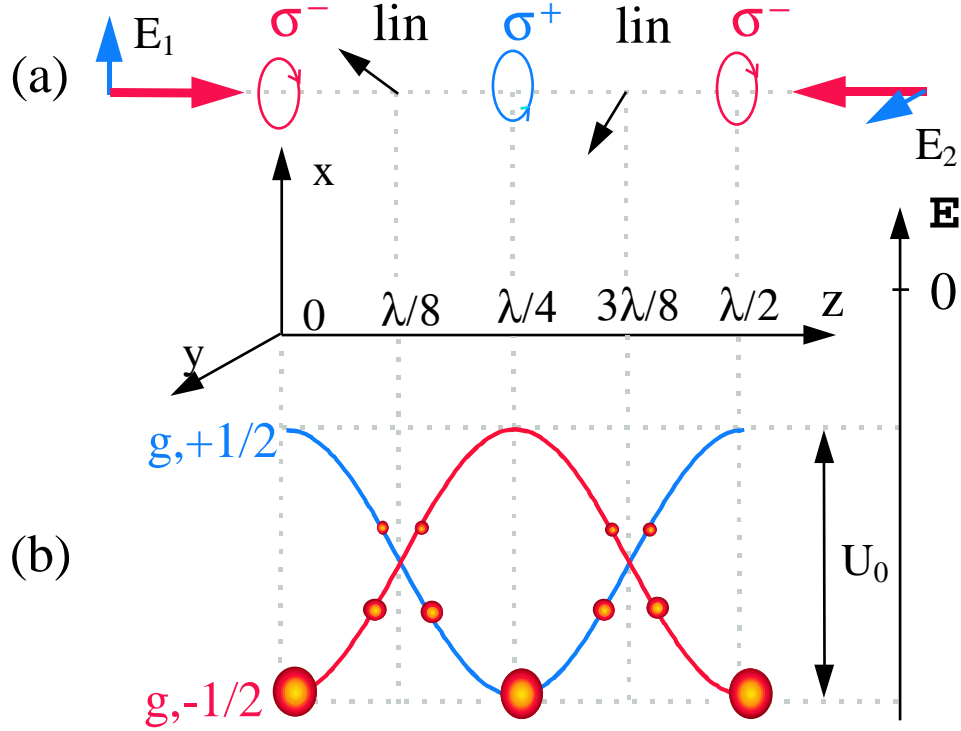


Figure I.1: (a) Configuration $lin \perp lin$: les polarisations des deux faisceaux étant perpendiculaires, il n'y'a pas de gradient d'intensité mais un gradient de polarisation. (b) Déplacements lumineux dans le cas d'une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$. On a noté $U_0 = \frac{2}{3}\hbar\Delta'$ l'amplitude du déplacement lumineux. Les potentiels sont tracés lorsque les faisceaux sont désaccordés sur le rouge de la transition atomique. On constate qu'au fond des puits, la polarisation de la lumière est purement circulaire: lorsque la lumière est polarisée σ^+ , le déplacement lumineux de $|m_g = +1/2\rangle$ passe par un minimum. De même lorsque la lumière est polarisée σ^- , le déplacement lumineux de $|m_g = -1/2\rangle$ passe par un minimum.

optique a pour effet d'accumuler les atomes au fond des puits de potentiel.

Pour caractériser le couplage entre l'atome et le rayonnement, il est d'usage d'introduire le paramètre de saturation s donné par :

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (I.4)$$

où Ω est la pulsation de Rabi définie par $\Omega = -\mathcal{D}E_0/\hbar$, \mathcal{D} étant l'élément de matrice du dipole atomique entre l'état fondamental et l'état excité pour un coefficient de

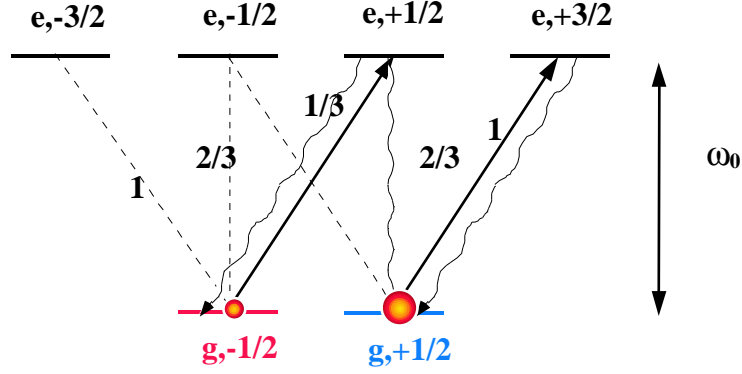


Figure I.2: Carrés des coefficients de Clebsch-Gordan pour une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$. Les transitions représentés correspondent à une lumière polarisée σ^+ et illustrent le principe du pompage optique : les atomes sont pompés vers le sous niveau $|m_g = +1/2\rangle$

Clebsch-Gordan égal à 1.

Dans toute la suite nous allons nous placer dans le régime de faible saturation pour lequel $s \ll 1$. En admettant que le temps τ séparant deux cycles de pompage optique est de l'ordre de $(s\Gamma)^{-1}$, on s'aperçoit, dans ce régime de faible saturation, que le temps passé par l'atome dans l'état excité (qui est égal à Γ^{-1}) est très faible devant τ . On ne peut donc tenir compte que des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental pour décrire le mouvement de l'atome. Cette approximation porte le nom d'élimination adiabatique de l'état excité.

Une étude plus détaillée à l'aide des équations de Bloch optiques [20] (régissant l'évolution de la matrice densité) permet de faire apparaître un opérateur déplacement lumineux dans l'évolution hamiltonienne de la matrice densité dont les valeurs propres permettent de trouver l'expression des déplacements lumineux $\mathcal{E}_\pm(z)$ des sous niveaux $|m_g = \pm 1/2\rangle$ (les deux sous niveaux Zeeman étant chacun état propre de l'opérateur déplacement lumineux):

$$\mathcal{E}_+(z) = -\hbar\Delta' \left(1 + \frac{2}{3} \cos^2 k_L z\right) \quad (\text{I.5})$$

$$\mathcal{E}_-(z) = -\hbar\Delta' \left(1 + \frac{2}{3} \sin^2 k_L z\right) \quad (\text{I.6})$$

où Δ' est donné par :

$$\Delta' = \frac{s}{2} \Delta \quad (\text{I.7})$$

ainsi que l'expression du taux de pompage $\Gamma_{+\rightarrow-}(z)$ (resp. $\Gamma_{-\rightarrow+}(z)$) de $|m_g = +1/2\rangle$ vers $|m_g = -1/2\rangle$ (resp. $|m_g = -1/2\rangle$ vers $|m_g = +1/2\rangle$) :

$$\Gamma_{+\rightarrow-}(z) = \frac{2}{9} \Gamma' \cos^2 k_L z \quad (\text{I.8})$$

$$\Gamma_{-\rightarrow+}(z) = \frac{2}{9} \Gamma' \sin^2 k_L z \quad (\text{I.9})$$

où Γ' est donné par :

$$\Gamma' = \frac{s}{2} \Gamma \quad (\text{I.10})$$

On retrouve bien à travers ces formules que $\Gamma_{+\rightarrow-}(z)$ (resp. $\Gamma_{-\rightarrow+}(z)$) est maximum pour une lumière polarisée σ^- (resp. σ^+) et que si $\Delta < 0$, aux points où la lumière est polarisée circulairement, le pompage optique tend à accumuler les atomes au fond des puits.

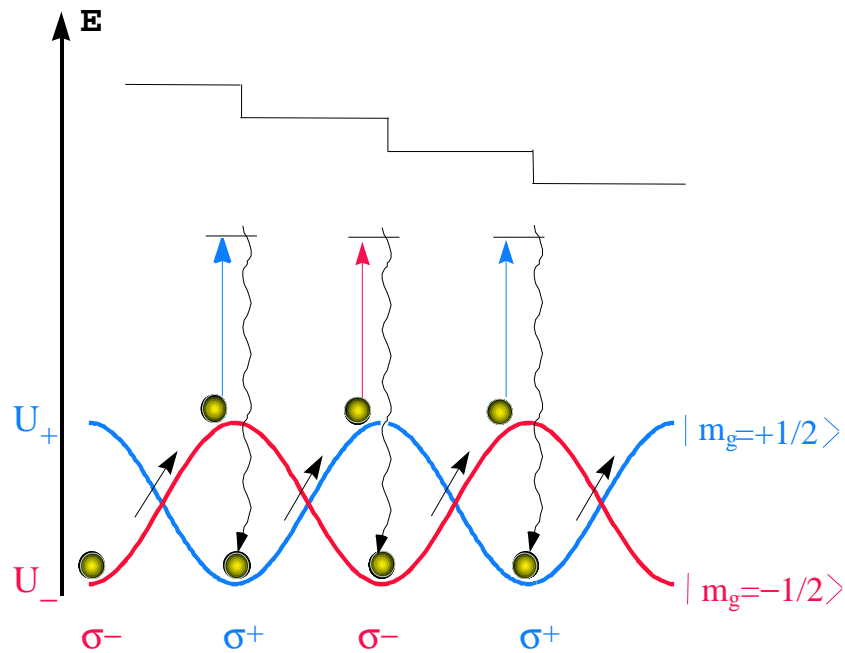


Figure I.3: Mécanisme de refroidissement Sisyphus : dans le cas d'un désaccord sur le rouge de la fréquence des faisceaux laser par rapport à la transition atomique, l'action conjuguée des déplacements lumineux et du pompage optique fait qu'un atome passe plus de temps à monter les collines de potentiel qu'à les descendre, freinant ainsi son mouvement.

Nous avons maintenant tous les outils pour comprendre le mécanisme du refroidissement Sisyphé. Partons d'un atome se trouvant initialement dans un puits de potentiel, dans l'état $|m_g = -1/2\rangle$ et se déplaçant dans le sens des z croissants² (voir fig. I.3): celui-ci gravit une colline de potentiel et perd donc de l'énergie cinétique. Au fur et à mesure que l'atome s'éloigne du fond du puits, la probabilité de subir un cycle de pompage optique augmente. Ainsi, arrivé au voisinage du haut de la colline de potentiel, l'atome est pompé vers l'état $|m_g = +1/2\rangle$ et se retrouve au fond d'un puits. Au cours du cycle de pompage, l'énergie cinétique de l'atome n'a pas varié (à l'énergie de recul due à l'émission spontanée d'un photon près). L'atome grimpe donc plus de collines de potentiel qu'il n'en descend, ce qui a pour effet de le ralentir. L'atome perd ainsi de l'énergie cinétique jusqu'à ne plus en avoir assez pour remonter une colline et reste alors piégé dans un puits. L'analogie quasi-parfaite avec le mythe grec de Sisyphé condamné à pousser une pierre en haut d'une montagne, la pierre retombant dans la vallée un fois parvenue au sommet est à la source du nom donné à ce processus de refroidissement.

Les atomes ainsi refroidis sont piégés dans des puits de potentiel mais continuent à interagir avec la lumière: en effet, au fond des puits, le rayonnement est polarisé circulairement et les atomes continuent à subir des cycles de fluorescence les ramenant toujours dans le même sous-niveau Zeeman. Les atomes piégés diffusent donc la lumière d'où le nom de réseau brillant donné à ce type de structure.

Les réseaux brillants sont en général caractérisés par la profondeur des puits de potentiel (reliée à $\hbar\Delta'$) ainsi que le taux de diffusion de la lumière (relié à Γ'). Dans le cas où $\Delta \gg \Gamma$, si $I = |E_0|^2$ est l'intensité des faisceaux laser, le paramètre de saturation est proportionnel à I/Δ^2 , on en déduit alors que:

- la profondeur des puits est proportionnelle à : $I/|\Delta|$
- le taux de diffusion de la lumière est proportionnel à : I/Δ^2

I.1.2 Propriétés des réseaux brillants 1D

Température

Comme nous l'avons vu plus haut, les atomes refroidis sont piégés dans des puits de potentiel de profondeur $-\hbar\Delta'$. Compte tenu du mécanisme de refroidissement Sisyphé, il est alors légitime de penser que l'énergie cinétique finale de l'atome est inférieure ou de l'ordre de $-\hbar\Delta'$. Les atomes se trouvant en dehors de tout régime quantique du point de

²Nous supposons la vitesse de l'atome suffisamment faible pour négliger tout phénomène de refroidissement Doppler devant les phénomènes que nous allons décrire. Ceci implique que les atomes se trouvent déjà à une température relativement basse à laquelle on peut justement parvenir par refroidissement Doppler.

vue de leurs degrés de liberté externes, cette énergie cinétique est reliée à la température par $E_c = \frac{1}{2}k_B T$, ce qui nous donne:

$$k_B T \sim -\hbar \Delta' \quad (\text{I.11})$$

Cet ordre de grandeur est confirmé si l'on calcule la température de manière plus rigoureuse en considérant l'atome comme ayant un mouvement Brownien (dont nous reparlerons plus en détail dans le chapitre suivant) dans le champ des faisceaux laser. En appelant α le coefficient de friction dû au refroidissement Sisyphes et D_p le coefficient de diffusion en impulsion, la température satisfait à l'équation d'Einstein [24]:

$$k_B T = \frac{D_p}{\alpha} \quad (\text{I.12})$$

Le calcul de α et de D_p dans la configuration lin \perp lin pour une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ [4, 20] donne si $|\Delta| \gg \Gamma$:

$$\alpha \simeq -3\hbar k_L^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \quad (\text{I.13})$$

$$D_p \simeq \frac{3}{8} \hbar^2 k_L^2 \frac{\Omega^2}{\Gamma} \quad (\text{I.14})$$

ce qui donne pour la température :

$$k_B T \simeq \frac{\hbar \Omega^2}{8|\Delta|} \quad (\text{I.15})$$

La température d'équilibre est donc proportionnelle à la profondeur des puits de potentiel, i.e. au rapport $I/|\Delta|$. Ainsi, le mécanisme de refroidissement Sisyphes permet d'atteindre des températures plus basses que le refroidissement Doppler ne le permet ³. Il y'a toutefois une limite au refroidissement: les atomes refroidis continuent de diffuser la lumière et chaque processus d'émission spontanée modifie l'impulsion de l'atome d'une quantité $\hbar k_L$ dans une direction aléatoire, ce qui contribue à chauffer l'atome. Le refroidissement Sisyphes ne permet donc pas de descendre en dessous de la température de recul définie par:

$$k_B T_R = \frac{\hbar^2 k_L^2}{2M} \quad (\text{I.16})$$

où M est la masse d'un atome. T_R vaut 362 nK pour le rubidium.

³Rappelons que la température limite du refroidissement Doppler est donné par $k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{2}$ qui vaut 142 μK pour le rubidium.

Localisation et vibration des atomes

Supposons dans cette partie que les atomes sont suffisamment localisés dans les puits de potentiel pour pouvoir considérer le potentiel comme harmonique. Dans le cas où $k_L^2 z^2 \ll 1$ et d'un puits σ^- , on a :

$$E_-(z) \simeq -\hbar\Delta' \left(1 + \frac{2}{3}k_L^2 z^2\right) \quad (\text{I.17})$$

ou bien, en utilisant l'expression de l'énergie de recul $E_R = k_B T_R$:

$$E_-(z) \simeq -\hbar\Delta' - \frac{4}{3}M \frac{\Delta' E_R}{\hbar} z^2 \quad (\text{I.18})$$

On en déduit alors l'expression de la fréquence de vibration Ω_v des atomes au fond des puits de potentiel :

$$\Omega_v = \sqrt{\frac{8|\Delta'|E_R}{3\hbar}} \quad (\text{I.19})$$

La condition $k_L^2 z^2 \ll 1$ signifie que l'atome s'écarte peu du minimum de potentiel à l'échelle de la longueur d'onde optique. Ce régime est appelé régime de Lamb-Dicke. Dans un tel régime, l'atome reste dans une zone où la composante σ^- de la polarisation de la lumière reste prépondérante devant la composante σ^+ .

En termes purement quantiques, la condition $k_L^2 z^2 \ll 1$ devient $k_L^2 \langle n|z^2|n \rangle \ll 1$. Les propriétés de l'oscillateur harmonique en mécanique quantique nous permettent d'écrire (voir référence [25], chapitre 5) : $\langle n|z^2|n \rangle = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar}{M\Omega_v}$. On trouve ainsi que l'on doit avoir :

$$n \ll \frac{\hbar\Omega_v}{E_R} \quad (\text{I.20})$$

Le rapport $\frac{E_R}{\hbar\Omega_v}$ est appelé facteur de Lamb-Dicke et est en général de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-2} . On peut alors montrer [26] que le taux de départ d'un état vibrationnel vers un autre n'est non pas de l'ordre de Γ' , taux de diffusion des photons, mais de l'ordre de Γ' multiplié par ce facteur de Lamb-Dicke. On voit alors que la durée de vie d'un état vibrationnel est considérablement allongée par rapport au temps caractéristique du pompage optique, signe que les atomes sont bel et bien localisés au fond des puits.

Régime oscillant - Régime sautant

L'atome piégé interagissant toujours avec la lumière, on est amené à considérer deux régimes:

- Le cas où l'atome subit plusieurs cycles de fluorescence au cours d'une période d'oscillation au fond d'un puits est appelé régime sautant, il est caractérisé par :

$$\frac{\Omega_v}{\Gamma'} \ll 1 \quad (\text{I.21})$$

- Au contraire, l'atome peut effectuer plusieurs oscillations au fond d'un puits avant de subir un cycle de pompage optique. On se trouve alors dans le régime oscillant pour lequel on a:

$$\frac{\Omega_v}{\Gamma'} \gg 1 \quad (\text{I.22})$$

Diffusion spatiale

Même si, comme nous venons de le voir, les atomes peuvent rester localisés durant un temps relativement long dans un puits de potentiel, il n'est pas impossible pour les atomes de passer d'un puits à un autre. En effet, lorsqu'un atome s'écarte par exemple du fond d'un puits de polarisation σ^+ , la lumière possède une faible composante σ^- qui peut faire passer l'atome de l'état $|m_g = +1/2\rangle$ à l'état $|m_g = -1/2\rangle$, l'atome se retrouvant alors dans le puits adjacent (voir figure I.4). L'atome exécute donc une marche au hasard de puits en puits lui donnant ainsi un mouvement de diffusion. En utilisant l'expression du coefficient de friction ainsi que celui du coefficient de diffusion en impulsion (voir relations IV.13 et I.14), on peut donner la valeur du coefficient de diffusion spatiale D_z à l'aide de la relation:

$$D_z = \frac{D_p}{\alpha^2} \quad (\text{I.23})$$

On obtient alors:

$$D_z \simeq \frac{1}{24} \frac{\Gamma}{k_L^2} \frac{\Omega^2}{\Delta^2} \quad (\text{I.24})$$

ou bien:

$$D_z \simeq \frac{1}{48} \frac{\hbar \Gamma}{E_R} \left(\frac{\Omega}{\Delta} \right)^2 \frac{\hbar}{M} \quad (\text{I.25})$$

Il est d'usage de donner les valeurs des coefficients de diffusion en unités de $\frac{\hbar}{M}$, ce que fait ressortir cette dernière relation.

Nous n'en dirons pas plus dans cette partie concernant la diffusion spatiale dont nous reparlerons plus en détail dans le chapitre suivant.

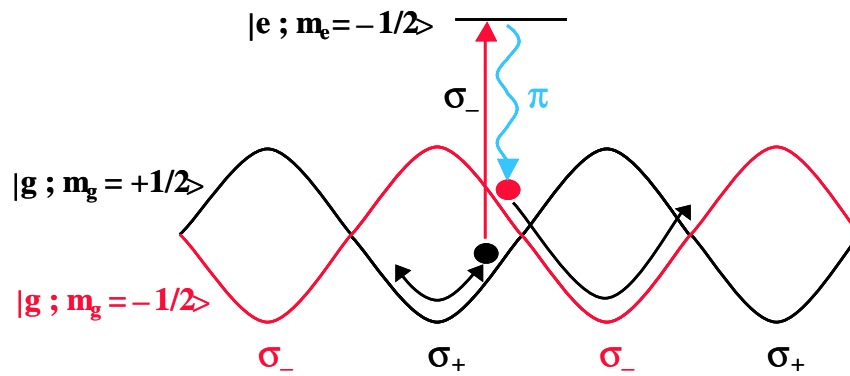


Figure I.4: *Processus élémentaire de diffusion: au fond d'un puits σ^+ , la faible composante σ^- de la lumière peut faire passer l'atome dans un puits de potentiel adjacent.*

I.1.3 Cas d'autres transitions

Nous avons, jusqu'à maintenant, vu le principe du refroidissement Sisyphé dans le cas d'une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$. Or en pratique, on ne trouve pas de telle transition parmi les atomes utilisés dans les expériences de refroidissement laser. Par exemple, pour le Rubidium, la transition utilisée est $J_g=2 \rightarrow J_e=3$ (^{87}Rb), et pour le Césium, on a une transition $J_g=4 \rightarrow J_e=5$. La description des réseaux brillants dans le cas de transitions autres que $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ nécessite d'introduire d'autres notions, ce que nous allons faire dans cette partie.

Potentils diabatiques et adiabatiques

Une des particularités de la transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ est que les sous-niveaux Zeeman sont aussi états propres de l'opérateur déplacement lumineux, ce qui n'est plus le cas pour une autre transition de type $J \rightarrow J+1$. Dans ce cas, pour trouver l'expression des déplacements lumineux ainsi que les états propres associés, il nous faut diagonaliser cet

opérateur. Les potentiels ainsi obtenus sont appelés potentiels adiabatiques. Ceux-ci sont représentés sur la figure I.5 pour une transition $J_g=4 \rightarrow J_e=5$ (raie D2 du Cesium). On remarque, comme pour la transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$, un succession de puits avec une période de $\lambda/4$, avec des minima aux endroits où la polarisation de la lumière est purement circulaire. On remarque également qu'à l'emplacement de ces minima, les états propres de l'opérateur déplacement lumineux sont les sous niveaux Zeeman du niveau fondamental de l'atome. Ces états propres dépendent en fait de la position: si l'on traite les degrés de liberté externes de l'atome quantiquement, cette dépendance spatiale entraîne que la partie énergie cinétique du hamiltonien peut coupler les différents états propres entre eux. L'atome peut donc passer d'une courbe de potentiel à une autre du simple fait de son mouvement: un tel couplage est appelé couplage motionnel.

Une autre démarche consiste à négliger tous les termes non-diagonaux de l'opérateur déplacement lumineux dans la base des sous-niveaux Zeeman. Ceci consiste en fait à faire l'approximation que les états propres restent les sous-niveaux Zeeman en tout point de l'espace, les déplacements lumineux étant alors donnés par les éléments diagonaux de l'opérateur déplacement lumineux. Ces potentiels sont appelés potentiels diabatiques. On peut voir sur la figure I.5 qu'en dehors de points de croisements, les potentiels adiabatiques et diabatiques sont très proches. Les potentiels diabatiques peuvent alors se révéler très utile et plus simples dans l'étude des phénomènes de localisation puisqu'au fond des puits, ils diffèrent très peu des potentiels adiabatiques.

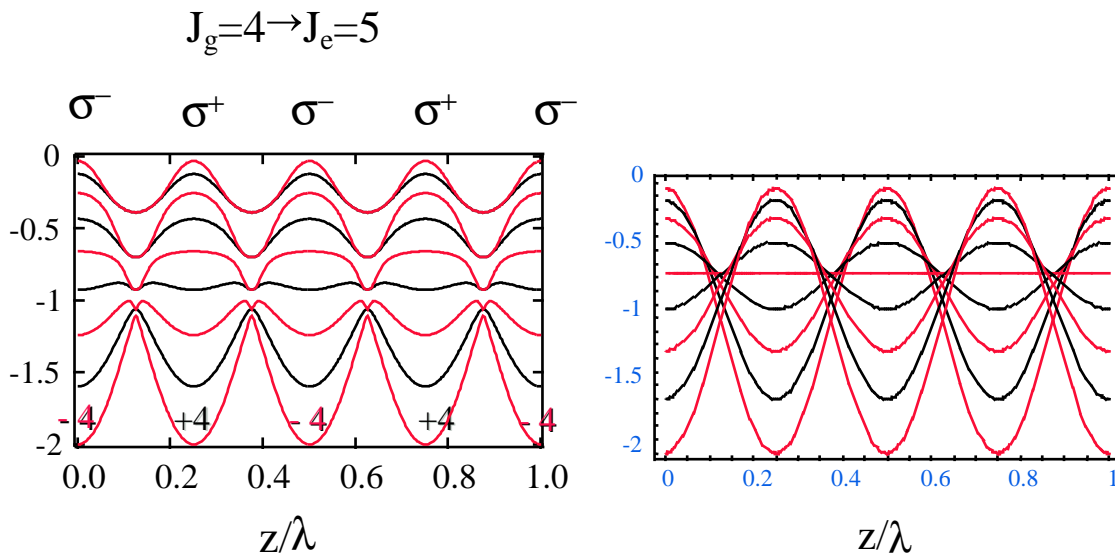


Figure I.5: *Potentiels adiabatiques (à droite) et diabatiques (à gauche) pour la configuration lin \perp lin 1D et une transition $J_g=4 \rightarrow J_e=5$. Les potentiels adiabatiques sont obtenus par diagonalisation de l'opérateur déplacement lumineux alors que les potentiels diabatiques sont obtenus en ne retenant que les termes diagonaux. Ces deux potentiels sont très semblables aux endroits où la polarisation de la lumière est purement circulaire, c'est à dire au niveau des puits les plus bas en énergie.*

Refroidissement local

En regardant la forme des potentiels adiabatiques dans le cas de la transition $J_g=4 \rightarrow J_e=5$, on s'aperçoit que, contrairement à la transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$, plusieurs courbes de potentiel peuvent avoir un minimum au même endroit, avec toutefois des courbures différentes. Ceci peut alors donner lieu à un refroidissement supplémentaire des atomes au fond des puits dont le principe est illustré sur la figure I.6.

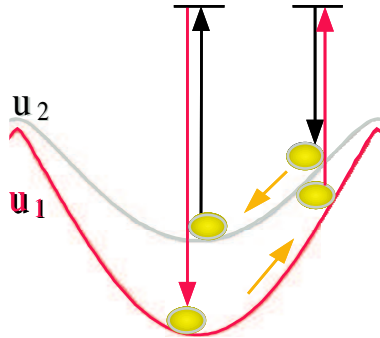


Figure I.6: *Principe du refroidissement local dans le cas d'une transition $J \rightarrow J + 1$ avec $J \geq 2$. La différence de courbure entre les deux courbes de potentiel conduit à un refroidissement supplémentaire: l'atome gravit la courbe de potentiel la plus raide, est pompé optiquement et redescend dans une courbe moins abrupte [27].*

I.2 Réseaux tridimensionnels

I.2.1 Tétraèdre standard

Une méthode qui paraît naturelle pour passer à un réseau tridimensionnel est d'utiliser une paire de faisceaux laser par dimension d'espace. On se heurte alors au problème de la phase relative des faisceaux laser: dans le cas unidimensionnel, un changement de phase relative entre les deux faisceaux n'induit qu'une translation le long de l'axe Oz du potentiel lumineux. En revanche en ajoutant une paire de faisceau par dimension d'espace, on augmente le nombre de phases des faisceaux de sorte qu'une variation de la phase des faisceaux entraîne non seulement une translation dans l'espace du potentiel mais aussi une modification de la topographie de ce potentiel: non seulement la forme du potentiel est changée mais les mécanismes de refroidissement et de diffusion spatiale sont eux aussi modifiés. Une première méthode, la plus 'brutale', pour pallier cet inconvénient consiste à asservir en phase certains laser pour diminuer le nombre de phases libres: c'est par exemple la méthode employée par T.W. Hänsch et ses collaborateurs [28]. Une autre méthode plus simple, celle que nous avons adoptée, consiste à ajouter non pas une paire

de faisceau par dimension d'espace supplémentaire, mais un faisceau seulement par dimension d'espace en plus. La configuration à quatre faisceaux que nous avons utilisée pour obtenir un réseau 3D est une généralisation développée dans notre groupe depuis une dizaine d'années de la configuration $\text{lin}\perp\text{lin}$ 1D [5]: chacun des deux faisceaux est séparé en deux dans deux plans perpendiculaires entre eux, chacun des plans étant orthogonal à la polarisation des faisceaux qu'il contient (voir fig I.7). Les deux faisceaux dans le plan horizontal sont alors symétriques par rapport à l'axe longitudinal Oz et forment un angle $2\theta_x$ entre leurs directions. De même, les deux faisceaux dans le plan vertical sont aussi symétriques par rapport à l'axe Oz et forment un angle $2\theta_y$ entre leurs directions.

Dans cette configuration, la topographie du potentiel ne dépend plus de la phase des faisceaux. L'autre avantage est que la polarisation de chacun des faisceaux est perpendiculaire à l'axe Oz, la polarisation de la lumière ne possède donc pas de composant π (composante le long de Oz).

Notons que l'ajout d'un ou plusieurs faisceaux au tétraèdre engendre un potentiel qui n'est plus périodique mais quasi-périodique [31, 30].

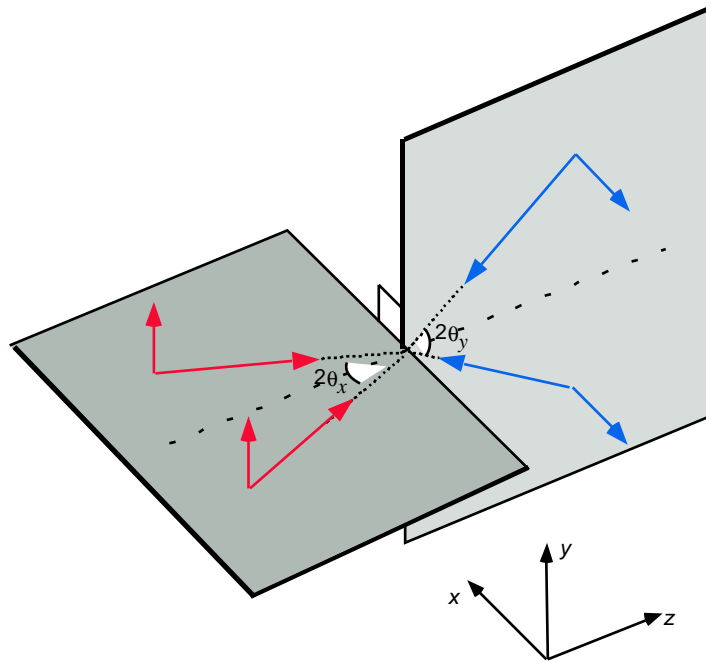


Figure I.7: *Tétraèdre standard $\text{lin}\perp\text{lin}$*

I.2.2 Caractéristiques du tétraèdre $\text{lin}\perp\text{lin}$

Chacun des quatre faisceaux laser crée un champ lumineux s'écrivant (On suppose que les 4 faisceaux ont même intensité afin de compenser la pression de radiation lorsque $\theta_x = \theta_y$):

$$\mathbf{E}_1 = E_0 \hat{\mathbf{x}} e^{i(k_L \cos \theta_y z + k_L \sin \theta_y y + \varphi_1)} \quad (\text{I.26})$$

$$\mathbf{E}_2 = E_0 \hat{\mathbf{x}} e^{i(k_L \cos \theta_y z - k_L \sin \theta_y y + \varphi_2)} \quad (\text{I.27})$$

$$\mathbf{E}_3 = E_0 \hat{\mathbf{y}} e^{i(-k_L \cos \theta_x z - k_L \sin \theta_x x + \varphi_3)} \quad (\text{I.28})$$

$$\mathbf{E}_4 = E_0 \hat{\mathbf{y}} e^{i(-k_L \cos \theta_x z + k_L \sin \theta_x x + \varphi_4)} \quad (\text{I.29})$$

En prenant l'origine dans le plan xOy tel que $\varphi_1 = \varphi_2$ et $\varphi_3 = \varphi_4$, on en déduit les composantes circulaires droites et circulaires gauches (respectivement E_+ et E_-) du champ total [29]:

$$E_{\pm} = \sqrt{2} E_0 e^{ik_- z} \left[\cos(k_L \sin \theta_x x) e^{ik_+ z} \mp \cos(k_L \sin \theta_y y) e^{-ik_- z} \right] \quad (\text{I.30})$$

avec :

$$k_{\pm} = \frac{k_L (\cos \theta_x \pm \cos \theta_y)}{2} \quad (\text{I.31})$$

On peut alors en déduire le pas du réseau dans chacune des 3 dimensions d'espace (en regardant par exemple la périodicité de la composante σ^+) :

- Dans la direction x: $\lambda_x = \frac{\lambda}{\sin \theta_x}$
- Dans la direction y: $\lambda_y = \frac{\lambda}{\sin \theta_y}$
- Dans la direction z: $\lambda_z = \frac{\lambda}{\cos \theta_x + \cos \theta_y}$

Le potentiel résultant a, dans un plan, la forme d'une série de puits comme on peut le voir sur la fig. I.8.

On peut également calculer les fréquences de vibration des atomes au fond des puits dans les 3 dimensions (dans le cas d'une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$):

$$\Omega_x = 4 \sin \theta_x \sqrt{\frac{|\Delta'| E_R}{\hbar}} \quad (\text{I.32})$$

$$\Omega_y = 4 \sin \theta_y \sqrt{\frac{|\Delta'| E_R}{\hbar}} \quad (\text{I.33})$$

$$\Omega_z = \frac{2 (\cos \theta_x + \cos \theta_y)}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{|\Delta'| E_R}{\hbar}} \quad (\text{I.34})$$

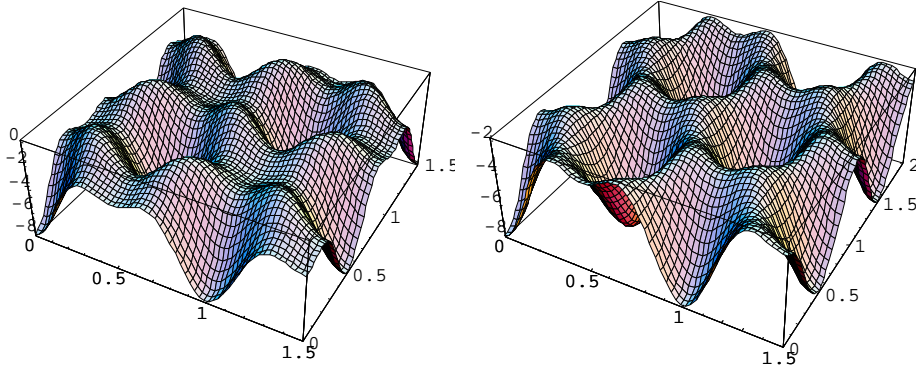


Figure I.8: Coupe du potentiel dans les plans xOy (à gauche) et xOz (à droite) pour la transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ et l'état $|m_g = -1/2\rangle$.

Comme dans le cas du réseau 1D, la profondeur des puits reste proportionnelle au rapport I/Δ où I est l'intensité d'un faisceau. Ainsi toutes les caractéristiques du réseaux peuvent être modifiées en jouant sur l'intensité des faisceaux, sur leur désaccord à résonance mais aussi en changeant l'angle entre les faisceaux (dont le principal effet est de modifier le pas du réseau).

I.3 Autres types de réseaux optiques

I.3.1 Mélasses et réseaux gris

Comme nous l'avons vu précédemment, le recul du à l'émission spontanée d'un photon limite les possibilités du refroidissement Sisyphé. Une éventualité pour s'affranchir de cette limite est de piéger les atomes refroidis dans un état où ils ne sont plus sensibles à la lumière, c'est à dire dans le quel ils n'absorbent plus de photon. L'existence de tels états dépend de la transition atomique sur laquelle on travaille. Prenons le cas d'une transition $J \rightarrow J$ et d'une lumière polarisée σ^+ : si l'atome se trouve dans l'état $|m_g = +J\rangle$, la conservation du moment cinétique l'empêche d'être couplé à un état existant, l'atome devient donc insensible à la lumière (voir figure I.9).

D'une manière générale, on peut montrer (le lecteur pourra trouver cette démonstration dans la thèse de Cécile Mennerat-Robilliard [32]) que pour une transition $J \rightarrow J$, il existe un état non-couplé quelle que soit la polarisation si J est entier et seulement pour une polarisation circulaire si J est demi-entier. Pour une transition $J \rightarrow J - 1$, il existe deux états non-couplés, quel que soit la polarisation de la lumière et que J soit entier ou demi-entier.

Si ces états non-couplés sont états propres du hamiltonien d'interaction atome-champ

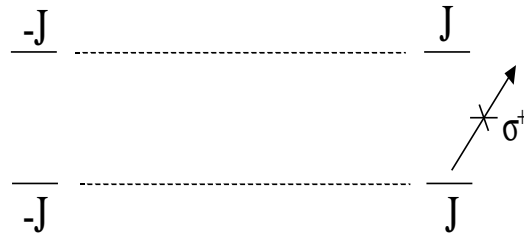


Figure I.9: *Etats non-couplés : l'atome dans l'état $|m_g = +J\rangle$ est insensible à une lumière polarisée σ^+ .*

$V_{D.E.}$, ils peuvent cependant être couplés aux autres états par couplage motionnel, les atomes redevenant alors sensibles à la lumière des faisceaux laser. Malgré tout, dans le cas particulier de la transition $1 \rightarrow 1$, pour un atome dans le champ de deux laser contrapropageant de polarisations respectives σ^+ et σ^- , il existe un état propre particulier du hamiltonien total avec une valeur propre nulle [33] (cet état propre est donné, en représentation impulsion, par $\frac{1}{\sqrt{2}} [|m_g = -1, -\hbar k\rangle + |m_g = +1, +\hbar k\rangle]$), ce qui signifie que cet état, appelé état noir, n'est couplé aux autres ni par la lumière, ni par couplage motionnel: l'atome interagissant avec la lumière effectue une marche au hasard dans l'espace des impulsions jusqu'à se retrouver piégé dans cet état noir. Ceci est le principe du refroidissement VSCPT (Velocity Selective Coherent Population Trapping). Des expériences menées sur l'hélium [34], dans des configurations 2D et 3D ont permis d'atteindre des températures plus d'un ordre de grandeur en dessous de la température de recul.

Puisque les états non-couplés ont un déplacement lumineux nul, on se demande quelle peut être leur intérêt pour les réseaux optiques, d'autant plus que dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, pour la transition $1 \rightarrow 1$, aucun déplacement lumineux n'est modulé spatialement. Cependant, la configuration de faisceaux lin θ lin (où les deux faisceaux contrapropageants ont des polarisations linéaires faisant un angle θ) permet aussi d'obtenir un état noir mais avec des états couplés dont les déplacements lumineux sont modulés spatialement, donnant ainsi lieu à un pré-refroidissement Sisyphe. De plus, l'ajout d'un champ magnétique permet de moduler spatialement le déplacement lumineux de l'état non couplé [9]: par exemple, l'ajout d'un faible champ magnétique longitudinal permet d'obtenir un potentiel périodique et asymétrique [36], c'est à dire dont les pentes de part et d'autres du fond d'un puit n'ont pas la même raideur, mais nous y reviendrons dans le chapitre suivant.

Notons finalement que l'utilisation d'états non couplés dans le tétraèdre lin \perp lin a permis d'obtenir des structures originales: en désaccordant les faisceaux sur le bleu d'une transition $J \rightarrow J - 1$ avec $J \geq 2$ (typiquement $3 \rightarrow 2$ dans le cas du césium) et en ajoutant un champ magnétique le long de l'axe Oz, l'état non-couplé en l'absence de

champ magnétique possède alors un déplacement lumineux qui n'est plus un réseau de puits mais un réseau de plots (voir figure I.10). L'étude expérimentale de ces structures, appelées réseaux gris, est présentée dans la référence [10].

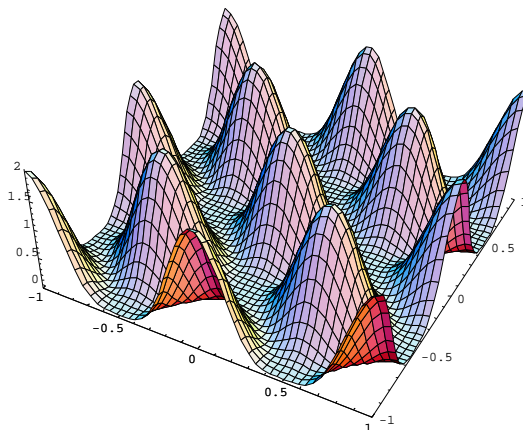


Figure I.10: Surface de potentiel minimale dans le plan xOy pour une transition $3 \rightarrow 2$ en présence de champ magnétique. A lieu d'un paysage de puits, on a à présent un paysage de plots.

I.3.2 Réseaux dipolaires

Nous avons vu plus haut que la profondeur des puits de potentiel dépendait du rapport $I/|\Delta|$ ou I est l'intensité d'un faisceau et Δ le désaccord des faisceaux par rapport à la transition atomique, et que le pompage optique varie comme I/Δ^2 . On voit alors qu'en maintenant I à une valeur élevée et en augmentant Δ , il est possible de faire tendre le pompage optique vers zéro tout en gardant une profondeur de puits appréciable. On s'affranchit alors des phénomènes dissipatifs (fluorescence) limitant le refroidissement tout en conservant la partie réactive de l'interaction atome-laser permettant le piégeage. Ainsi, en utilisant un laser fortement désaccordé sur le rouge de la transition atomique (afin qu'un maximum d'intensité se comporte comme un puits et non comme une barrière de potentiel), on peut avec un gradient d'intensité ou de polarisation obtenir un réseau non dissipatif. Cependant il n'existe plus dans de telles structures de mécanisme assurant le refroidissement et on doit faire appel à des méthodes annexes: refroidissement par bandes latérales [37], refroidissement évaporatif [38]⁴ ...

D'un point de vue expérimental, les lasers utilisés sont des lasers Nd/YAG ou, plus récemment, des lasers CO₂ [39], tous deux très désaccordés par rapport aux transitions atomiques utilisées habituellement mais aussi très puissants pour obtenir des profondeurs

⁴Dans cette référence, il ne s'agit pas en fait de réseau dipolaire mais seulement d'un piège tridimensionnel. Le fait important est que ce piège non dissipatif a permis l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein par des moyens purement optiques.

de puits suffisantes. Pour le rubidium (dont la longueur d'onde de la transition utilisée est de 780 nm), il est parfois plus simple et moins onéreux d'utiliser des diodes laser d'une longueur d'onde de 850 nm.

I.4 Méthodes expérimentales d'étude des réseaux optiques

I.4.1 Mesures de températures: Résonances induites par le recul

La première question que l'on vient à se poser lorsque l'on parle d'atomes froids est celle de la température. D'ailleurs, les premières mesures sur les atomes refroidis par laser étaient essentiellement des mesures de température (le but étant à l'époque de refroidir le plus possible). La méthode la plus utilisée est le temps de vol: cette technique consiste à mesurer la taille du nuage d'atome après une phase d'expansion balistique. La taille finale dépend de la taille initiale bien sûr, mais surtout de la distribution d'impulsion des atomes. Ainsi, connaissant la taille initiale du nuage, on peut en déduire la largeur de la distribution d'impulsion, donc la température. Concrètement, dans les expériences, on coupe brusquement tous les faisceaux refroidisseurs et piègeants, les atomes tombent et on regarde la transmission d'un faisceau sonde fin placé plus bas lorsque les atomes passent dans son champ (voir figure I.11).

Une autre méthode, celle que nous avons utilisée, elle aussi destructive, consiste à sonder directement la distribution en impulsion des atomes libres à l'aide de deux faisceaux Raman. Notons \mathbf{k}_p le vecteur d'onde du faisceau pompe, \mathbf{k}_s le vecteur d'onde du faisceau sonde et θ l'angle entre les deux faisceaux. L'atome interagissant avec ces deux faisceaux va subir des cycles d'absorption dans l'un des deux faisceaux et émission stimulée dans l'autre faisceau. A cause de la conservation de l'impulsion de l'atome varie de \mathbf{p} à $\mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_p)$. Le processus inverse peut également avoir lieu faisant passer l'atome de $\mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_p)$ à \mathbf{p} . Cependant, les populations $\pi(\mathbf{p})$ et $\pi(\mathbf{p} + \hbar(\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_p))$ des différentes classes d'impulsion sont différentes pouvant ainsi donner lieu soit à une amplification, soit à une absorption du faisceau sonde (voir figure I.12). Ce phénomène, prévu par J. Guo *et al.* [40] et observé plus tard par J.-Y. Courtois *et al.* [41], porte le nom de résonance induite par le recul ou parfois aussi effet Compton stimulé optique.

Appelons \bar{v} la largeur de la distribution de vitesse des atomes. En supposant $\hbar k_p \theta \ll M\bar{v}$, M étant la masse d'un atome, on peut montrer [41] que le coefficient d'amplification du faisceau sonde en fonction du désaccord δ entre les faisceaux pompe et sonde a la forme de la dérivée de la distribution d'impulsion. On peut ainsi remonter jusqu'à la température du milieu.

Lorsque la distribution de vitesse est maxwellienne (on suppose que l'on se trouve loin

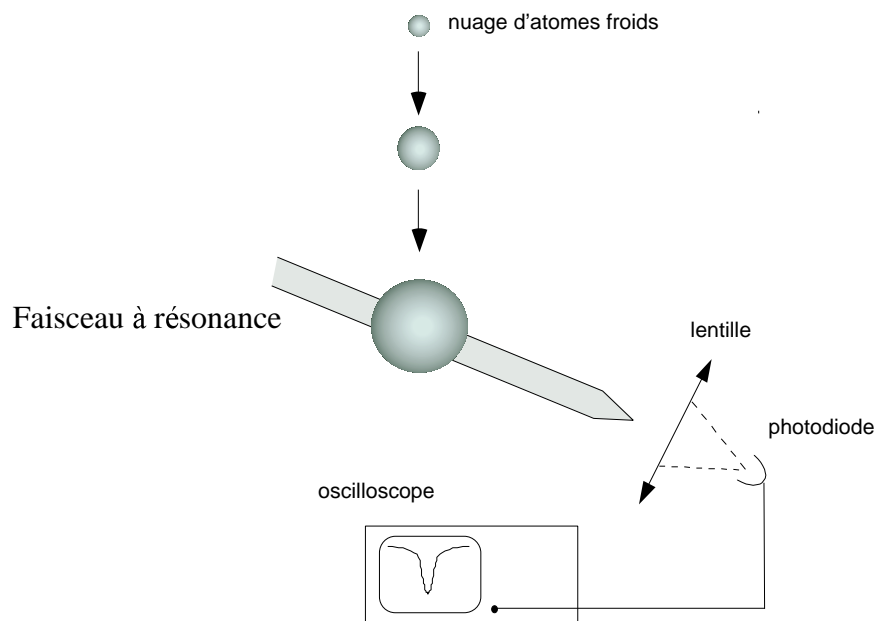


Figure I.11: *Principe de la technique de mesure de température par temps de vol: les atomes tombant croisent un faisceau sonde permettant de mesurer la taille du nuage après un certain temps de chute permettant ainsi de mesurer la largeur de la distribution de vitesse et donc la température.*

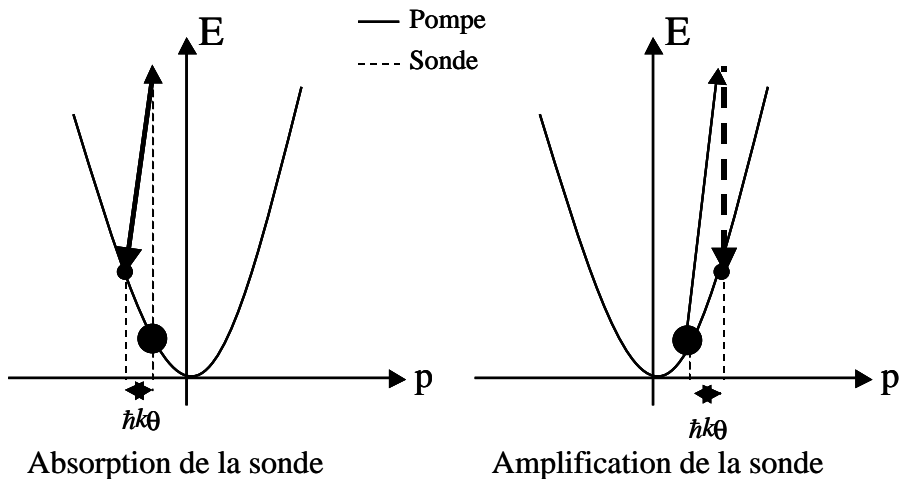


Figure I.12: *Principe des résonances induites par le recul: la différence de population des différentes classes d'impulsion peut conduire soit à l'amplification soit à l'absorption de la sonde.*

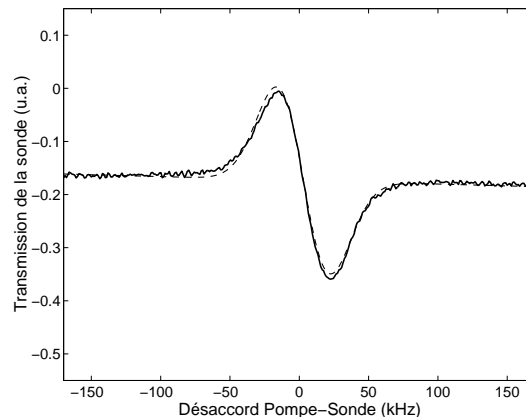


Figure I.13: *Spectre de transmission du faisceau sonde dans le cas de résonances induites par le recul. On a représenté en pointillés l'ajustement par la dérivée d'une gaussienne, le très bon accord montre que la distribution de vitesses est maxwellienne.*

de tout régime exigeant de faire appel à des statistiques quantiques), le coefficient de transmission prend alors la forme:

$$g(\delta) = A\delta \exp\left(-\frac{\delta^2}{2(k_p\theta\bar{v})^2}\right) \quad (\text{I.35})$$

avec $M\bar{v}^2 = k_B T$, k_B étant la constante de Boltzmann, cette formule étant celle de la dérivée d'une gaussienne (voir figure I.13). Expérimentalement, la procédure est la suivante: comme pour le temps de vol, on coupe tous les faisceaux refroidisseurs et on allume les faisceaux pompe et sonde, le faisceau sonde est alors balayé en fréquence pendant un temps d'une milliseconde et on observe la transmission du faisceau sonde grâce à une photodiode reliée à un oscilloscope numérique. On peut ensuite moyenner le signal sur plusieurs réalisations pour améliorer le rapport signal/bruit.

Il est alors possible de déduire du spectre la température en ajustant la courbe par la dérivée d'un gaussienne et en utilisant les paramètres de l'ajustement. Notons que D. Meacher et al. [42] ont montré expérimentalement l'équivalence de cette méthode avec celle du temps de vol. Enfin, précisons que cette méthode est d'autant plus efficace que la température des atomes est basse. En effet, le coefficient A de la formule I.35 est proportionnel à $T^{-3/2}$: plus la température des atomes est basse, plus l'amplitude du signal est élevée.

I.4.2 Spectroscopie pompe-sonde

L'idée est ici d'exciter le milieu par l'interférence d'un faisceau intense (faisceau pompe) et d'un faisceau sonde plus faible. L'interférence pompe-sonde crée dans le milieu une modulation spatiale et temporelle d'une grandeur observable (en général la densité ou la polarisation) sur laquelle peut se diffracter le faisceau pompe. A cause de l'effet Doppler, la partie diffractée dans la direction de la sonde possède alors la même fréquence et peut interférer avec celle-ci. Suivant le déphasage entre la partie diffractée et le faisceau sonde, qui dépend de la réponse du milieu à l'excitation, l'interférence peut être constructive ou destructive. On peut ainsi observer sur le spectre de transmission de la sonde plusieurs résonances donnant, comme nous allons le voir, de précieux renseignements sur les caractéristiques du milieu étudié.

Dans toute la suite nous noterons ω_p la pulsation du faisceau pompe, ω_s la pulsation du faisceau sonde et $\delta = \omega_p - \omega_s$ le désaccord entre les deux faisceaux.

Configuration standard dans le tétraèdre $\text{lin} \perp \text{lin}$

La configuration la plus standard de spectroscopie pompe-sonde utilisée dans les réseaux brillants, et de manière intensive dans notre groupe avec des résultats fructueux [43], est celle où les faisceaux du tétraèdre tiennent le rôle de faisceaux pompes (voir figure I.14). On obtient alors un spectre en balayant la fréquence du faisceau sonde autour de celle des faisceaux du réseau en un temps de 10 millisecondes typiquement, l'amplitude du balayage en fréquence pouvant varier de ± 10 kHz à ± 500 kHz. Un spectre de transmission de la sonde lorsque celle-ci se propage le long de l'axe Oz avec une polarisation parallèle aux faisceaux du réseau copropageant est représenté sur la figure I.15.

On observe sur le spectre de transmission trois types de résonances (nous nous plaçons dans le cas où la polarisation du faisceau sonde est identique à celle des faisceaux se propageant dans le même sens):

- **Résonance Rayleigh:** La résonance centrale du spectre est appelée ainsi car elle met en jeu des photons de fréquence voisine de celle de la fréquence du réseau [44]. Dans le cas où la pompe et la sonde ont des fréquences très proches, l'interférence pompe-sonde crée une modulation de la profondeur des puits de potentiel et donc une modulation de la densité. A cause du temps de réponse fini des atomes, cette modulation de densité est généralement déphasée par rapport à la figure d'interférence pompe-sonde, ce qui entraîne une modification du faisceau sonde. La forme observée ainsi sur le spectre est celle d'une dispersion centrée en $\delta = 0$. Notons que la pression de radiation ajoute une composante lorentzienne (centrée aussi en $\delta = 0$) au spectre. Nous reviendrons un peu plus en détail sur cette résonance dans la suite.
- **Résonance Raman:** Ces résonances Raman correspondent à des transitions Raman stimulées entre niveaux vibrationnels des atomes au fond des puits [6]. Plus

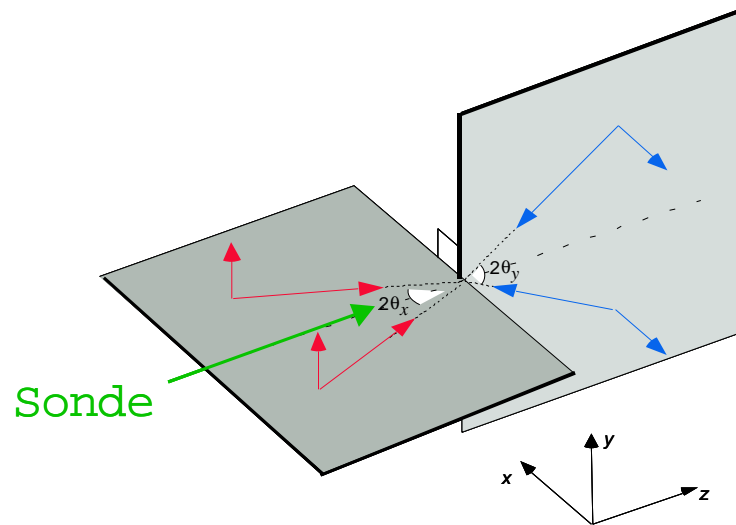


Figure I.14: Configuration des faisceaux pour la spectroscopie pompe-sonde lorsque les faisceaux du réseau servent de faisceaux pompe.

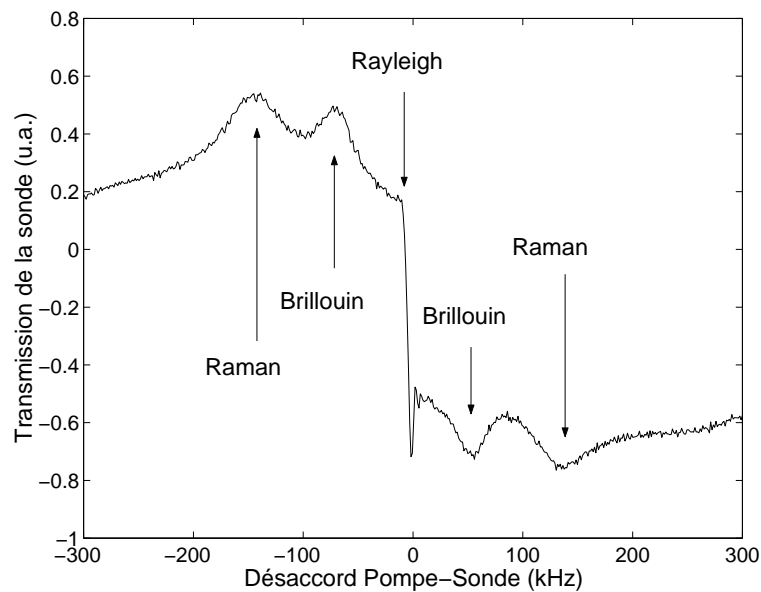


Figure I.15: Spectre pompe-sonde dans le cas où les faisceaux du réseau servent de faisceaux pompe. On observe sur ce spectre, obtenu dans un réseau de rubidium 85, plusieurs résonances en absorption et en amplification (Raman et Brillouin) et un résonance centrale (Rayleigh). L'intensité des faisceaux est de 4.5 mW/cm^2 , le désaccord de -9Γ et l'angle entre les faisceaux du réseau et l'axe Oz de 30° .

les niveaux vibrationnels sont bas en énergie, plus ils sont peuplés, la sonde peut ainsi être absorbée lorsque $\omega_s > \omega_p$ et amplifiée quand $\omega_s < \omega_p$ (voir figure I.16). En quantifiant le mouvement vibrationnel des atomes, on voit que ces résonances se produisent lorsque la différence de fréquence entre pompe et sonde est égale à la fréquence de vibration des atomes au fond des puits. Lorsque la sonde se propage le long de l'axe Oz, elle ne peut, pour des raisons de symétries, qu'exciter le mouvement de vibration le long de ce même axe. La condition de résonance Raman est alors $\delta = \pm\Omega_z$.

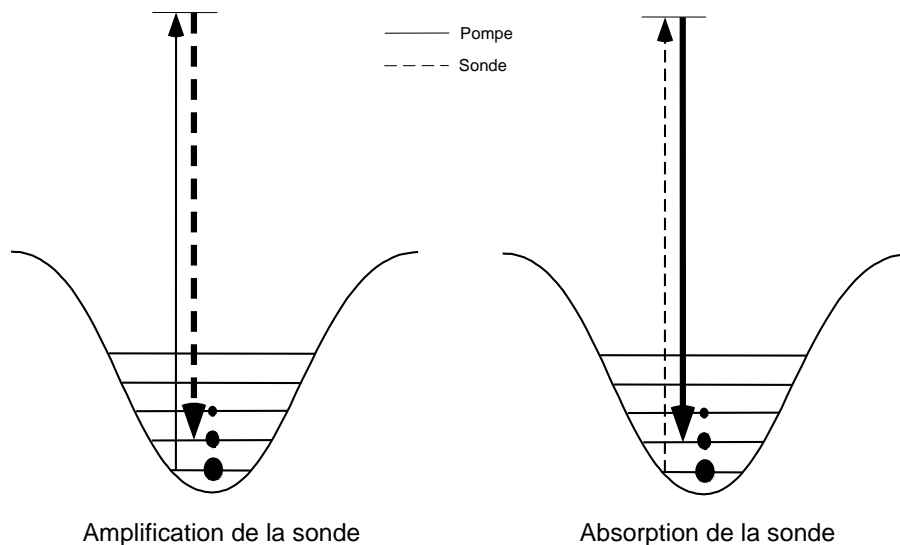


Figure I.16: *Transitions Raman stimulées en spectroscopie pompe-sonde. Les niveaux les plus bas étant les plus peuplés, on peut observer une amplification ou une absorption de la sonde.*

- **Résonance Brillouin:** Cette résonance est due à l'excitation de modes de propagation dans le réseau. Son nom est dû à l'analogie avec les résonances observées en physique des solides [45] à la différence près qu'il ne s'agit pas ici de modes collectifs. Les résonances Brillouin apparaissent lorsque la vitesse de déplacement de la figure d'interférence pompe-sonde est la même que celle de ces modes de propagation. Nous en reparlerons plus clairement dans le chapitre suivant.

Configuration à faisceau pompe indépendant

Une autre configuration, testée plus récemment dans notre groupe, plus dans l'esprit initial de la spectroscopie pompe-sonde, consiste à utiliser une pompe autre que les faisceaux du réseau, pompe et sonde étant disposées de part et d'autre de la direction longitudinale Oz (voir figure I.17).

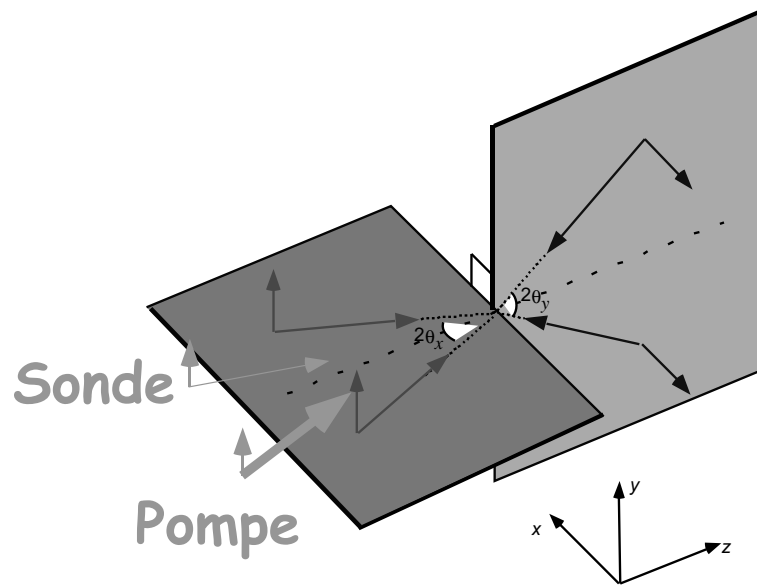


Figure I.17: Configuration des faisceaux pour la spectroscopie pompe-sonde lorsqu'on utilise un faisceau pompe indépendant de ceux créant le réseau.

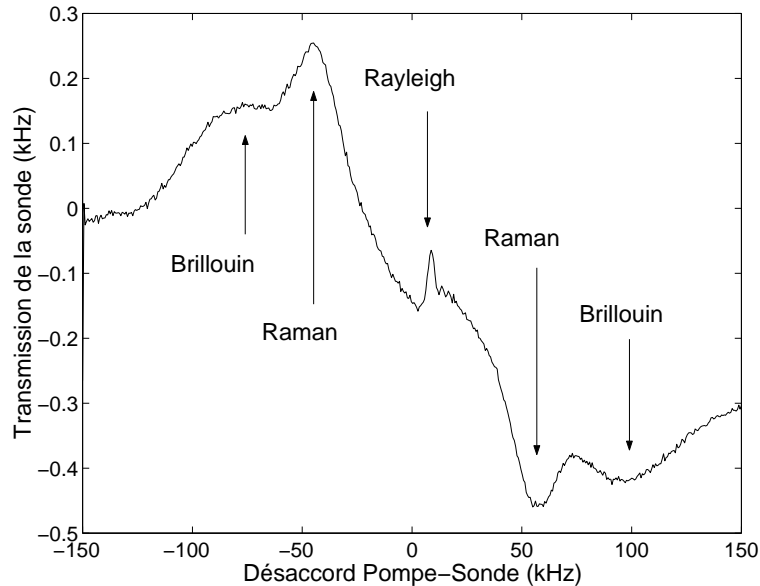


Figure I.18: Spectre de transmission de la sonde dans le cas où la pompe est un faisceau indépendant de ceux créant le réseau. L'intensité des faisceaux est de 5 mW/cm^2 , le désaccord de -8.5Γ . On observe alors les mêmes résonances que dans le cas précédent.

On peut alors voir sur le spectre de transmission de la sonde (voir figure I.18) à nouveau trois résonances : Rayleigh, Raman et Brillouin comme dans la configuration précédente. La principale différence vient du fait que la position relative de la pompe et de la sonde est différente. Dans ce cas, on n'excite plus la vibration des atomes le long de Oz mais le long de Ox. De plus, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la position des résonances Brillouin n'est également plus la même.

Notons finalement que d'un point de vue expérimental, les faisceaux pompe et sonde ne doivent pas perturber le milieu. Ainsi ils sont désaccordés par rapport à la transition atomique pour minimiser l'effet de la pression de radiation. D'autre part, pour que pompe et sonde n'interfèrent pas avec les faisceaux du réseau, on les désaccorde par rapport à la fréquence du réseau et on utilise des faisceaux issus d'un autre laser.

I.4.3 Imagerie

Le diagnostic d'atomes froids par imagerie a connu un engouement récemment dans l'étude des condensats de Bose-Einstein. Cette méthode a aussi été utilisée dans les mélasses optiques pour étudier le déplacement d'un nuage d'atomes froids [36] et est à l'heure actuelle le seul moyen non-ambigu d'étudier la diffusion spatiale.

Dans le cas des condensats, le principe est de regarder l'absorption d'un faisceau sonde grâce à une caméra CCD. Dans le cas de réseaux brillants, il n'est pas utile d'utiliser de faisceau sonde car les atomes fluorescent directement dans le réseau. On peut alors prendre des images de bonne qualité en regardant simplement cette fluorescence.

Si l'étude du déplacement des atomes par imagerie ne présente aucune difficulté, l'étude de la diffusion spatiale par cette méthode exige en revanche une stabilité et une reproductibilité irréprochable du montage. En effet, nombreux sont les facteurs extérieurs pouvant déformer le nuage: champs magnétiques parasites, faisceaux résiduels, instabilité des faisceaux piégeant ...

D'autre part, il faut s'assurer que sur le volume sur lequel s'étend le nuage, la variation d'intensité des faisceaux du réseau reste faible: ceci exige donc de partir d'un nuage de taille faible par rapport au diamètre des faisceaux.

I.5 Montage expérimental

I.5.1 Principe

Les expériences sur les réseaux optiques commencent toujours avec un échantillon d'atomes froids obtenus à l'aide d'un piège magnéto-optique. L'utilisation d'un nuage pré-refroidi est dû au fait que les vitesses de capture dans un réseau optique sont faibles

et qu'il est donc impossible de piéger un grand nombre d'atomes à partir d'une vapeur à température ambiante. Dans un piège magnéto-optique (imaginé en 1987 par Jean Dalibard et mis en oeuvre pour la première fois par Steve Chu et al. [46]), le piégeage des atomes est assuré par deux bobines de champ magnétique montées en configuration anti-Helmoltz afin d'obtenir un gradient de champ dont le zéro se trouve à l'intersection de trois paires de faisceaux : le champ magnétique a pour effet de créer un déséquilibre de la pression de radiation des faisceaux dépendant de la position et assurant le piégeage des atomes (cf. fig. I.19). Après le chargement du piège (qui dure typiquement entre 1 et 2 secondes), les faisceaux du piège ainsi que les bobines de champ magnétique sont coupés et les faisceaux créant le réseau sont allumés. Après un certain temps, on peut faire différents diagnostics sur l'échantillon d'atomes : imagerie, spectroscopie pompe-sonde...

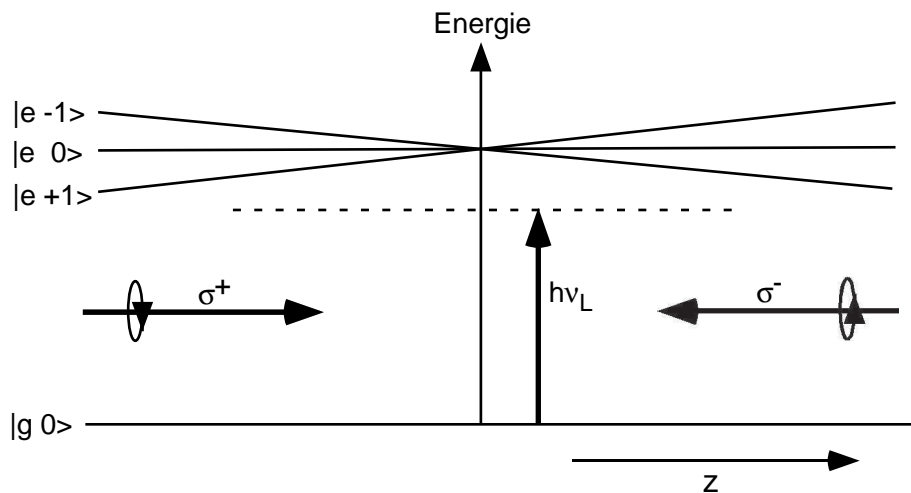


Figure I.19: Schéma de principe du piège magnéto-optique pour une transition $0 \rightarrow 1$: dans le cas d'un atome s'écartant sur la droite du zéro de champ magnétique, le sous-niveau Zeeman de l'état excité le plus proche de résonance est $|m_e = -1\rangle$. L'atome absorbe alors préférentiellement les photons σ^- , ce qui a pour effet de ramener l'atome vers le zéro du champ magnétique.

I.5.2 Source atomique

L'atome de Rubidium

Pour nos expériences, nous avons utilisé l'atome de Rubidium. Le rubidium est présent naturellement sous forme de deux isotopes : ^{85}Rb (abondance 72%) et ^{87}Rb (abondance 28%). N'ayant pas besoin pour nos expériences d'une transition $J_g=1 \rightarrow J_e=1$, nous avons utilisé l'isotope ^{85}Rb dont les niveaux sont représentés sur la fig. I.20. Pour le ^{85}Rb , le piège ainsi que le réseau fonctionnent tous deux sur la transition fermée $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$. La proximité $5P_{3/2}(F' = 3)$ par rapport au niveau

$5P_{3/2}(F' = 4)$ (seulement 120.7 MHz les séparent) induit des couplages non résonants avec cet autre niveau, l'atome peut alors retomber dans le niveau $5S_{1/2}(F' = 2)$ et ne plus être sensible aux faisceaux du piège ou du réseau. Afin de récupérer les atomes dans ce niveau, on superpose aux faisceaux piégeant un faisceau appelé repompeur et résonant sur la transition $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$.

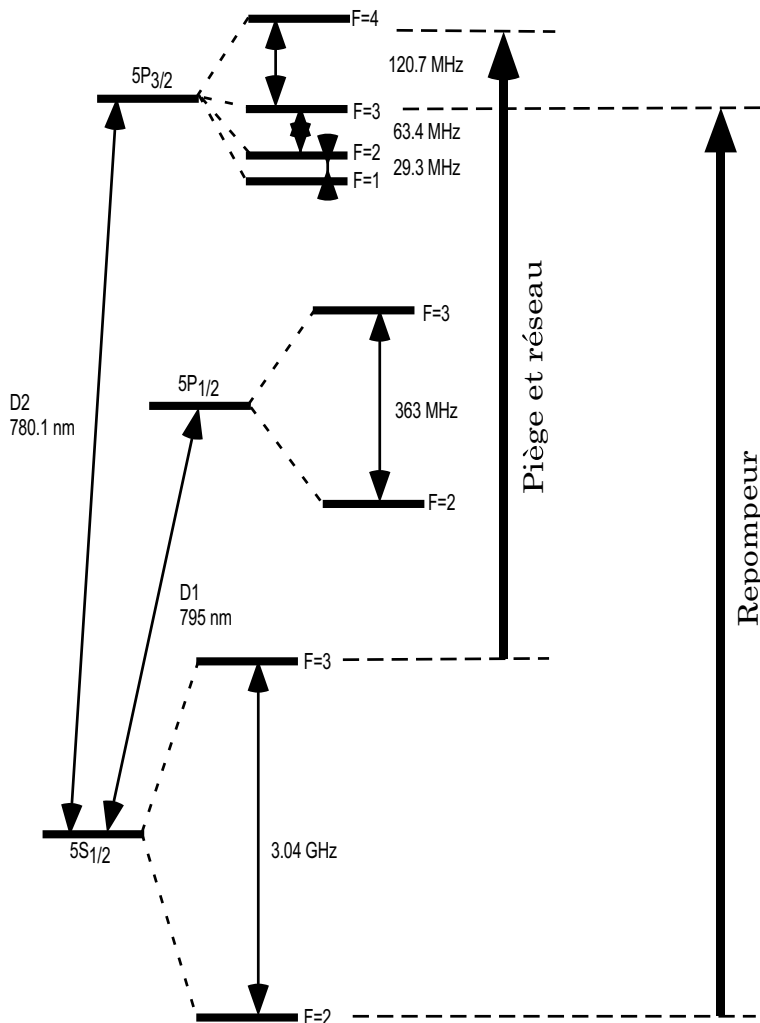


Figure I.20: Niveaux du d'énergie du Rubidium 85 et transitions utilisées.

Les données concernant l'atome de Rubidium sont rassemblées dans le tableau I.1.

Cellule

Nos expériences sont menées sur un vapeur à faible pression de Rubidium. La vapeur est contenue à l'intérieur d'une cellule en verre dont la surface extérieur est traitée anti-

Masse (M)	$1,44 \cdot 10^{-25}$ kg
Largeur naturelle (Γ)	$2\pi \cdot 5,89$ MHz
Longueur d'onde (λ)	780,02 nm
Intensité de saturation (I_s t.q. $\Omega^2 = \Gamma^2/2$)	1,6 mW/cm ²
Energie de recul ($E_R = \hbar^2 k^2 / 2M$)	$2,45 \cdot 10^{-30}$ J
Vitesse de recul ($v_R = \hbar k / M$)	5,9 mm/s
Fréquence de recul ($\nu_R = E_R / \hbar = \omega_R / 2\pi$)	3,7 kHz
Température de recul ($T_R = Mv_R^2 / k_B$)	360 nK

Tableau I.1: *Grandeurs caractéristiques pour le Rubidium sur la raie D2.*

reflet. La hauteur de cette cellule est de 150 mm, la largeur de 100 mm et la profondeur de 50 mm. Le rubidium est contenu dans un queusot connecté à la cellule par une vanne ce qui permet d'ajuster la pression de rubidium dans la cellule. Notons finalement qu'une pompe ionique, dont le débit est de 20 l/s, maintient dans la cellule une pression inférieure à 10^{-8} Torr.

I.5.3 Sources laser

Toutes les sources laser que nous utilisons sont des diodes laser: il est en effet assez facile de se procurer des diodes lasers dans le domaine de longueur d'onde utilisé. Pour obtenir des faisceaux de puissance suffisante pour le piège et le réseau, nous utilisons les diodes dans une configuration maître-esclave: une diode maître est asservie à la bonne fréquence avec une largeur spectrale faible (de l'ordre ou inférieure à 1 MHz) et injecte ensuite une diode esclave de puissance plus élevée.

Comme diode maître, nous avons utilisé un laser TEC 100 fabriqué par la firme allemande Sacher Laser Technik. Ce boîtier consiste en une diode laser collimatée et montée en cavité étendue, ce qui signifie que l'on place un réseau de diffraction sur le trajet du faisceau de sortie de la diode, celui-ci étant en configuration de Littrow afin de rétro-réfléchir l'ordre -1 de diffraction dans la diode, l'ordre 0 assurant le couplage à l'extérieur. L'effet d'un tel montage est de rapprocher les modes longitudinaux du laser, la longueur de la cavité ayant ainsi été augmentée, et de rétrécir la largeur de la raie d'émission puisque le réseau effectue une sélection en longueur d'onde de la partie réinjectée de laser. La diode ainsi injectée possède une largeur spectrale inférieure à 1 MHz et est accordable en réglant l'inclinaison du réseau de diffraction : soit de manière grossière à l'aide d'une vis micrométrique, soit plus finement à l'aide d'une cale piézoélectrique. Les avantages de ce montage commercial par rapport aux boîtiers fabriqués au laboratoire sont surtout liés au fait que la diode utilisée possède un traitement sur sa surface optimisant le couplage avec la cavité étendue: il en résulte un intervalle spectral libre supérieur à 6 GHz (de qui permet d'observer le spectre d'absorption saturée du rubidium sur la raie D2 sans sauts de mode)

et une grande accordabilité: il est possible d'accorder la diode entre 770 et 790 nm tout en disposant d'une puissance de sortie d'au moins 40 mW (ce qui est appréciable si on veut observer des transitions à deux photons dans le rubidium, ceci nécessitant des photons à 776 nm). De plus, avec une telle puissance, il est inutile d'injecter une autre diode pour obtenir un repompeur. Notons que nous sommes parvenus à adapter les boîtiers TEC 100 aux boîtiers de contrôles électroniques (alimentation, asservissement en température...) fabriqués au service d'électronique du laboratoire, ce qui simplifie considérablement leur intégration au montage expérimental.

Un premier TEC 100 injecte deux diodes esclaves: l'une pour le piège, l'autre pour le tétraèdre. Un deuxième est utilisé directement pour le repompeur. Chacune de ces diodes esclaves fournit une puissance totale de 50 mW.

Asservissement en température

Toutes les diodes sont asservies en température au centième de degré près: en effet, la fréquence d'émission des diodes laser varie avec la température de celle-ci. La régulation en température est donc assurée par des modules à effet Peltier.

Asservissement en fréquence - Absorption saturée

L'idée est de stabiliser les diodes laser à la fréquence souhaitée. Puisque l'on travaille avec des atomes de Rubidium, il est naturel d'utiliser comme référence une transition du Rubidium. Une fois la diode à cette fréquence, on effectue une rétroaction (sur la tension de la cale piézoélectrique) afin d'asservir le laser en fréquence. La méthode utilisée est la spectroscopie d'absorption saturée. En effet, l'atome de rubidium possède une structure hyperfine à laquelle on ne peut avoir accès par spectroscopie d'absorption simple à cause de l'élargissement Doppler des raies. L'idée pour s'en affranchir est d'ajouter au faisceau sonde, de faible intensité, un faisceau pompe nettement plus intense et se dirigeant en sens inverse, les deux faisceaux étant à la même fréquence. Les atomes, à cause de l'effet Doppler, ne perçoivent en général pas la même fréquence pour le faisceau pompe et pour le faisceau sonde. Cependant, pour les atomes ayant une vitesse nulle, les fréquences perçues sont les mêmes pour les deux faisceaux et le faisceau pompe peut alors saturer la transition: l'absorption de la sonde diminue et on peut observer un pic dans la raie d'absorption de la sonde (voir figure I.21).

D'un point de vue pratique, la pompe est en général décalée en fréquence par rapport à la sonde (ce qui revient juste à sélectionner une classe d'atomes de vitesse non nulle pour l'absorption saturée) et est ensuite modulée en fréquence: de cette façon, il est possible d'obtenir le signal dérivé du signal d'absorption de la sonde à l'aide d'un amplificateur à détection synchrone. La dérivée des pics d'absorption saturée a alors une forme dispersive

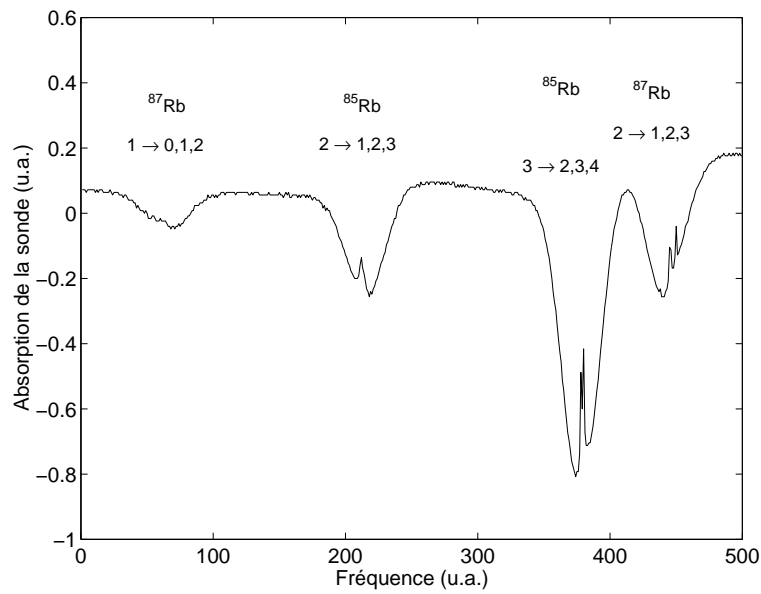


Figure I.21: *Spectre d'absorption saturée du Rubidium sur la raie D2.*

que l'on utilise comme signal d'erreur pour asservir les lasers (voir figure I.22).

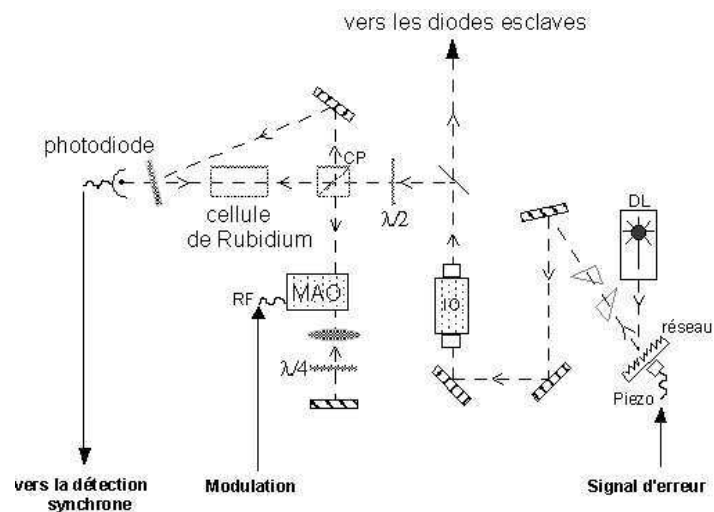


Figure I.22: *Schéma du montage d'asservissement d'une diode en cavité étendue.*

I.5.4 Mise en forme des faisceaux

Modulateurs Acousto-Optiques

La fréquence des faisceaux peut être ajustée à l'aide de modulateurs acousto-optiques (MAO) dont le principe est le suivant: un MAO est un cristal dans lequel on envoie une onde radio-fréquence (RF) à la fréquence ν_0 (de l'ordre de 80 MHz) qui crée dans le cristal une onde acoustique grâce à une cale piézo-électrique. Le faisceau arrivant sur le cristal se diffracte alors sur l'onde ainsi créée. A cause de l'effet Doppler, les ordres ± 1 de diffraction sont décalés en fréquence de $\pm \nu_0$, ce qui permet de régler finement la fréquence des faisceaux laser. Le principal inconvénient est que la direction de l'ordre diffracté dépend de la radio-fréquence: pour s'affranchir de ce problème, on est amené parfois à utiliser les modulateurs acousto-optiques en double-passage.

Les sources de radio-fréquence pour les MAO sont en général des oscillateurs à quartz de fréquence fixe ou des VCO (Voltage Controlled Oscillator) POS-100 de chez Mini-Circuit dont on peut contrôler la fréquence à l'aide d'une tension continue. Que l'on travaille avec l'un ou l'autre comme composant, on utilise ensuite un atténuateur PAS-3 (de chez Mini-Circuit) qui permet de régler la puissance de la RF, et donc l'intensité du faisceau diffracté par le modulateur acousto-optique, grâce là encore à une tension continue.

Afin de contrôler les fréquences du piège et du réseau, un modulateur acousto-optique en double passage est placé après la diode maître. D'autres sont utilisés comme interrupteur rapide: en effet, il est nécessaire de couper les faisceaux rapidement, une coupure lente pouvant induire un refroidissement ou un échauffement supplémentaire faussant l'interprétation des résultats. Le temps de réponse des oscillateurs à quartz étant de l'ordre de 50ns, ceux-ci sont parfaitement adaptés. De plus, le contrôle de la puissance de la radio-fréquence dans les MAO de coupure permet de régler l'intensité des faisceaux laser.

Notons finalement que l'on utilise des obturateurs électro-mécaniques (clic-clacs) afin d'obtenir une extinction complète des faisceaux. Le temps de réponse des ces obturateurs reste cependant nettement supérieur à celui des MAO de coupure.

Mise en forme spatiale

Les faisceaux sont ensuite élargis puis collimatés à l'aide de lentilles pour parvenir à un diamètre d'environ 1 à 2 cm². On arrive ainsi à des intensités maximales de l'ordre de 5 mW/cm² par faisceau pour le piège ou le réseau. Toutefois, avant la dernière lentille servant à la collimation des faisceaux, nous avons placé un filtre spatial afin d'obtenir

un profil de faisceau propre. Ceci est très important en particulier pour les faisceaux du tétraèdre si l'on veut obtenir un réseau dans lequel tous les puits sont identiques (pour un sous-niveau donné).

Faisceaux sondes

Le faisceau sonde pour la spectroscopie utilisant les faisceaux du réseau comme pompes est prélevé sur le laser esclave du réseau, il passe ensuite à travers un MAO dont la RF est générée par un synthétiseur numérique de marque Rhode et Schwartz. Grâce à ce synthétiseur, la RF peut être modulée en fréquence par un signal externe: on peut ainsi balayer la fréquence de ce faisceau sonde autour de celle du réseau. Le faisceau sonde est ensuite collimaté à un diamètre inférieur au millimètre et possède ainsi une intensité de l'ordre de $100 \mu W/cm^2$.

Dans le cas de la spectroscopie utilisant un faisceau pompe indépendant du réseau, on prélève l'ordre 0 du MAO de coupure du piège (voir figure I.23), le faisceau est ensuite séparé en deux afin de former pompe et sonde. Les deux faisceaux passent chacun dans un MAO piloté par un synthétiseur Rhode et Schwartz, la sonde pouvant être ainsi balayée en fréquence. La fréquence des faisceaux est nettement désaccordée par rapport à la transition atomique (-9Γ) afin de réduire l'effet de la pression de radiation.

Si la sonde est encore très fine dans cette configuration, nous avons choisi d'utiliser un faisceau pompe nettement plus large afin de faciliter l'alignement des faisceaux et de s'assurer de l'intersection des faisceaux pompe et sonde.

Notons finalement que ces deux faisceaux sont aussi utilisés pour les résonances de recul.

I.5.5 Champs magnétiques

Les champs magnétiques sont de deux types sur notre montage: ceux que nous créons volontairement comme le gradient pour le piège, et les champs parasites.

Le gradient de champ magnétique pour le piège est créé par une paire de bobines montées en position anti-Helmholtz placées de part et d'autre de la cellule. Le courant dans les bobines est de 30A et peut être commandé par un signal TTL grâce à un relais statique. Les champs parasites tel que le champ terrestre ou les champs créés par les appareils alentour peuvent avoir une influence non négligeable sur la dynamique des atomes dans le réseau et il est indispensable de minimiser ces champs. La compensation est assurée par des bobines d'environ 1 mètres de diamètre. Le courant dans ces bobines est réglé en minimisant le champ de chaque côté de la cellule à l'aide d'une sonde de champ magnétique.

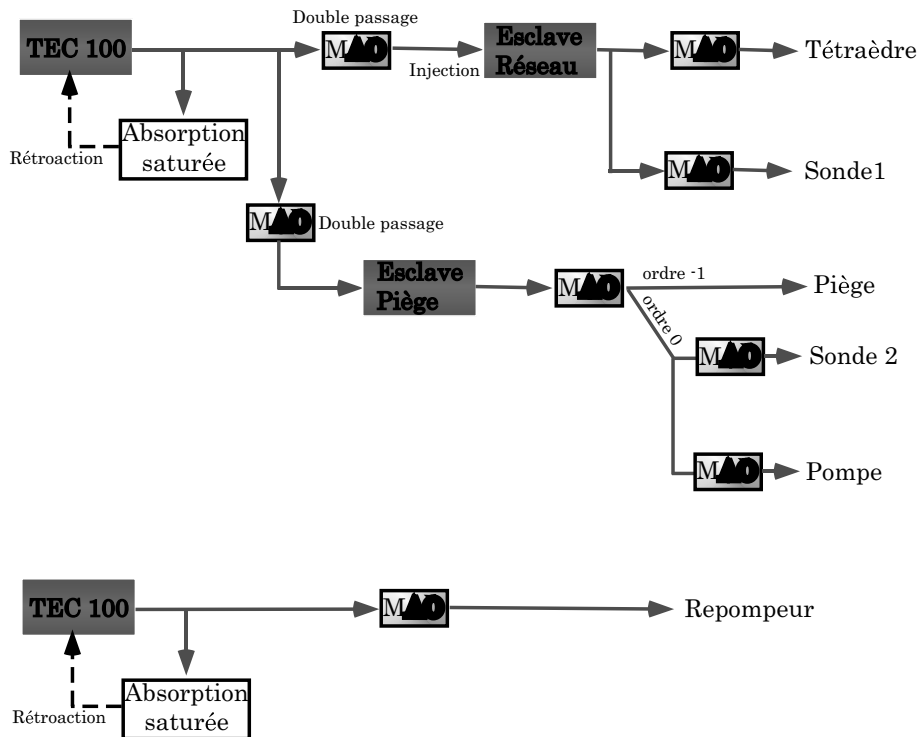


Figure I.23: *Shéma de principe du montage expérimental.*

I.5.6 Séquence de travail

La génération de la séquence de travail est assurée par un programme en LabView sur un ordinateur PC fonctionnant sous Windows NT4. Le programme contrôle deux cartes entrée/sortie National Instrument PCI-6025E et PCI-6713 possédant au total 40 voies d'entrée/sortie numériques (dont 16 sont associées à une mémoire tampon dans laquelle est mémorisé l'état des différentes voies au cours d'une séquence) ainsi que 16 entrées et 10 sorties analogiques. Chacune des cartes possède en outre deux compteurs dont le fréquence d'horloge est de 20MHz.

La fréquence de mise à jour des sorties numériques est de 1 kHz, ce qui permet de gérer le déclenchement des sorties avec un pas de 1ms et une précision de $1 \mu s$ pour les sorties numériques. Le signal d'horloge pour les sorties numériques provient d'un des compteurs de la carte. Le déclenchement de la séquence pour les sorties analogiques est assuré par un signal TTL provenant d'une des sorties numériques et correspondant au premier événement de la séquence, ce qui garanti une bonne synchronisation entre les sorties numériques et analogiques. La précision atteinte est de quelques dizaines de microsecondes pour les sorties analogiques. Notons toutefois que le signal de déclenchement de la RF du MAO de coupure du tétraèdre ainsi que le signal TTL de déclenchement de la sonde proviennent de deux compteurs de la carte utilisés en générateur d'impulsion

retardée déclenché par une des sorties numériques. En agissant sur le retard et la durée de l'impulsion générée par le compteur, on peut ainsi régler plus finement la durée du réseau ainsi que l'instant de déclenchement de la sonde qui peuvent être un multiple de $10 \mu s$.

Une séquence typique comprend:

- Une phase de piégeage des atomes dans le piège magnéto-optique qui dure de 1 à 3 secondes.
- Eventuellement une phase de mélasse au cours de laquelle on coupe le gradient de champ magnétique, on augmente le désaccord des faisceaux refroidisseurs, on diminue l'intensité de ces mêmes faisceaux ainsi que ceux du repompeur.
- L'extinction des faisceaux du piège et l'allumage simultané des faisceaux du réseau.
- Après un certaine période de réseau une phase de diagnostic qui peut être le déclenchement de la caméra CCD, l'allumage de la sonde pour la spectroscopie, l'extinction du réseau et l'allumage de la pompe et de la sonde pour les résonances induites par le recul ...

Outre tous ces événements, le programme peut ensuite faire varier d'une séquence à l'autre l'intensité des faisceaux du réseau, l'instant de déclenchement de la caméra ou la plage de balayage de la sonde (via une carte GPIB) afin d'automatiser l'acquisition de données. La stabilité du montage permet ainsi de faire tourner l'expérience pendant quelques heures sans intervention humaine. La figure I.24 montre le câblage des entrées et sorties de l'ordinateur pour le contrôle de notre montage.

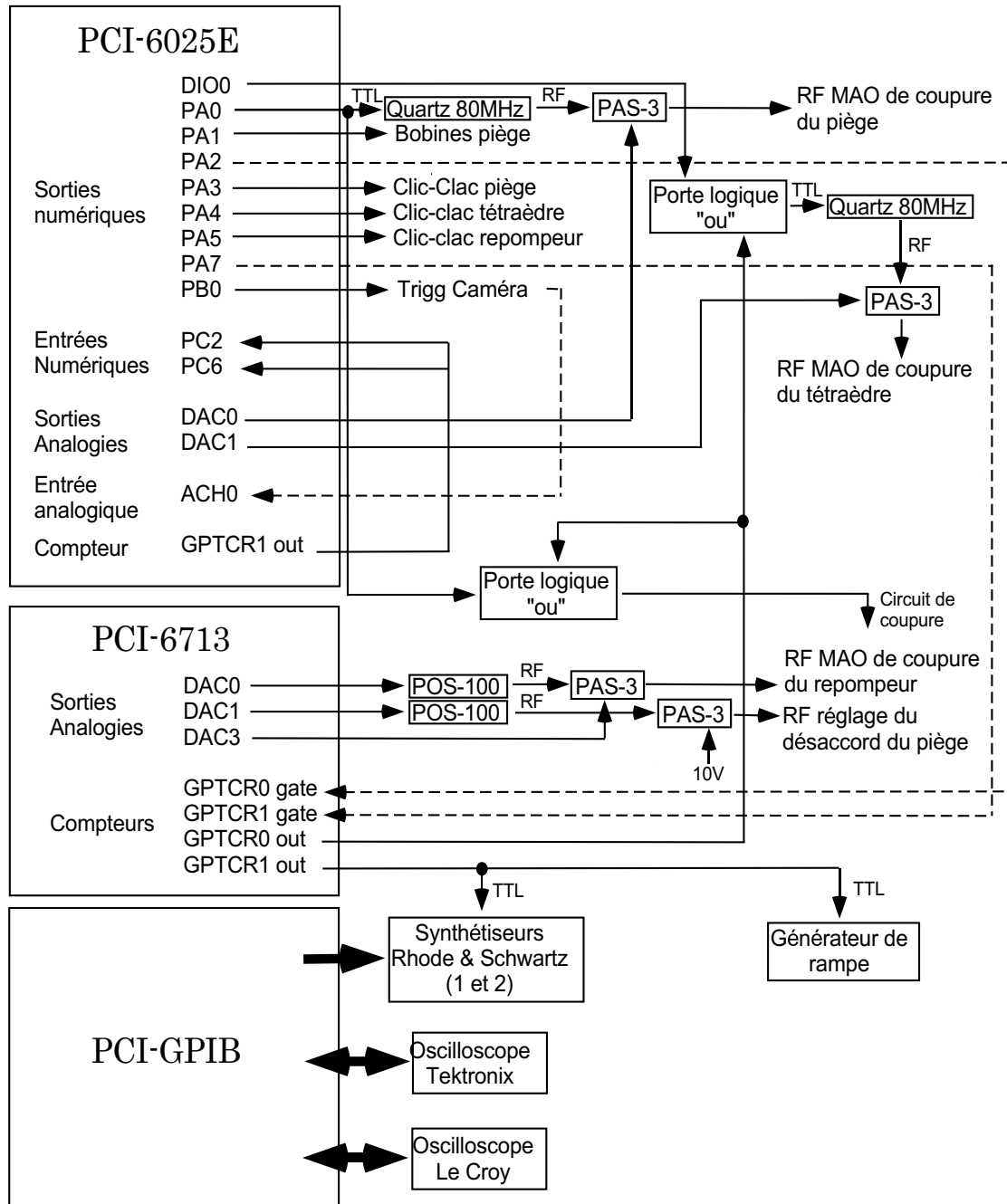


Figure I.24: Schéma de câblage des cartes entrée/sortie de l'ordinateur. Les pointillés représentent les liaisons entre deux cartes différentes.

Chapitre II

Mécanismes de transport dans les réseaux optiques

Contrairement à l'image d'atomes figés que l'on peut se faire des réseaux d'atomes froids, nous allons voir dans ce chapitre que les réseaux optiques sont le siège de phénomènes de transport. Le premier que nous étudierons est la diffusion spatiale. Nous verrons ensuite comment les résonances Rayleigh constituent un outil potentiel pour l'étude du transport dans les réseaux brillants. Nous parlerons ensuite des résonances Brillouins et plus généralement des modes de propagations dont ces résonances sont une des manifestations. Finalement nous parlerons des phénomènes de transport dans un réseau 1D asymétrique.

II.1 Diffusion spatiale

II.1.1 Généralités

L'étude de la diffusion spatiale est très importante pour la compréhension de la dynamique des atomes dans les réseaux optiques. Afin de décrire cette dynamique, on peut distinguer plusieurs régimes: si la profondeur des puits de potentiel est assez grande, le mouvement est diffusif. Nous verrons que dans ce régime, la valeur quadratique moyenne de la position des atomes vérifie $d\overline{x^2}/dt = 2D_x$ où D_x est le coefficient de diffusion spatiale dans la direction x . A l'opposé, lorsque la profondeur des puits est très faible, les atomes sont pratiquement libres et leur mouvement est balistique: $\overline{x^2}$ est alors une fonction quadratique du temps. Entre ces deux situations, on a un régime de diffusion anormale où probablement quelques atomes subissant des marches de Lévy donnent la principale contribution à l'évolution de la distribution spatiale des atomes [47].

Le modèle théorique le plus simple utilisé pour décrire la diffusion spatiale est celui du mouvement Brownien dans le cas où la force de friction représentant le refroidissement

varie linéairement avec la vitesse. La condition de validité d'un tel modèle est que la distance parcourue par un atome entre deux cycles de pompage optique est faible devant la période du réseau. On peut montrer [16] que cette condition est équivalente à la condition de régime sautant. En dehors de ce régime, le modèle du mouvement Brownien peut toujours être utilisé, mais la forme de la force de friction doit être modifiée [4, 48].

Dans la suite, nous verrons d'abord quelques résultats concernant le mouvement Brownien en utilisant l'équation de Langevin, ce qui permettra de voir la relation entre le coefficient de diffusion (spatial ou en impulsion) et la température (relation fluctuation-dissipation). Dans la partie suivante, nous utiliserons une approche en terme de marche au hasard qui nous permettra d'introduire l'équation de diffusion.

II.1.2 Le mouvement Brownien

Comme nous l'avons déjà mentionné, le mouvement d'un atome dans le champ des faisceaux laser peut, dans certains cas, être décrit comme celui d'une particule lourde plongée dans un fluide de particules légères. Son mouvement, appelé mouvement Brownien [49], est alors décrit par l'équation de Langevin [50] (on suppose le phénomène isotrope):

$$\frac{d}{dt}\mathbf{p} = -\frac{\alpha}{M}\mathbf{p} + \mathbf{F}(t) \quad (\text{II.1})$$

où \mathbf{p} est l'impulsion de la particule Brownienne, α est le coefficient de friction résultant de l'effet moyen des collisions avec les particules du fluide et $\mathbf{F}(t)$ une force aléatoire appelée force de Langevin représentant les fluctuations de la force instantanée. La valeur moyenne de cette force est nulle et sa fonction de corrélation est donnée par:

$$\overline{F_i(t)F_i(t')} = 2D_p g(t-t') \quad (i = x, y, z) \quad (\text{II.2})$$

où D_p est le coefficient de diffusion en impulsion. $g(\tau)$ est une fonction paire, normalisée et dont la largeur représentant le temps de corrélation des fluctuations de la force de Langevin est très faible devant le temps caractéristique d'évolution de l'impulsion $\frac{M}{\alpha}$. Il est alors parfois plus pratique de remplacer $g(\tau)$ par une fonction de Dirac $\delta(\tau)$.

L'étude de l'équation de Langevin permet de calculer la valeur asymptotique (i.e. aux temps longs) de la moyenne quadratique de l'impulsion [49]:

$$\overline{p_i^2} = \frac{MD_p}{\alpha} \quad (\text{II.3})$$

Remarquons qu'aux temps courts (i.e. faibles devant le temps de relaxation M/α), on trouve:

$$\overline{p_i^2} = 2D_p t \quad (\text{II.4})$$

ce qui justifie l'appellation de coefficient de diffusion en impulsion donnée à D_p .

En supposant que l'on se trouve à l'équilibre thermodynamique, on a également:

$$\frac{\overline{p_i^2}}{2M} = \frac{1}{2}k_B T \quad (\text{II.5})$$

et on en déduit:

$$D_p = \alpha k_B T \quad (\text{II.6})$$

On retrouve alors la relation d'Einstein déjà mentionnée dans la partie 1.2.2. du premier chapitre. Cette égalité porte aussi le nom de relation fluctuation-dissipation.

Le calcul de la valeur moyenne quadratique de la position (dans la direction x par exemple) aux temps longs donne:

$$\overline{x^2} = \frac{2k_B T}{\alpha} t \quad (\text{II.7})$$

Ainsi, aux temps longs, la valeur quadratique moyenne de la position des atomes varie linéairement avec le temps.

Le coefficient de diffusion spatial est donc donné par:

$$D_x = \frac{k_B T}{\alpha} \quad (\text{II.8})$$

de sorte que:

$$\overline{x^2} = 2D_x t \quad (\text{II.9})$$

Remarque : Il n'est pas évident à priori qu'un atome dans un réseau brillant puisse être considérée comme une particule Brownienne. Cependant, des études théoriques menées dans notre équipe par Laurent Sanchez-Palencia et Peter Horak [52] utilisant, pour décrire la dynamique de l'atome, une équation de Fokker-Planck tenant compte du potentiel périodique, ont montré la validité du modèle du mouvement brownien dans les réseaux brillants 2D pour une large gamme de paramètres.

II.1.3 Marche au hasard

L'approche en terme de mouvement Brownien du mouvement de l'atome dans le champ des faisceaux laser est celle traditionnellement utilisée tant que la température des atomes ne s'approche pas de la température de recul. Une autre approche consiste à utiliser l'image physique de la diffusion donnée au chapitre précédent: on peut considérer l'atome dans un réseau optique comme une particule effectuant une marche au hasard de puits en puits. Dans ce cas, la densité de ces particule satisfait à l'équation de diffusion [51] (on suppose toujours que l'on est dans le cas isotrope $D_x = D_y = D_z$):

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_x \Delta n \quad (\text{II.10})$$

Une solution de cette équation est une distribution gaussienne tridimensionnelle:

$$n(x, y, z, t) = \frac{n_0}{(4\pi D_x t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{4D_x t}\right) \quad (\text{II.11})$$

Le profil de densité le long de l'axe Ox prend alors la forme:

$$\tilde{n}(x, t) = \tilde{n}_0(t) \exp\left(-\frac{x^2}{[\sigma(t)]^2}\right) \quad (\text{II.12})$$

où $\sigma(t) = \sqrt{4D_x t}$ est la demi-largeur à 1/e de ce profil de densité.

On peut dès lors calculer $\overline{x^2}$:

$$\overline{x^2} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \tilde{n}(x, t) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{n}(x, t) dx} \quad (\text{II.13})$$

soit:

$$\overline{x^2} = \frac{[\sigma(t)]^2}{2} \quad (\text{II.14})$$

On retrouve alors bien la relation $\overline{x^2} = 2D_x t$, ce qui est cohérent avec le modèle du mouvement Brownien dont nous avons parlé plus haut.

Dans les expériences, le profil du nuage atomique dans le réseau est toujours gaussien. On a alors une manière simple de mesure des coefficients de diffusion: il suffit d'étudier les variations de $[\sigma(t)]^2$ au cours du temps. La différence avec la formule précédente est qu'à l'instant initial, la distribution est déjà gaussienne (et non pas une fonction de Dirac comme le donnerai la formule II.12 pour $t \rightarrow 0$). La formule à utiliser est alors $\overline{x^2} = 2D_x(t + t_0)$ où t_0 est une constante ajustée à la valeur initiale de $\overline{x^2}$.

Remarquons finalement que dans le modèle de la marche au hasard, en appelant τ le temps de piégeage d'un atome dans un puits et d_x le libre parcours moyen d'un atome dans la direction x , le coefficient de diffusion spatiale peut s'écrire:

$$D_x = \frac{d_x^2}{2\tau} \quad (\text{II.15})$$

II.1.4 Mesure expérimentale des coefficients de diffusion

Pour nos expériences, nous disposons d'une caméra CCD déclenchable par signal TTL. La caméra utilisée est de marque PCO, elle possède sa propre carte d'acquisition ainsi que son propre logiciel parfaitement adapté à nos besoins. Notons que la connection pour le signal TTL est bidirectionnelle: en entrée, la connection reçoit le signal de déclenchement; en sortie, la connection émet un signal de 500 mV lorsque la caméra est occupée (par l'acquisition d'une image par exemple). Ceci permet alors au PC gérant la séquence de déclencher la prise d'une image et de s'assurer ensuite que celle-ci a bien été acquise: le programme s'assure que le signal sortant est bien inférieur à 500 mV avant l'acquisition (caméra prête) et supérieur à 500mV, tout en étant inférieur au niveau du signal TTL (5 V) 1 ms après le temps d'exposition (caméra occupée par l'acquisition de l'image) (voir figure II.1). Si ce n'est pas le cas, l'image n'est pas comptabilisée par le programme de contrôle, la caméra n'ayant pas pu prendre l'image (ce qui arrive parfois en début de séquence, quand la caméra vient d'être mise en route).

La procédure expérimentale pour l'étude de la diffusion est la suivante:

- Le piège est chargé pendant une période variant de 2 à 3 secondes.

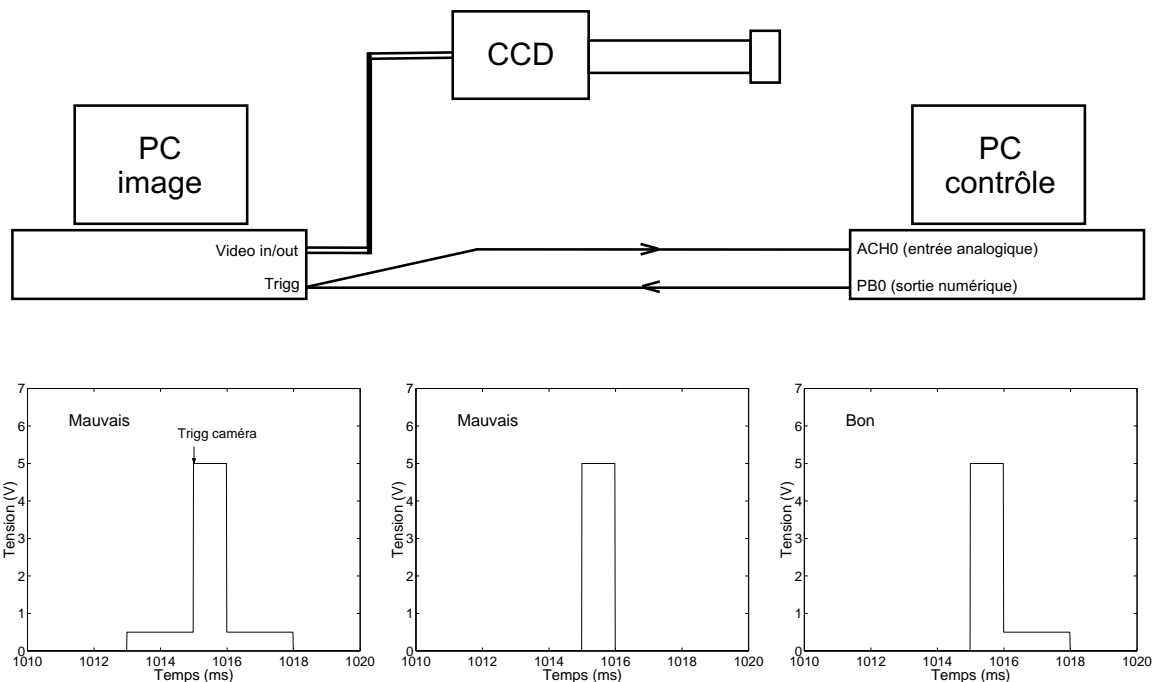


Figure II.1: *En haut: système d'imagerie: la connection 'trigg' de la carte d'acquisition de la caméra reçoit le signal TTL (donné par la sortie numérique PB0) de déclenchement et émet un signal de 500 mV lorsque la caméra est occupée. Ce signal est récolté par le PC de contrôle grâce à une entrée analogique (ACH0). En bas: signal reçu par l'entrée analogique au moment de l'acquisition d'une image dans différents cas. Seul le dernier signal correspond à l'acquisition effective d'une image: la caméra n'est pas occupée avant le déclenchement et s'occupe ensuite de transmettre l'image vers le PC émettant ainsi le signal de 500 mV.*

- Les faisceaux du piège ainsi que le gradient de champ magnétique sont éteints, les faisceaux du tétraèdre sont allumés au même instant.
- Après un durée variable de réseau, le programme déclenche la prise d'une image et s'assure de son acquisition.

Chaque image définitive peut être la moyenne de plusieurs. Nous avons choisi de ne prendre qu'une image par séquence afin de pouvoir mettre les faisceaux du tétraèdre à leur puissance maximum au moment de prendre l'image, la diffusion étant ensuite perturbée. Une fois le moyennage effectué, le programme change lui même l'instant de déclenchement de la caméra selon les paramètres qui lui sont donnés (nombre de moyennages, temps d'exposition, temps entre chaque image ...). La figure II.2 représente une image typique du nuage dans le réseau.

Nous exploitons ensuite les images de la manière suivante: un programme écrit sous

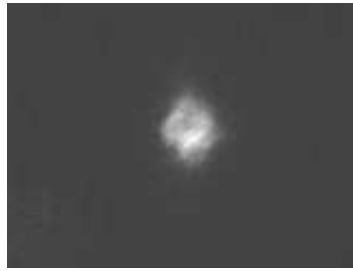


Figure II.2: Image du nuage atomique après 20 ms dans le réseau. Cette image représente la moyenne de 4 acquisitions.

MATLAB calcule pour chaque image le barycentre et fait ensuite une coupe du nuage dans deux directions perpendiculaires pour en déduire à l'aide d'un ajustement gaussien la largeur à $1/e$ du nuage. La figure II.3 représente le profil ainsi obtenu.

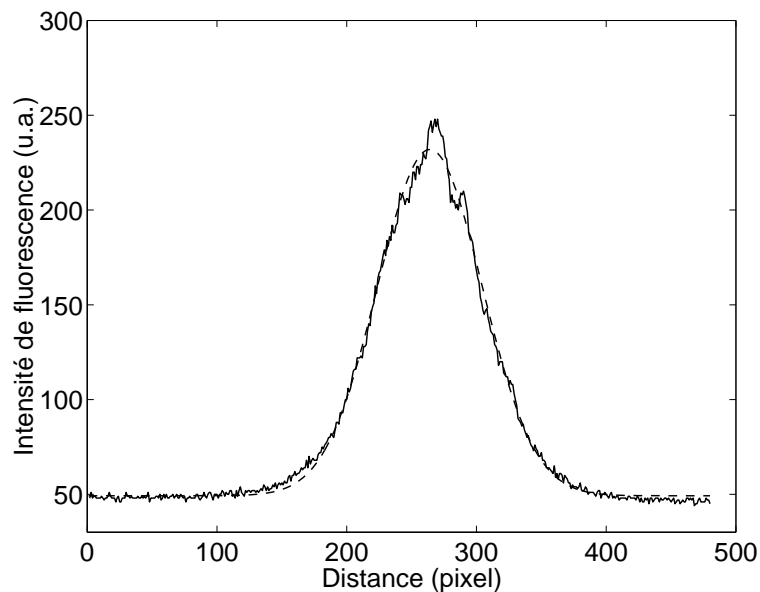


Figure II.3: Profil du nuage atomique dans une direction donnée.

On obtient alors la taille du nuage à différents instants. On peut alors en déduire $\overline{x^2}$ (puisque l'on connaît $\sigma(t)$). Le tracé de $\overline{x^2}$ au cours du temps donne alors une droite dont la pente donne accès directement au coefficient de diffusion comme on peut le voir sur la figure II.4. Notons dès à présent que le nuage n'évolue pas de la même manière dans deux directions orthogonales. Nous reviendrons sur cette anisotropie de la diffusion dans le chapitre suivant.

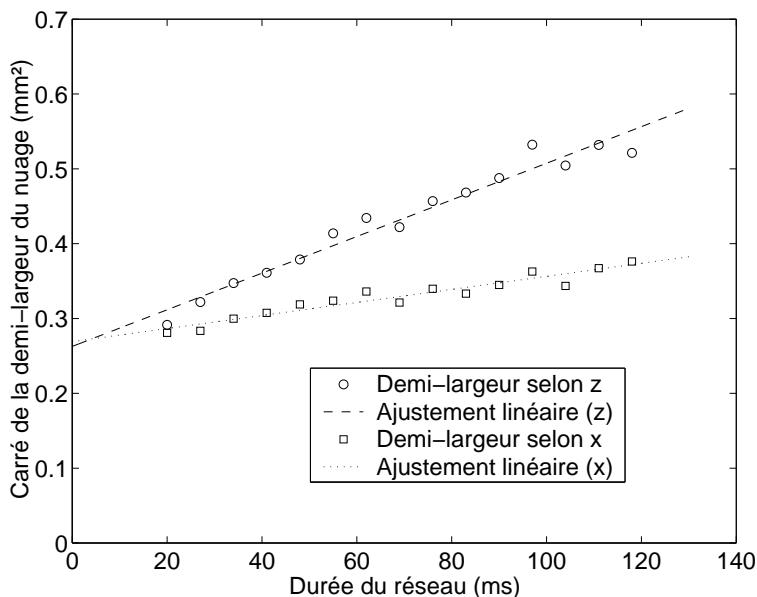


Figure II.4: Evolution de la demi-largeur au carré du nuage en fonction du temps: on obtient une droite dont la pente nous permet d'obtenir le coefficient de diffusion dans la direction étudiée.

II.2 Résonances Rayleigh et diffusion spatiale

II.2.1 Diffusion Rayleigh stimulée dans les réseaux optiques

Cas général

Nous allons revenir ici un peu plus en détails sur le mécanisme conduisant à l'observation de résonances Rayleigh dans les spectres pompe-sonde. Dans toute cette partie, nous nous placerons dans la configuration standard pour laquelle les faisceaux du réseau sont utilisés comme faisceaux pompes et où la polarisation de la sonde est la même que celle des faisceaux copropageants.

Comme nous l'avons déjà mentionné au chapitre précédent, pompe et sonde vont pouvoir interférer et créer ainsi une modulation d'une grandeur observable dans le milieu: cela peut être une modulation de densité, une modulation de magnétisation suivant que la sonde interfère avec un faisceau pompe de même polarisation où de polarisation orthogonale. Dans toute la suite, nous considérons le cas où pompe et sonde ont des polarisations linéaires identiques.

Notons ω et \mathbf{k} la pulsation et le vecteur d'onde du faisceau pompe et ω_s et \mathbf{k}_s la pulsation et le vecteur d'onde du faisceau sonde. La figure d'interférence pompe-sonde, dans le cas général se déplace à la vitesse:

$$v = \frac{\delta}{|\Delta \mathbf{k}|} \quad (\text{II.16})$$

où $\delta = \omega - \omega_s$ et $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_s$.

Dans le cas du tétraèdre standard, l'interférence entre pompe et sonde va conduire à une modulation spatiale et temporelle (si $\delta \neq 0$) de la profondeur des puits de potentiel. Il en résulte donc une modulation de la densité, les puits les moins profonds étant les moins peuplés (voir figure II.5). Un déphasage de la modulation de densité par rapport à la figure d'interférence pompe-sonde va alors entraîner une modification de l'intensité transmise de la sonde, comme nous allons le voir. Le mécanisme le plus simple conduisant à un déphasage entre la modulation d'intensité et la modulation de densité est le temps de réponse fini des atomes au déplacement de la modulation de la profondeur des puits.

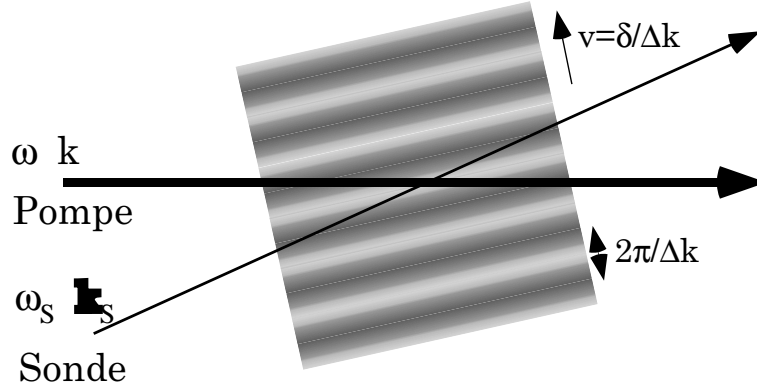


Figure II.5: Réseau de densité induit par l'interférence pompe-sonde. Le pas de ce réseau dépend de l'angle entre le faisceau pompe et le faisceau sonde.

La sonde se propageant le long de l'axe longitudinal Oz, son champ électrique peut s'écrire:

$$\mathbf{E}_s = \Re(\mathcal{E}_s(z) \exp\{-i(\omega_s t - \mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r})\}) \quad (\text{II.17})$$

Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, l'équation de propagation de la sonde prend la forme:

$$\frac{d\mathcal{E}_s}{dz} = \frac{i\omega_s}{2\varepsilon_0 c \sqrt{1 + \chi'_0}} \mathcal{P}_s \quad (\text{II.18})$$

où χ'_0 est la partie réelle de la susceptibilité χ du milieu en l'absence de pompe (le milieu est supposé non-absorbant en l'absence du faisceau pompe) et \mathcal{P}_s est la composant

de la polarisation du milieu qui émet un champ dans la direction de la sonde.

La modulation d'une observable V va modifier la susceptibilité du milieu qui peut acquérir une composante imaginaire pouvant rendre le milieu absorbant ou amplificateur pour la sonde. En d'autres termes, si \mathcal{P}_s possède une composante en quadrature avec le champ \mathcal{E}_s , on assiste à une modification de l'intensité de la sonde, ce qui est le cas lorsque la modulation de densité est déphasée par rapport à la figure d'interférence pompe-sonde.

Si γ est le taux de relaxation de l'observable modulée V , on peut réécrire l'équation II.18, en considérant le champ du faisceau sonde faible devant celui du faisceau pompe:

$$\frac{d\mathcal{E}_s}{dz} = g\mathcal{E}_s \quad (\text{II.19})$$

avec [44]:

$$g = \left(I \frac{d\chi}{dV} \frac{dV_0}{dI} \frac{\omega_s}{2c\sqrt{1+\chi'_0}} \right) \left[-\frac{\gamma\delta}{\gamma^2 + \delta^2} + i \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \delta^2} \right] \quad (\text{II.20})$$

où V_0 est la valeur de l'observable en l'absence de perturbation et I est l'intensité de la pompe. On voit alors à travers cette formule que la transmission de la sonde possède une forme dispersive. On peut interpréter cette forme de la manière suivante: si $\delta = 0$, le réseau de densité est en phase avec l'interférence pompe-sonde et la sonde n'est pas modifiée. Si $\delta \gg \gamma$, la figure d'interférence se déplace trop rapidement pour que les atomes puissent la suivre, la sonde est alors très peu modifiée. Entre ces deux régimes, on assiste soit à une absorption, soit à une amplification de la sonde.

Rôle de la pression de radiation

Il arrive en spectroscopie-pompe sonde que l'on ait un gain pour la sonde même si $\delta = 0$. Cet effet a déjà été observé en physique des solides dans certains cristaux tels que LiNbO_3 et BaTiO_3 : c'est l'effet photoréfractif [53].

Cet effet a aussi été observé dans les réseaux brillants [54] et est attribué à la pression de radiation: en effet, en l'absence de sonde, lorsque les faisceaux du tétraèdre sont tous de même intensité et que $\theta_x = \theta_y$, la pression de radiation totale est nulle. En revanche, en présence de la sonde, suivant que l'interférence pompe-sonde est constructive ou destructive, la pression de radiation aura tendance à pousser les atome dans un sens ou dans l'autre dans la direction longitudinale (voir figure II.6). On obtient alors un déphasage entre le réseau de densité et la figure d'interférence pompe-sonde et donc une amplification du faisceau sonde. On peut alors montrer que la contribution de la pression de radiation au spectre est une lorentzienne centrée en $\delta = 0$ et de même largeur que la contribution dispersive dont nous avons parlé plus haut.

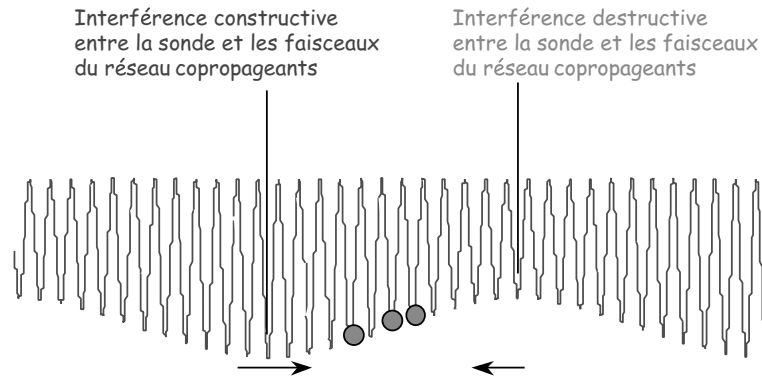


Figure II.6: *Effet de la pression de radiation sur la modulation de densité: l'interférence entre pompe et sonde étant tantôt constructive, tantôt destructive, la pression de radiation n'est plus compensée et crée un déphasage entre le réseau de densité et l'interférence pompe-sonde.*

La pression de radiation étant un effet dissipatif, sa contribution varie en I/Δ^2 [22] (rappelons que I est l'intensité des faisceaux du réseau et Δ le désaccord des faisceaux par rapport à la transition atomique): la contribution lorentzienne sera donc d'autant plus importante que l'on se rapproche de résonance (voir figure II.7).

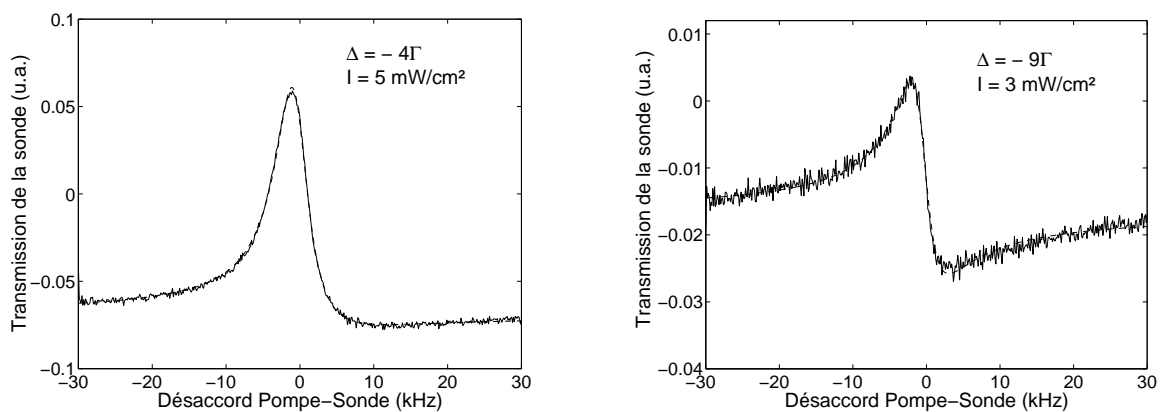


Figure II.7: *Spectres Rayleigh pour différents paramètres du réseau. Lorsque que l'on est proche de résonance et à intensité élevée (spectre de gauche), la composante lorentzienne du spectre est prépondérante. Quand on s'éloigne de résonance avec un intensité plus faible (spectre de droite), la contribution dispersive reprend le dessus.*

II.2.2 Largeur des résonances Rayleigh

Si la forme des résonances Rayleigh observées sur les spectres pompe-sonde est bien comprise, leur largeur est plus délicate à expliquer.

Rappelons que cette largeur est liée au taux de relaxation de l'observable modulée par l'interférence pompe-sonde. Lorsque la polarisation de la sonde est identique à celle des faisceaux se propageant dans la même direction, on obtient, en particulier, comme nous l'avons déjà signalé plus haut, une modulation de densité. On peut alors penser que la diffusion spatiale va avoir tendance à 'brouiller' ce réseau de densité et être ainsi la source principale de relaxation: dans ce cas, la largeur des raies Rayleigh doit être liée aux coefficients de diffusion spatiale des atome dans le réseau.

En effet, la densité atomique en présence de la sonde prend la forme:

$$n(\mathbf{r}, t) = n_0(\mathbf{r}, t) + \delta n(t) \exp(i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + c.c. \quad (\text{II.21})$$

où $n_0(\mathbf{r}, t)$ est la densité atomique en l'absence de sonde. En utilisant l'équation de diffusion (II.10) et le fait que $n_0(\mathbf{r}, t)$ satisfait déjà cette équation, on trouve la relation:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\delta n(t) \exp(i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] = D_x \Delta [\delta n(t) \exp(i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \quad (\text{II.22})$$

ce qui donne:

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = -D_x (\Delta k)^2 \delta n \quad (\text{II.23})$$

On voit alors que le taux de relaxation γ de la modulation de densité est $D_x (\Delta k)^2$: ce modèle relie directement la largeur des raies Rayleigh au coefficient de diffusion spatiale par une simple relation de proportionnalité.

Notons que dans le cas d'atomes piégés dans un réseau créé par le tétraèdre habituel, les formules sont quelques peu différentes. Tout d'abord, la diffusion peut ne pas être isotrope et l'équation de diffusion devient:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_x \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + D_y \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + D_z \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \quad (\text{II.24})$$

L'expression de la modulation de densité est également modifiée. En écrivant le champ de la sonde se propageant le long de l'axe Oz:

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) = \Re e \left\{ \frac{E_s}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_+ + \mathbf{e}_-) e^{i(k_s z - \omega_s t)} \right\} \quad (\text{II.25})$$

et en utilisant la formule (I.30) du chapitre I, on trouve que la modulation d'intensité est donnée par (on suppose $k_s \simeq k_L$):

$$\delta I = E_s E_0^* \cos(k_L \sin \theta x) e^{i(k_L(1-\cos \theta)z - \delta t)} \quad (\text{II.26})$$

La modulation de densité possédant la même dépendance spatiale, on obtient alors grace, à l'équation (II.24), la largeur de la résonance Rayleigh:

$$\gamma = k_L^2 [D_x \sin^2 \theta + D_z (1 - \cos \theta)^2] \quad (\text{II.27})$$

Comme nous le verrons dans le chapitre 4, cette relation est mise en défaut par l'expérience, ce qui remet en cause l'interprétation de la largeur Rayleigh en terme de relaxation de la densité seule.

II.3 Résonances Brillouin

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, certains modes de propagation peuvent être excités par spectroscopie pompe-sonde dans les réseaux optiques [8]. Comme nous allons le voir, ces résonances peuvent être aussi détectées par imagerie, soit en étudiant la diffusion spatiale, soit le déplacement du nuage, suivant la configuration de spectroscopie utilisée.

II.3.1 Résonances Brillouin en spectroscopie standard

Généralités

Dans le cas d'une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$, les modes de propagation que nous allons pouvoir exciter correspondent au cas où un atome effectue une demi-oscillation dans un puits, puis, au voisinage du croisement des deux courbes de potentiel, va effectuer un cycle de pompage vers l'autre courbe de potentiel. L'atome effectue à nouveau une demi-oscillation puis est encore pompé vers l'autre sous-niveau et ainsi de suite ... (voir figure II.8)

Nous pouvons alors calculer la vitesse moyenne \bar{v}_x d'un tel mode de propagation dans la direction x: la durée d'une demi-oscillation est π/Ω_x . Le pas du réseau dans la direction x étant $\lambda/\sin \theta_x$, on obtient:

$$\bar{v}_x = \frac{\lambda \Omega_x}{2\pi \sin \theta_x} \quad (\text{II.28})$$

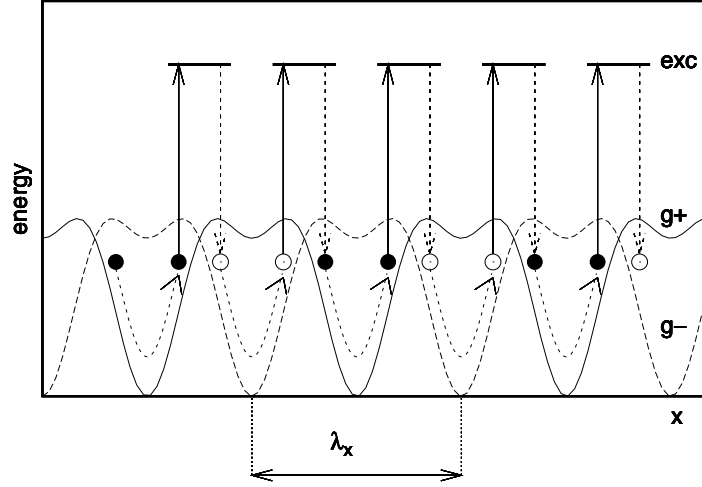


Figure II.8: *Modes de propagation Brillouin. Les potentiels correspondent à une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ et à un réseau 3D dans la direction transverse Ox .*

Ce mode de propagation, appelé mode Brillouin, peut être excité lorsque la vitesse de déplacement de la figure d'interférence pompe-sonde est égale à \bar{v}_x . Rappelons que dans la configuration standard, les faisceaux du réseau sont utilisés comme faisceaux pompes. La sonde (de vecteur d'onde \mathbf{k}_s et de pulsation ω_s) possède toujours la même polarisation que les faisceaux copropageants. En notant \mathbf{k}_L le vecteur d'onde d'un des faisceaux du réseau se propageant dans le même sens que la sonde, ω sa pulsation et en posant $\delta = \omega_s - \omega$ et $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_L$, la vitesse de déplacement du réseau d'intensité dans la direction Ox est:

$$v = \frac{\delta}{\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_x} \quad (\text{II.29})$$

soit, en supposant que $k_s \simeq k_L$

$$v = \frac{\delta}{k_L \sin \theta_x} \quad (\text{II.30})$$

On en déduit alors la condition de résonance Brillouin dans la configuration considérée ici:

$$\delta = \pm\Omega_x \quad (\text{II.31})$$

Notons que l'observation de résonances pour $\delta = \pm\Omega_x$ sur les spectres ne peut en aucun cas être attribué à une résonance Raman vibrationnelle: en effet, dans la configuration

étudiée ici, de telles transitions sont interdites pour des raisons de symétrie.

Remarque: Nous avons illustré le principe des résonances Brillouins dans le cas d'une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$. En regardant la forme des potentiels dans le cas de la transition $J_g=4 \rightarrow J_e=5$ vu au chapitre précédent, on s'aperçoit que la courbe de potentiel adiabatique la plus basse en énergie ne coupe pas les autres. La propagation d'un atome d'un puits vers un autre adjacent peut se faire sans changer de courbe de potentiel et sans faire intervenir de processus de pompage optique. Cependant, les atomes ayant une vitesse suffisante pour arriver au voisinage du sommet de la colline de potentiel peuvent être transférer dans une courbe de potentiel plus élevée par couplage motionnel puis être repompé vers la courbe la plus basse en énergie par pompage optique, ce qui donne lieu à un mode de propagation semblable à celui que nous venons de décrire.

Observation directe des modes de propagation Brillouin

Nous venons de voir que les résonances Brillouins sont visibles sur le spectre de transmission d'un faisceau sonde fin se propageant dans le milieu. L'idée à présent est de voir si on peut observer une modification de l'évolution du nuage atomique lorsque la sonde, à la fréquence de résonance Brillouin $\Omega_B = \Omega_x$ recouvre tout le nuage. La sonde se propageant le long de l'axe Oz va pouvoir exciter des modes Brillouin dans un sens selon x en interférant avec un des faisceaux pompe copropageant, et exciter des modes dans l'autre sens le long de x en interférant avec l'autre faisceau pompe se dirigeant dans le même sens (voir figure II.9). On s'attend alors à observer une augmentation de l'extension du nuage le long de Ox.

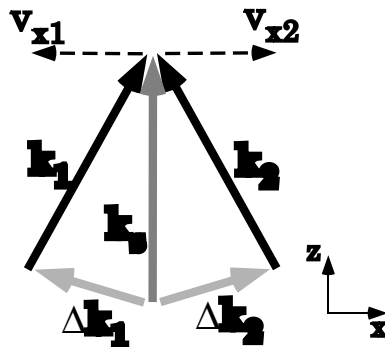


Figure II.9: Direction et sens des modes Brillouins excités lorsque les faisceaux du réseau sont utilisés comme pompe pour $\delta = \omega_s - \omega_L > 0$.

Nous avons effectué des mesures de diffusion lorsque la sonde recouvre tout le nuage avec un fréquence fixe. La séquence utilisée est la suivante: après la coupure des faisceaux du piège et l'allumage des faisceaux du réseau, on laisse les atomes se thermaliser dans

le réseau pendant une durée de 10 ms. On allume ensuite la sonde, sa fréquence étant fixe, et on prend une image du nuage, comme cela est décrit plus haut dans ce chapitre. La première remarque est que l'expansion du nuage le long de x conserve un caractère diffusif même lorsque la différence de pulsation δ entre les faisceaux du réseau et la sonde est égale à Ω_x . En effet, le fait que les modes Brillouins soient des modes de propagation à une vitesse donnée ne signifie pas forcément que l'expansion du nuage le long de x se fasse à vitesse constante. Ceci est dû essentiellement au fait que les atomes participant à ces modes de propagation peuvent être recapturés dans un puits. De plus tous les atomes ne participent pas à ces modes en même temps et les modes peuvent être entraînés dans un sens ou dans son opposé. On voit alors que le fait d'exciter les modes Brillouin est d'augmenter le libre parcours moyen des atomes et donc le coefficient de diffusion selon x .

La figure II.10 représente le résultat des mesures des coefficients de diffusion spatiale dans la direction transverse x et dans la direction longitudinale z en fonction du désaccord ainsi que le spectre pompe-sonde pris dans le même réseau (même intensité des faisceaux, même désaccord) permettant ainsi de situer la position des résonances Brillouin Ω_B . Pour D_x (coefficient de diffusion spatiale dans la direction x) on voit deux pics apparaissant à Ω_B alors qu'aucun ne sont observé pour D_z . Ceci constitue la première observation directe des modes Brillouin qui se manifestent par une augmentation de la diffusion spatiale dans la direction selon laquelle ces modes sont excités dans la configuration étudiée ici.

II.3.2 Modes de propagation Brillouin en spectroscopie avec pompe externe

Nous allons voir que les modes de propagation Brillouin peuvent être également observés lorsque l'on utilise un faisceau pompe externe au réseau. Comme dans le cas précédent, on peut détecter ces modes par spectroscopie ou bien par imagerie.

Résonances Brillouin et spectre de transmission

Rappelons que la configuration utilisée est celle où pompe (de vecteur d'onde \mathbf{k}_p et de pulsation ω_p) et sonde (de vecteur d'onde \mathbf{k}_s et de pulsation ω_s) sont symétriques par rapport à l'axe longitudinal Oz . Notons 2φ l'angle entre pompe et sonde. En supposant que $k_s \simeq k_p \simeq k_L$, nous avons dans ce cas $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_p = 2k_L \sin \varphi \mathbf{e}_x$. On en déduit alors la vitesse de déplacement de l'interférence pompe-sonde:

$$v = \frac{\delta_{ps}}{2k_L \sin \varphi} \quad (\text{II.32})$$

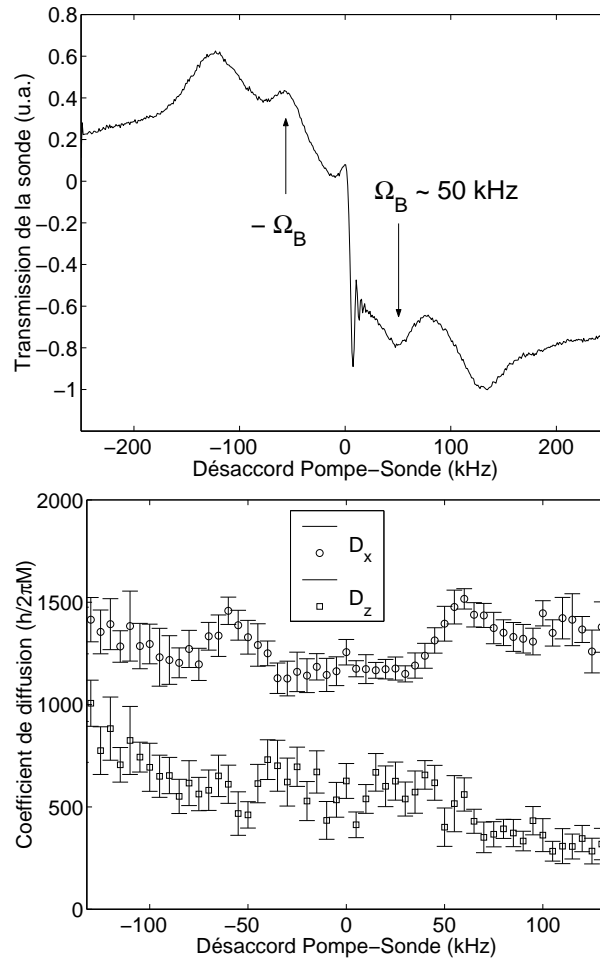


Figure II.10: *Spectre de transmission de la sonde (en haut) et coefficients de diffusion spatiale des atomes en fonction de la fréquence du désaccord entre les faisceaux du réseau et la sonde (en bas). L'angle du réseau est de 30° , l'intensité des faisceaux du réseau 3.5 mW/cm^2 est de et leur désaccord $-\mathcal{T}$. On voit apparaître sur cette dernière figure deux pics pour D_x à la fréquence correspondant aux résonances Brillouin.*

avec cette fois $\delta_{ps} = \omega_p - \omega_s$.

La vitesse du mode Brillouin étant toujours donnée par la relation II.28, on obtient la nouvelle condition de résonance Brillouin:

$$\delta_{ps} = \pm 2 \frac{\sin \varphi}{\sin \theta} \Omega_x \quad (\text{II.33})$$

On voit à travers cette formule que la position des raies Brillouin sur les spectres dépend de l'angle entre pompe et sonde. Afin de s'assurer expérimentalement de la position des raies Brillouins, nous allons également caractériser les raies Raman dans cette configuration. Pour déterminer quelle transition est excitée pour $\Delta \mathbf{k}$ donné, il nous

faut calculer les éléments de matrice de l'opérateur de transition Raman:

$$I = (\mathbf{d}^+ \cdot \mathbf{E}_p^*) (\mathbf{d}^- \cdot \mathbf{E}_s) \quad (\text{II.34})$$

entre différents niveaux vibrationnels. \mathbf{d} est l'opérateur moment dipolaire atomique séparé en partie ascendante \mathbf{d}^+ et partie descendante \mathbf{d}^- . \mathbf{E}_α est le champ électrique de la sonde pour $\alpha = s$ et de la pompe pour $\alpha = p$. Son expression est:

$$\mathbf{E}_\alpha = \sum_q E_{\alpha,q} \mathbf{e}_q e^{i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r}} \quad (\text{II.35})$$

où \mathbf{e}_q sont les vecteurs polarisation normés ($\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z$, $\mathbf{e}_{\pm 1} = \mp \frac{(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)}{\sqrt{2}}$). Puisqu'ici nous considérons les transitions entre différents niveaux vibrationnels, \mathbf{r} doit être considéré comme un opérateur.

Les atomes étant localisés au fond des puits, on peut décrire leur mouvement dans le potentiel lumineux comme celui d'un oscillateur harmonique 3D et décrire les états vibrationnel par: $|\{n\}\rangle = |n_x, n_y, n_z\rangle$. La localisation des atomes au fond des puits va nous permettre aussi d'utiliser les états diabatiques $|J_g, m_g\rangle$ et $|J_e, m_e\rangle$ pour décrire les degrés de liberté internes de l'atome.

Les processus Raman vibrationnels peuvent induire des transitions entre sous niveaux de même nombre quantique magnétique m_g . L'élément de matrice de l'opérateur de transition Raman correspondant s'écrit alors:

$$I_{nn'} = \sum_{qq'} \langle J_g, m_g, \{n'\} | \mathbf{d}^- \cdot \mathbf{e}_q E_{p,q}^* e^{-i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}} \mathbf{d}^+ \cdot \mathbf{e}_{q'} E_{s,q'} e^{i\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r}} | J_g, m_g, \{n\} \rangle \quad (\text{II.36})$$

Dans le cas étudié, pompe et sonde ont des polarisations linéaires et parallèle à celle des faisceaux copropageants: le champ n'a pas de composante (composante π) suivant z (composante π) et donc $q = \pm 1$. En utilisant le théorème de Wigner-Eckart, on obtient:

$$I_{nn'} = \frac{\mathcal{D}^2}{2J_e + 1} \langle \{n'\} | (c_- E_{p-}^* E_{s-} + c_+ E_{p+}^* E_{s+}) e^{-i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} | \{n\} \rangle \quad (\text{II.37})$$

où $c_\pm = \langle J_e, m_g \pm 1 | J_g, 1; m_g, \pm 1 \rangle^2$ et \mathcal{D} est un élément de matrice réduit ne dépendant que de J_g et J_e .

Au fond des puits de potentiel, nous pouvons faire un développement limité de sorte que:

$$e^{i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \simeq 1 + i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} \quad (\text{II.38})$$

En considérant que $E_{\alpha+} = E_{\alpha-}$ ($\alpha = s, p$) pour des faisceaux polarisés linéairement, on obtient, pour $\{n\} \neq \{n'\}$:

$$I_{nn'} \simeq \frac{i(c_+ + c_-) \mathcal{D}^2 E_{p-}^{0*} E_{s-}^0}{2J_e + 1} \langle \{n'\} | \mathbf{r} | \{n\} \rangle \cdot \Delta \mathbf{k} \quad (\text{II.39})$$

Cette équation montre que le couplage dépend de $\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$. Ceci signifie que si $\Delta \mathbf{k}$ est colinéaire à l'axe Ox, comme c'est le cas dans notre configuration, seule les résonances Raman pour $\delta = \pm \Omega_x$ ($\Delta n_x = \pm 1$, $\Delta n_{yz} = 0$) seront excitées. De plus, la proportionnalité entre l'élément de matrice de l'opérateur de transition Raman et $\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ implique que la probabilité de transition est proportionnelle à $\sin^2 \varphi$, ce qui explique, comme nous allons le voir, qu'aux angles faibles, seules les raies Brillouins sont visibles.

Nous voyons donc que la condition de résonance Raman est indépendante de l'angle entre pompe et sonde pourvu que les faisceaux restent symétriques par rapport à l'axe Oz, contrairement aux résonances Brillouins. La figure II.11 montre plusieurs spectres correspondant à différents angles entre pompe et sonde: on voit alors une raie se déplacer correspondant aux modes Brillouins et une raie fixe correspondant aux transitions Raman.

De la figure II.11, il est possible de déduire la position de la raie Brillouin. La figure II.12 représente la position de la raie Brillouin en fonction de $\sin \varphi$: les points se regroupent autour d'une droite passant par l'origine.

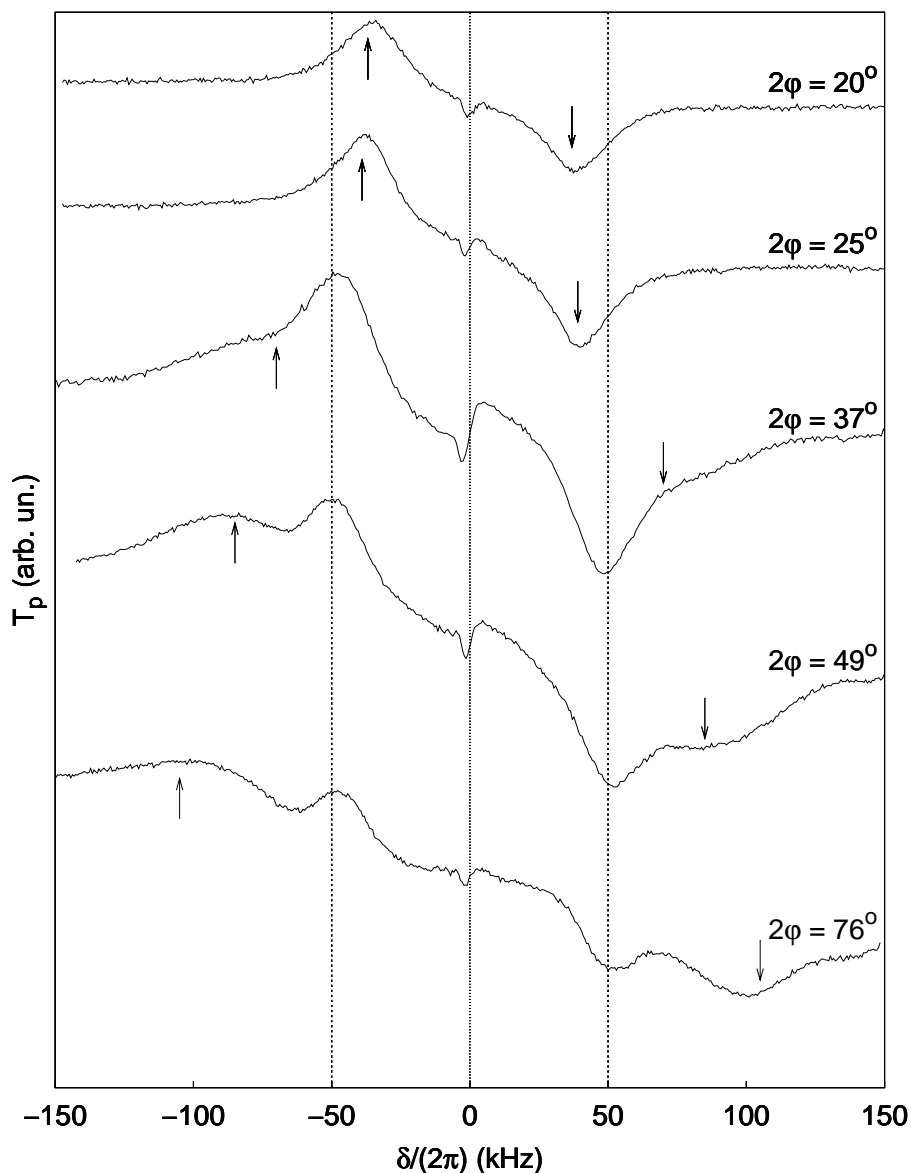


Figure II.11: Spectres pompe-sonde avec pompe externe pour différents angles entre pompe et sonde, les deux faisceaux étant symétriques par rapport à l'axe Oz . L'intensité du réseau est de 5 mW/cm^2 et le désaccord de -8.5Γ . L'intensité de la pompe est de 3 mW/cm^2 , celle de la sonde de 0.5 mW/cm^2 et leur désaccord est de -8.3Γ . Pour des angles supérieurs à 30° , on voit une résonance dont la position est indépendante de l'angle et correspondant aux transitions Raman dans la direction Ox . On voit également une résonance dont la position varie avec l'angle et qui correspond à l'excitation des modes Brillouins (résonances indiquées par une flèche).

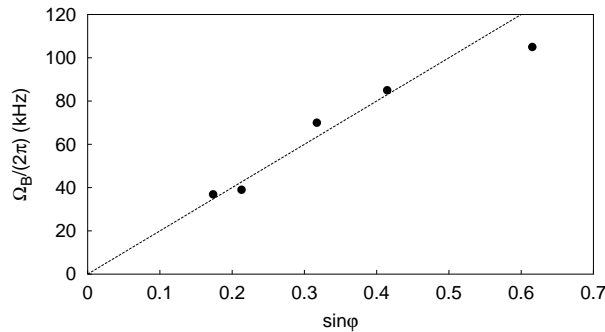


Figure II.12: Position de la raie Brillouin en fonction du sinus de l'angle entre la pompe (ou la sonde) et l'axe Oz.

Observation des modes Brillouin par imagerie

Comme dans la configuration de spectroscopie standard, il est possible de visualiser l'excitation des modes Brillouins par imagerie. Contrairement à la configuration précédente où les 4 faisceaux du réseau servaient de faisceaux pompe, nous sommes en présence cette fois d'une seule pompe extérieure au réseau: pour une fréquence donnée, les modes Brillouins ne sont excités que dans un seul sens (voir figure II.13). Nous avons donc cherché à savoir si il était possible d'observer un déplacement du centre de masse du nuage au cours du temps lorsque la différence de fréquence entre pompe et sonde est égale à la fréquence d'excitation des modes Brillouin donnée par II.33. Pour ce faire, pompe et sonde ont été élargie afin de recouvrir tout le nuage atomique. Leurs intensités a également été diminuée afin de minimiser les effets de la pression de radiation qui pourrait pousser le nuage en dehors du champ des faisceaux: les deux faisceaux ont des intensités voisines de l'ordre de 0.7 mW/cm^2 . La figure II.14 montre l'évolution de la position du centre de masse du nuage dans la direction Ox pour différentes valeurs du désaccord pompe sonde: on observe bien un déplacement plus important pour $\delta_{ps} = \pm\Omega_B$, la direction étant inversée suivant le signe de δ_{ps} .

Afin de mettre en évidence le caractère résonant de l'excitation de ces modes de propagation, nous avons mesuré la vitesse de déplacement du nuage pour différent désaccord entre pompe et sonde, le résultat étant représenté sur la figure II.15: on observe bien un déplacement le long de l'axe Ox pour $\delta = \pm\Omega_B$ alors que ça n'est pas le cas le long de Oz. Les modes de propagation Brillouin sont ainsi une nouvelle fois directement visualisés par imagerie, l'excitation menant dans cette configuration à un déplacement du centre de masse du nuage.

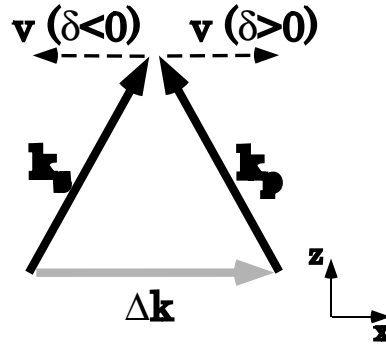


Figure II.13: Direction et sens des modes Brillouins excités un présence d'une seule sonde.

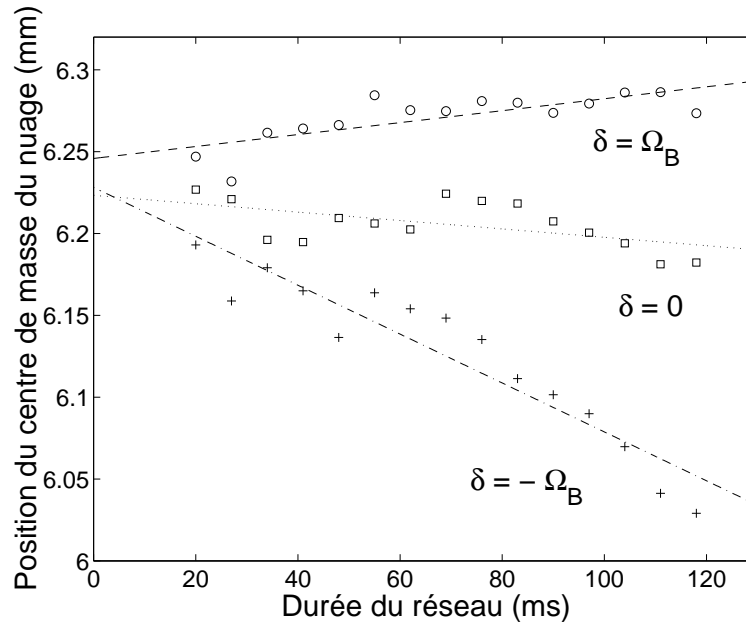


Figure II.14: Position du nuage dans la direction Ox en fonction du temps en présence de pompe et sonde pour différents désaccords entre les deux faisceaux. L'intensité du réseau est de 4.7 mW/cm^2 et le désaccord de $-\mathcal{T}$. On voit que le sens du mouvement du nuage s'inverse lorsque l'on passe de $\delta_{ps} = +\Omega_B$ à $\delta_{ps} = -\Omega_B$. Le fait que le nuage se déplace légèrement pour $\delta_{ps} = 0$ est du à un léger déséquilibre de la pression de radiation de la pompe et la sonde.

II.4 Transport dans un réseau asymétrique

II.4.1 Introduction

L'étude d'un réseau asymétrique se situe à un niveau interdisciplinaire car motivée par l'étude des moteurs moléculaires en biologie [55]. L'idée est qu'une particule Browni-

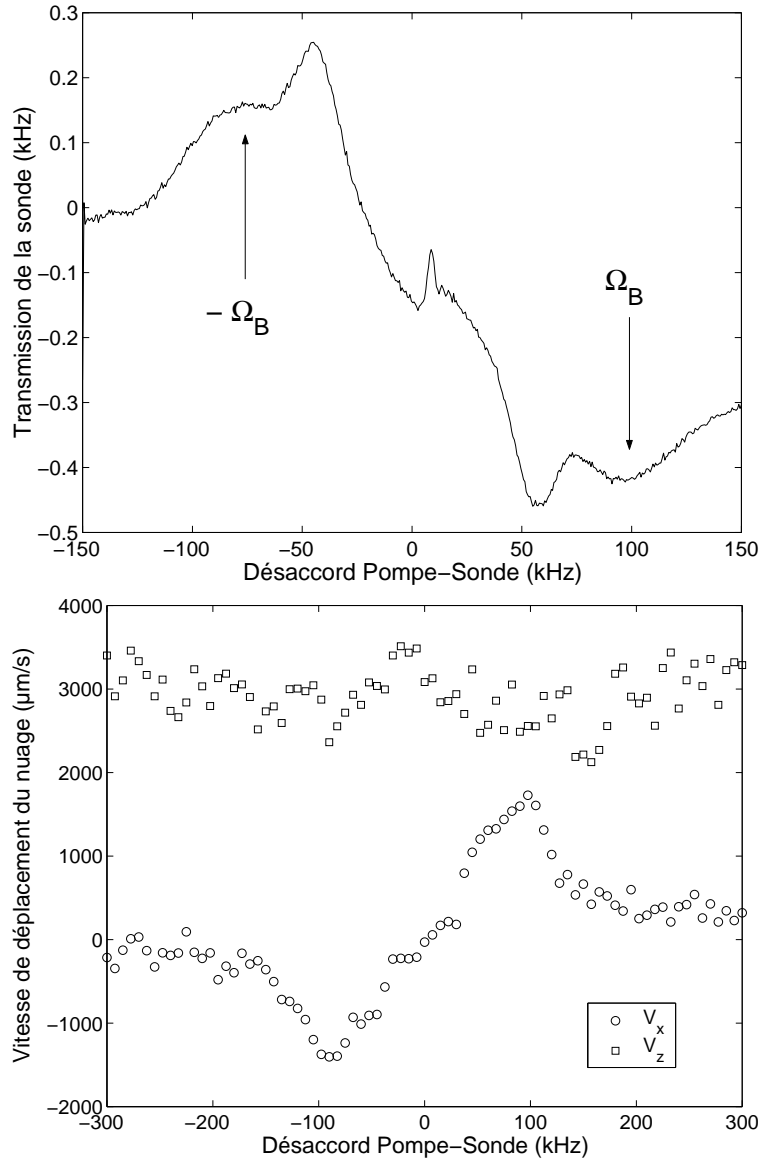


Figure II.15: Spectre de transmission de la sonde (en haut) et déplacement du centre de masse du nuage (en bas) dans deux directions orthogonales. L'intensité du réseau est de 5 mW/cm^2 par faisceaux et le désaccord de -8.5Γ . On observe un déplacement du nuage dans deux sens opposés le long de x pour $\delta = \pm\Omega_B$. La vitesse de déplacement du centre de masse du nuage dans la direction z n'est pas nulle à cause de la pression de radiation qui tend à pousser le nuage le long de Oz .

enne soumise à un potentiel périodique mais asymétrique va se déplacer préférentiellement dans une direction donnée. Ceci est compatible avec le principe de Curie [56]: *Lorsque certains effets révèlent une certaine dissymétrie, cette dissymétrie doit se retrouver dans les causes qui lui ont donné naissance.* Un phénomène irréversible tel que la dissipation d'énergie brise la symétrie par renversement du temps et le potentiel asymétrique brise la symétrie spatiale. Un des mécanisme pouvant conduire à mouvement des particules est celui où le potentiel varie au cours du temps: le potentiel vu par la particule est à certain instants asymétriques, à d'autres instants varie de manière à permettre à la particule de diffuser. En retournant dans le potentiel asymétrique, la particule peut retomber du côté raide du potentiel la ramenant ainsi dans le puits initial, mais possède aussi une certaine probabilité de retomber sur le flanc moins raide pouvant ainsi amener la particule dans le puits adjacent. Le principe est illustré sur la figure II.16 dans le cas où la particule fluctue entre un potentiel périodique asymétrique et un potentiel plat et sur la figure II.17 dans le cas où la particule fluctue entre deux potentiels asymétriques décalés dans l'espace. Le déplacement de particules dans un réseau asymétrique a été étudié expérimentalement en physique dans des configurations diverses et variées [57, 58, 59, 60]. Nous allons voir dans la suite la réalisation d'un tel réseau avec des atomes froids.

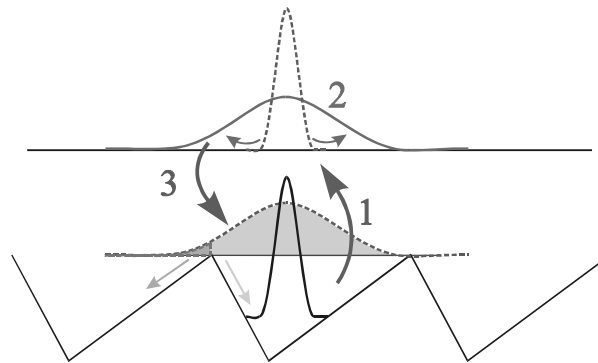


Figure II.16: *Principe du moteur Brownien lorsque le potentiel fluctue entre un potentiel périodique asymétrique et un potentiel plat.*

II.4.2 Réalisation avec des atomes froids

L'idée est ici d'obtenir un réseau 1D asymétrique. Pour ce faire, une paire de faisceaux est suffisante en ce qui concerne les lasers. En revanche, obtenir un réseau asymétrique avec seulement deux faisceaux n'est pas chose simple. L'idée est donc d'utiliser un champ magnétique $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$ (rappelons que le vecteur champ magnétique est un pseudo vecteur) parallèle à la direction de propagation. La configuration de faisceaux utilisée est une configuration $\text{lin}\theta\text{lin}$ (voir figure II.18), les faisceaux étant légèrement désaccordés sur le

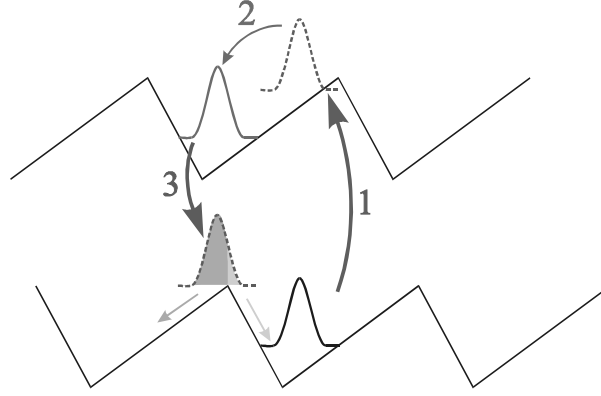


Figure II.17: *Principe du moteur Brownien lorsque le potentiel fluctue entre deux potentiels périodiques asymétriques décalés l'un par rapport à l'autre.*

bleu d'une transition $J_g=1 \rightarrow J_e=1$ (afin d'obtenir un pré-refroidissement Sisyphé [10]). Le champ électrique de chacun des faisceaux s'écrit :

$$\mathbf{E}_1(z, t) = E_0 \left(e^{i(k_L z - \omega_L t)} + c.c. \right) \left(\cos \frac{\theta}{2} \mathbf{e}_y + \sin \frac{\theta}{2} \mathbf{e}_x \right) \quad (\text{II.40})$$

$$\mathbf{E}_2(z, t) = E_0 \left(e^{i(-k_L z - \omega_L t + \phi)} + c.c. \right) \left(\cos \frac{\theta}{2} \mathbf{e}_y - \sin \frac{\theta}{2} \mathbf{e}_x \right) \quad (\text{II.41})$$

ce qui donne pour le champ total, dans la base des états circulaires :

$$\mathbf{E}(z, t) = E_0 \sqrt{2} \left[\cos \left(k_L z + \frac{\theta}{2} \right) \mathbf{e}_+ + \sin \left(k_L z - \frac{\theta}{2} \right) \mathbf{e}_- \right] e^{-i\omega_L t} + c.c. \quad (\text{II.42})$$

La lumière ne possédant pas de composante π dans cette configuration, on peut se restreindre aux sous-niveaux $|m_g = +1\rangle$ et $|m_g = -1\rangle$ de l'état fondamental [20]. En l'absence de champ magnétique, l'un des états propre de l'opérateur est un état non-couplé à la lumière, nous le noterons $|NC\rangle$. Nous noterons l'autre état $|C\rangle$. Pour calculer l'expression du potentiel, il faut ajouter à l'opérateur déplacement lumineux le hamiltonien Zeeman $V_Z = g\mu_B J_z B$ (où μ_B est le magnéton de Bohr et g le facteur de Landé de l'état fondamental) et diagonaliser l'ensemble. Les états $|NC\rangle$ et $|C\rangle$ sont alors perturbés par le champ et l'expression de leur déplacement lumineux est :

$$V_{NC}(z) = 2\hbar\Delta' (1 + \cos\theta \cos 2k_L z) - \sqrt{4\hbar^2\Delta'^2 (1 + \cos\theta \cos 2k_L z)^2 + g\mu_B B (2\hbar\Delta' \sin\theta \sin 2k_L z + g\mu_B B)} \quad (\text{II.43})$$

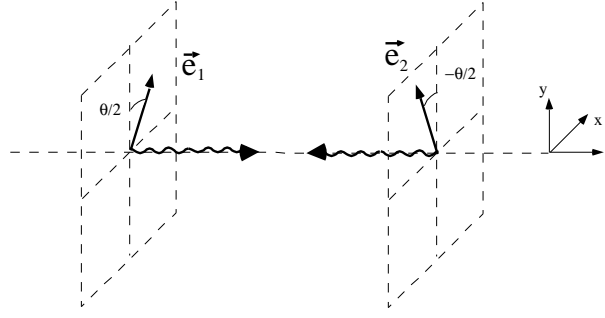


Figure II.18: Configuration linθlin des faisceaux.

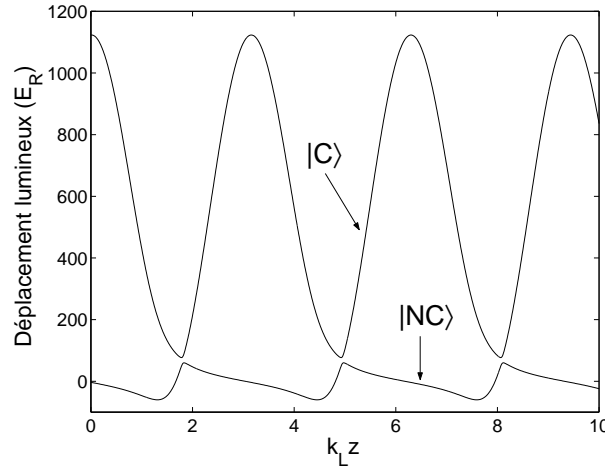


Figure II.19: Potentiels des états couplés et non couplés pour $\hbar\Delta' = 150E_R$, $\theta = 30^\circ$ et $\frac{\mu_B B}{\hbar\Delta'} = 0.025$. On voit que pour le potentiel de l'état non-couplé, les pentes n'ont pas la même raideur de chaque côté du fond d'un puits.

$$V_C(z) = 2\hbar\Delta'(1 + \cos\theta \cos 2k_L z) + \sqrt{4\hbar^2\Delta'^2(1 + \cos\theta \cos 2k_L z)^2 + g\mu_B B(2\hbar\Delta' \sin\theta \sin 2k_L z + g\mu_B B)} \quad (\text{II.44})$$

V_{NC} étant alors le potentiel asymétrique. Pour un champ magnétique faible (i.e. tel que $g\mu_B B \ll \hbar\Delta'$), on peut faire un développement limité de à l'ordre 1 en $\frac{\mu_B B}{\hbar\Delta'}$. On obtient alors:

$$V_{NC}(z) = -g\mu_B B \frac{\sin\theta \sin 2k_L z}{1 + \cos\theta \cos 2k_L z} \quad (\text{II.45})$$

Il est intéressant de constater que le potentiel asymétrique dans ce cas est indépendant de $\hbar\Delta'$ et donc de l'intensité des faisceaux. La figure montre la forme des deux potentiels

dans les conditions standard des expériences. Pour $\theta = 0, \pm\pi/2$, on peut remarquer que le réseau redevient symétrique.

Notons aussi qu'en toute rigueur, $V_C(z)$ est également asymétrique, mais à la différence de $V_{NC}(z)$, il dépend aussi de $\hbar\Delta'$ et cette dépendance masque l'asymétrie.

II.4.3 Quelques résultats expérimentaux

Nous donnons ici quelques résultats expérimentaux obtenus sur le Rubidium, l'ensemble de ces résultats étant présentés dans la référence [32].

La nécessité d'avoir une transition $J_g=1 \rightarrow J_e=1$ impose de travailler avec le Rubidium 87. La transition utilisée est alors $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=1)$. Cette transition n'étant pas fermée, il faut utiliser un repompeur quasi-résonant avec la transition $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$. Les deux faisceaux sont disposés à la verticale.

Le déplacement du nuage est mesuré à l'aide d'une caméra CCD. Chaque image est alors la moyenne de 100 clichés, les atomes diffusant peu de photons dans le réseau asymétrique (l'état correspondant étant peu différent d'un état non couplé).

La figure II.20 représente le déplacement du centre de masse du nuage au cours du temps pour deux valeurs opposées du champ magnétique: on voit clairement que le nuage se déplace au cours du temps. Le changement de signe du champ inverse l'asymétrie du potentiel et change donc le sens de déplacement du nuage. La figure II.21 représente le déplacement du nuage après 6 ms dans le réseau pour différentes valeurs de l'angle θ entre les polarisations des faisceaux. Pour $\theta = 0, \pm\pi/2$, le potentiel étant symétrique, on retrouve un déplacement nul. On voit également que la courbe obtenue est impaire, ce qui reflète le fait que si θ est changé en $-\theta$, l'asymétrie du potentiel est inversée.

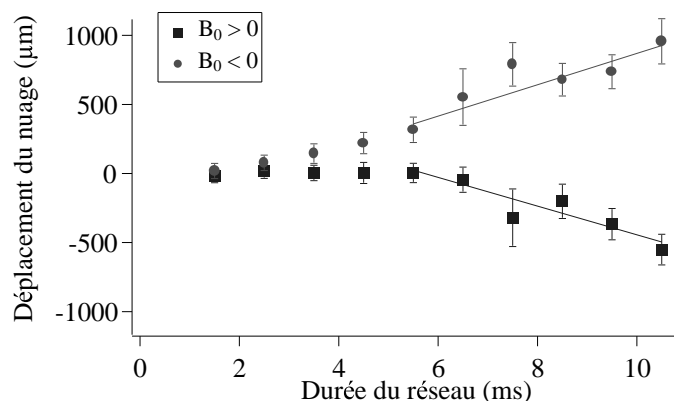


Figure II.20: *Déplacement du nuage en fonction du temps pour un champ positif (carrés) et négatif (cercles), l'axe Oz étant orienté dans le sens de la gravité. Les paramètres expérimentaux sont: $\Delta = 2\Gamma$, $g\mu_B B = 140\omega_R$ (ω_R étant la pulsation de recul) et $s \simeq 0.3$. L'asymétrie du déplacement pour des champs opposés est dû à la gravité.*

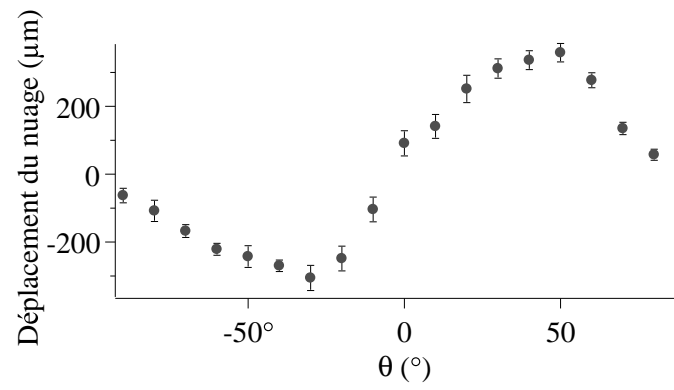


Figure II.21: *Déplacement du nuage en fonction de l'angle entre les polarisations des faisceaux après 6 ms dans le réseau.*

Chapitre III

Etude expérimentale de la température et de la diffusion spatiale

Ce chapitre présente plusieurs résultats expérimentaux concernant la diffusion spatiale et la température dans un réseau brillant. L'accent est mis dans cette étude sur la dépendance de ces paramètres en fonction de la périodicité du réseau.

III.1 Mesures de températures

III.1.1 Rappels sur le montage expérimental

Le réseau utilisé dans nos expériences est créé par la configuration en tétraèdre décrite dans le chapitre I.

Les températures sont mesurées par la méthode des résonances induites par le recul dont le principe est décrit dans le premier chapitre de ce mémoire. Pompe et sonde sont symétriques par rapport à l'axe Oz (voir figure III.1) et forment un angle de 23° entre eux. Dans une telle configuration, la méthode des résonances induites par le recul permet de mesurer la température cinétique dans la direction Ox.

Dans nos expériences, après une période d'une seconde de piège magnéto-optique, les faisceaux du piège et le champ magnétique sont éteints et les faisceaux du réseau sont allumés. Après 20 ms, les faisceaux du réseau sont coupés brusquement et les faisceaux pompe et sonde sont allumés. La fréquence du faisceau sonde est balayée en 1 ms et une photodiode reliée à un oscilloscope numérique permet d'observer la transmission de cette sonde. Le piège est aussitôt rallumé afin de pouvoir recapturer les atomes et de recommencer une nouvelle séquence.

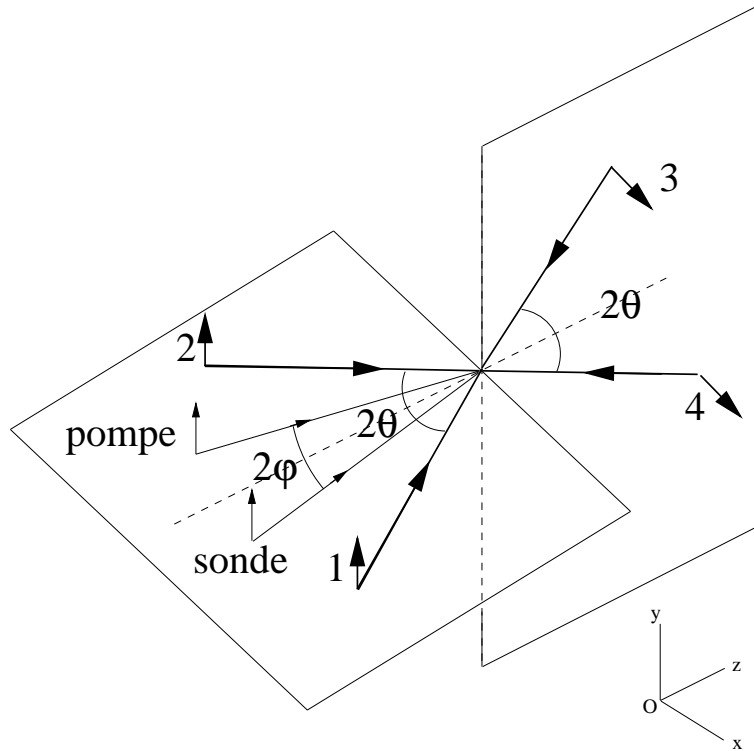


Figure III.1: Configuration des faisceaux pour la mesure de température par résonances induites par le recul.

III.1.2 Résultats expérimentaux

Les résultats des mesures pour différents désaccords, différentes intensités des faisceaux et différents angles du réseau sont représentés sur la figure III.2.

On observe une dépendance linéaire de la température en fonction de l'intensité des faisceaux du réseau avec un décrochage pour les faibles intensités. Ces résultats sont en accord avec les modèles théoriques et les mesures précédentes [61, 62].

Un résultat intéressant se détachant de ces mesures est que la température est indépendante de l'angle entre les faisceaux du réseau, c'est à dire de la périodicité du réseau. Cependant, ce résultat reste spécifique à la température et il ne faudrait pas en conclure que la dynamique des atomes ne dépende pas de la périodicité du réseau. Nous verrons par la suite que les coefficients de diffusion, par exemple, dépendent fortement de l'angle entre les faisceaux du réseau.

Nous avons également étudié la température des atomes en fonction du désaccord du réseau, et ce pour différentes valeurs de la profondeur des puits, c'est à dire du déplacement lumineux par faisceau Δ' . Les résultats obtenus sont représentés sur la figure III.3. On observe que la température ne dépend pas du désaccord Δ à une profondeur de puits

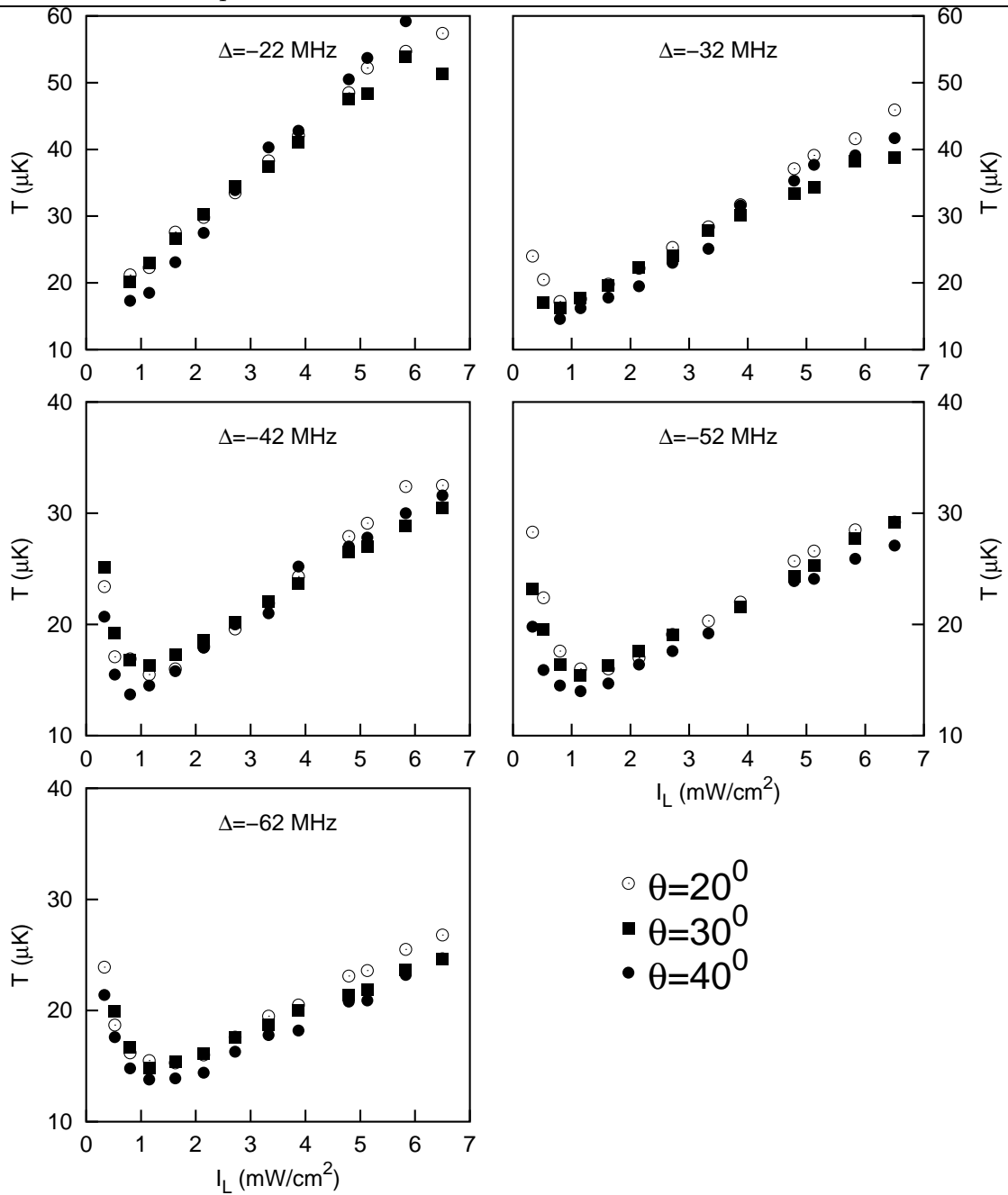


Figure III.2: Température des atomes dans la direction x en fonction de l'intensité par faisceau du réseau pour différents désaccord et différents angles du réseau.

donnée sauf lorsqu'on s'approche de résonance.

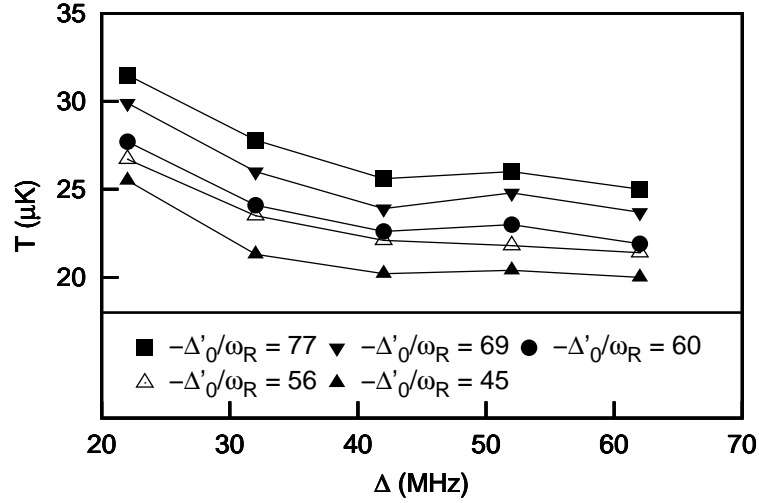


Figure III.3: Température des atomes dans la direction x en fonction de l'intensité en fonction du désaccord des faisceaux du réseau pour différentes profondeurs de puits (ω_R est la pulsation de recul). Ces données correspondent à un angle du réseau de 30° .

III.1.3 Interprétation des résultats

Les résultats expérimentaux tendent à montrer que la température ne dépend que de la profondeur des puits tant que celle-ci n'est pas trop faible et que l'on ne se trouve pas trop proche de résonance. Nous pouvons interpréter les résultats expérimentaux en nous appuyant sur les résultats théoriques présentés dans la référence [52]. Dans cette référence, l'étude est restreinte à un réseau 2D, sachant que les directions x et y sont équivalentes. Les résultats des simulations numériques qui y sont présentés donnent les mêmes dépendances des quantités caractéristiques de la dynamique des atomes que les calculs 3D et sont donc utiles pour interpréter les résultats expérimentaux.

Les résultats de ces simulations confirment que la température dans la direction x est indépendante de l'angle du réseau (à intensité des faisceaux et désaccord des faisceaux fixés). L'image physique du refroidissement Sisyphus nous permet d'interpréter simplement ce résultat: un atome perd de l'énergie cinétique jusqu'à ce que celle-ci soit inférieure à la profondeur d'un puits de potentiel, indépendamment de la périodicité du réseau.

Plus précisément, comme cela est montré dans la référence [52], le coefficient de friction α_i et le coefficient de diffusion en impulsion D_{p_i} dans la direction i ($i=x,z$) sont tous deux proportionnels à $1/\lambda_i^2$ où λ_i est la périodicité du réseau dans la direction i . Or, comme nous l'avons déjà vu, la température dans la direction i est donnée par l'équation d'Einstein $k_B T_i = D_{p_i}/\alpha_i$ et donc T_i est indépendant de λ_i .

L'augmentation de la température pour de faibles désaccords (i.e. lorsque l'on s'approche de résonance) est également présente dans les simulations numériques. Lorsque la fréquence des faisceaux laser du réseau s'approchent de résonance, le coefficient de diffusion en im-

pulsion, qui correspond aux multiples reculs de l'atome, augmente alors que le coefficient de friction, associé au refroidissement Sisyphes diminue. Il en résulte, à faible désaccord du réseau, une augmentation de la température d'équilibre lorsque l'on s'approche de résonance.

III.2 Mesures des coefficients de diffusion spatiale

III.2.1 Montage expérimental

Le montage expérimental est le même que celui décrit précédemment. Nous allons revenir simplement sur la méthode employée pour la mesure des coefficients de diffusion spatiale.

La caméra CCD prend des images à différents instants après que les atomes aient été transférés dans le réseau. Concernant les images prises pour cette étude, le temps d'exposition de la caméra est de 1 ms. Nous avons pris une image toutes les 7 ms, pour un nombre total de 15 images (pour des paramètres du réseau fixés). Afin de pouvoir étendre notre étude à des régimes de faible intensité et de grand désaccord (i.e. loin de résonance), nous avons augmenté la puissance des faisceaux du réseau au moment de prendre l'image afin d'augmenter le contraste de l'image. Bien entendu, la dynamique atomique est ainsi modifiée pendant l'acquisition de l'image et nous n'avons donc pris qu'une image pour chaque séquence de diffusion.

Les axes x et y étant équivalents dans notre réseau, nous avons choisi (pour des raisons de commodité essentiellement) de prendre des images dans un plan contenant l'axe Oz et formant un angle de 45° avec les axes x et y (axe ξ , voir figure III.4).

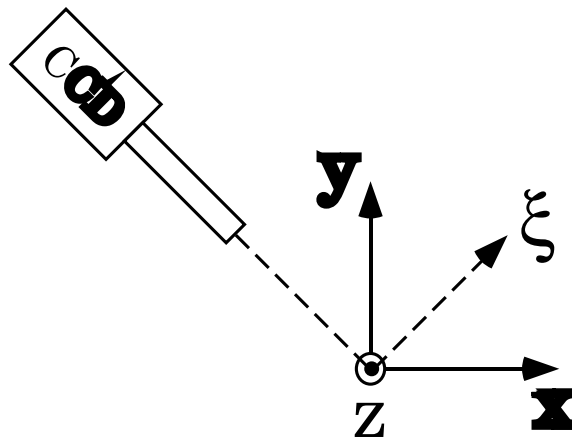


Figure III.4: Position de la camera et du plan d'imagerie par rapport aux axes x , y et z .

Rappelons rapidement quelques résultats du chapitre II: pour un régime diffusif, la

valeur quadratique moyenne de la position des atomes varie linéairement avec le temps selon la loi $\langle \Delta x_i^2 \rangle = 2D_i t + \text{constante}$ ($i = z, \xi$). Lorsque le profil du nuage atomique est une gaussienne (comme cela est toujours le cas dans nos expériences) de largeur à $1/e$ égale à $\sigma_i(t)$, on a $\sigma_i(t) = \sqrt{2\langle \Delta x_i^2 \rangle} = \sqrt{4D_i t + \text{constante}}$. Il est alors simple de déduire de l'évolution de σ_i au cours du temps le coefficient de diffusion D_i .

III.2.2 Résultats expérimentaux

Les résultats des mesures de coefficient de diffusion spatiale en fonction de l'intensité des faisceaux du réseau pour différents désaccord et différents angles du réseau sont montrés sur la figure III.5.

On peut voir sur ces résultats que D_ξ est une fonction croissante de l'intensité des faisceaux du réseau. En revanche, les données expérimentales ne montrent pas de dépendance générale claire de D_z en fonction de l'intensité du réseau. Notons que les simulations numériques effectuées dans notre équipe par Laurent Sanchez-Palencia [64] prévoient une dépendance linéaire de D_x et D_z en fonction de la profondeur des puits à désaccord et angle du réseau fixés. Remarquons également que les prédictions théoriques prévoient un décrochage du coefficient de diffusion aux basses intensités à angle et désaccord du réseau fixés correspondant à une transition vers un régime balistique, la profondeur des puits diminuant.

Pour des valeurs élevées de l'angle du réseau, les valeurs trouvées pour les coefficients de diffusion dans nos mesures sont du même ordre de grandeur que celles mesurées dans les mélasses $\text{lin} \perp \text{lin}$ [63]¹ et dans les réseaux quasi-périodique [13].

Un des phénomènes les plus importants dans ces résultats est le fait que D_ξ est une fonction décroissante de l'angle θ entre les faisceaux du réseau. Ceci plaide en faveur du fait que la diffusion spatiale est due au pompage optique. En effet, en admettant que la diffusion spatiale est due à des cycles de pompage optique entre puits de potentiel voisins, les coefficients de diffusion sont proportionnels au taux de pompage optique et au carré de la période spatiale du réseau dans la direction étudiée (voir équation II.15 du chapitre II). Puisque la période du réseau $\lambda_{x,y} = \lambda / \sin \theta$ décroît lorsque θ augmente, il en résulte que le coefficient de diffusion D_ξ est une fonction décroissante de θ .

Il est plus délicat de vérifier si de tels arguments restent valables pour la diffusion z , la plage de période $\lambda_z = \lambda / (2 \cos \theta)$ explorée dans nos expérience étant relativement restreinte à causes de contraintes pratiques concernant la disposition des faisceaux du

¹Il s'agit bien dans cette référence de mélasse et non de réseau car les auteurs ont utilisé une configuration à six faisceaux sans contrôle des phases.

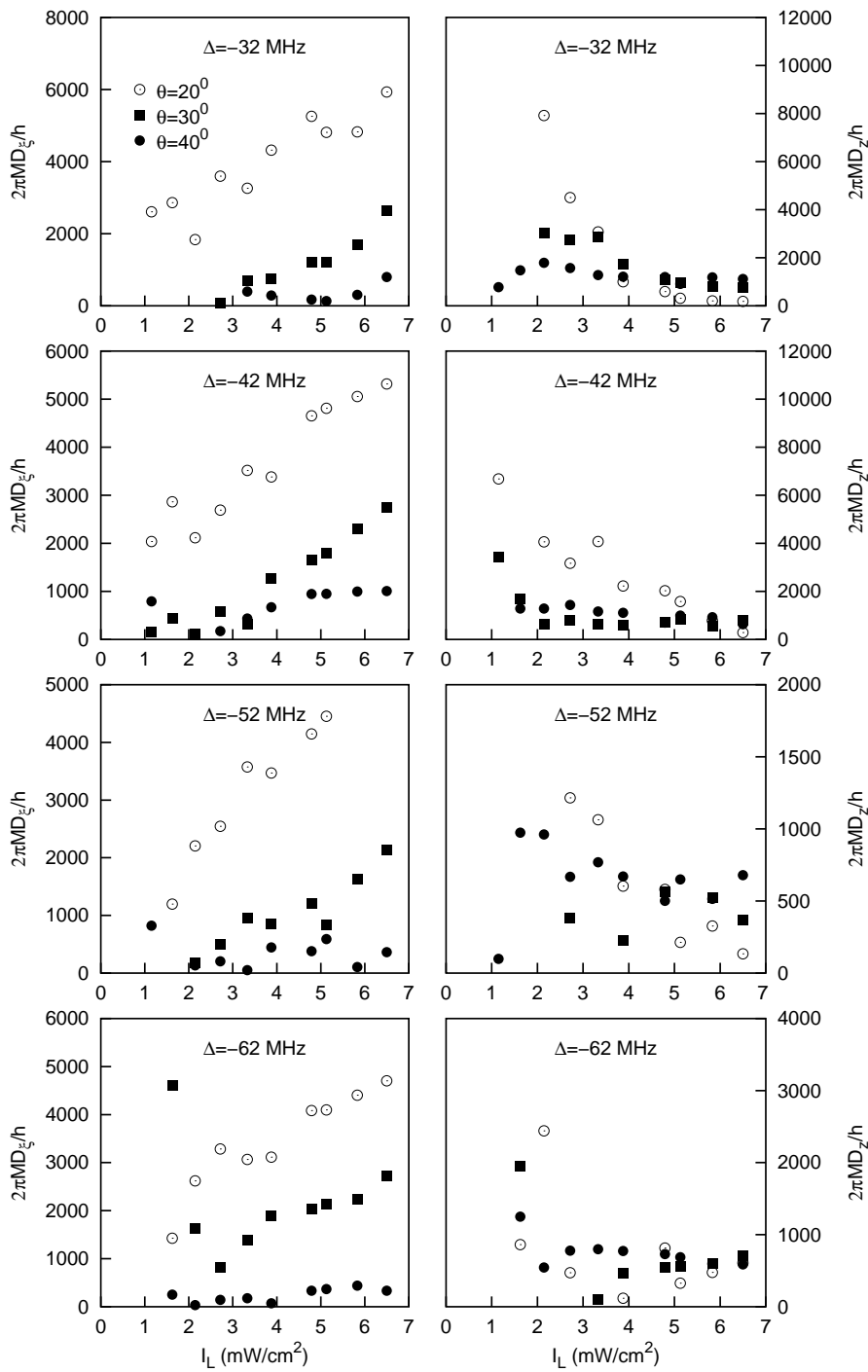


Figure III.5: Résultats expérimentaux pour les coefficients de diffusion dans les directions ξ et z en fonction de l'intensité par faisceau laser du réseau pour différents désaccord et angles du réseau.

réseau. Cependant, pour les intensités les plus élevées des faisceaux du réseau, on peut voir, notamment pour $\Delta = -32$ MHz et $\Delta = -52$ MHz que le coefficient de diffusion spa-

tiale dans la direction z augmente lorsque λ_z augmente, c'est à dire lorsque θ augmente. En revanche, on n'observe plus ce comportement à basse intensité.

Notons que les résultats théoriques présentés dans la référence [52] confirment que dans le régime où la diffusion spatiale est normale (i.e. $\overline{x^2}$ et $\overline{z^2}$ varient linéairement avec le temps), D_x et D_z sont proportionnels à λ_x et λ_z respectivement.

Au niveau du décrochage prévu par les simulations, les atomes ne se déplaçant pas d'un puits à un autre adjacent (les atomes peuvent 'survoler' plusieurs puits), on ne s'attend plus à ce que D_i soit proportionnel à λ_i . En revanche, le fait que D_z ne varie pas linéairement avec l'intensité des faisceaux du réseau pourrait être dû au fait que le décrochage pour D_x ne se produise pas à la même intensité que pour D_z pour un angle et un désaccord du réseau donné, et ce pour une raison que nous ignorons encore. On peut imaginer que la période du réseau le long de z étant plus petite que la période le long de x (pour les angles du réseau étudiés expérimentalement), à faible intensité, les atomes se déplacent encore d'un puits à un autre adjacent le long de x alors que les atomes parcourent plusieurs puits avant d'être recapturé dans la direction z , cet effet pouvant être accentué si les puits n'ont pas la même profondeur dans les deux directions. D'un autre point de vue, le fait que les simulations utilisent une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ différente de la transition étudiée expérimentalement pourrait aussi expliquer les différences entre les résultats des simulations et des expériences.

Chapitre IV

Résonances Rayleigh et relaxation dans un réseau brillant

Nous avons vu au chapitre II que la largeur des résonances Rayleigh observées sur les spectres pompe-sonde pouvaient être reliée à la relaxation de la densité atomique et donc aux coefficients de diffusion par une relation simple. Les résonances Rayleigh seraient donc potentiellement un outil plus simple que l'imagerie pour l'étude de la diffusion spatiale: c'est ce point de vue qui a été adopté par C. Jurczak *et al.* [65, 15]. Bien qu'abordé dans notre équipe par C. Triché [10], la relation entre spectroscopie Rayleigh et diffusion spatiale n'avait jamais été testée expérimentalement de façon systématique. C'est ce que nous avons entrepris en menant une étude simultanée de la largeur de la raie Rayleigh et des coefficients de diffusion spatiale à paramètres du réseau identiques. Après une introduction concernant les travaux de C. Jurczak et C. Triché concernant la question, la première partie concernera l'étude de la raie Rayleigh pour différentes intensités et différents désaccords. La seconde partie sera consacrée à une étude un peu plus poussée que celle du chapitre précédent (où nous avons surtout étudié l'influence de la périodicité du réseau) des coefficients de diffusion spatiale en fonction de l'intensité et du désaccord du réseau (les angles étant cette fois fixés). Ceci nous permettra de mener la comparaison entre la largeur réelle de la raie Rayleigh et celle attendue connaissant les coefficients de diffusion.

La dernière partie sera consacrée à l'étude de la relaxation de la distribution de vitesse dans un réseau, le but étant de chercher dans le taux de relaxation ainsi mesuré un éventuel lien avec la largeur des résonances Rayleigh autre que la relation avec la relaxation de la densité comme cela déjà été étudié par P. Verkerk *et al.* dans une autre configuration [6].

IV.1 Introduction

Dans cette partie nous présentons quelques résultats expérimentaux sur les méthodes de mesure indirecte de la diffusion spatiale.

IV.1.1 Etude par corrélations croisées d'intensité

Cette méthode est une méthode d'analyse de la lumière de fluorescence émise par les atomes. Cette lumière est séparée en ses composantes σ^+ et σ^- et chacune est recueillie par un détecteur. Les signaux obtenus passent par un corrélateur: on peut ainsi obtenir la fonction d'autocorrélation $g_{\pm/\pm}(\tau)$ des composantes circulaires de la lumière, ou bien la fonction de corrélation croisée $g_{+/-}(\tau)$. Les corrélations entre les composantes σ^+ et σ^- naissent du fait qu'un atome se déplaçant dans le réseau passe, par exemple, d'un puits où il diffuse des photons σ^+ à un puits où il diffuse des photons σ^- . Il est alors possible de relier la fonction de corrélations croisées $g_{+/-}(\tau)$ au coefficient de diffusion spatiale. Un modèle unidimensionnel pour une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ donne en effet [65]:

$$g_{+/-}(\tau) - 1 = e^{-2(\delta k)^2 D_z \tau} \quad (\text{IV.1})$$

où $\delta k = k_L(1 - \cos \theta)$, θ étant l'angle entre la direction des faisceaux et la direction d'observation. Notons que les processus menant à l'observation de corrélations croisées correspondent à la diffusion Rayleigh spontanée: on s'attend alors à ce que le taux de décroissance de $g_{+/-}(\tau)$ soit du même ordre de grandeur que la largeur de la raie Rayleigh spontanée et donc aussi à la largeur de la raie centrale d'un spectre de transmission (transition stimulée).

Des mesures effectuées sur le Rubidium 85 dans un réseau 3D en tétraèdre [15] donne pour le coefficient de diffusion le long de l'axe longitudinal une valeur de l'ordre de $10 \frac{\hbar}{M}$, ce qui est deux ordre de grandeur plus faible que les valeurs que nous avons trouvées par imagerie. Ce désaccord peut avoir plusieurs origines: les valeurs de D_z sont déduites de la fonction de corrélations expérimentale dans un réseau 3D à l'aide de la formule IV.1 démontrée par C. Jurczak pour un réseau 1D pour une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$, ce qui ne correspond pas à la situation expérimentale.

IV.1.2 Etude par transitoires cohérents

La méthode de spectroscopie par transitoires cohérents s'apparente à la spectroscopie pompe-sonde habituelle dont nous avons déjà parlé. Il existe d'ailleurs une relation analytique entre le signal de transitoire cohérent et la susceptibilité χ du milieu dont le spectre de transmission donne accès à la partie imaginaire. La différence vient du fait qu'au lieu de mesurer la transmission de la sonde au moment même où celle-ci excite le milieu, on détecte la réponse du milieu après la phase d'excitation [10]. Concrètement, la sonde excite le milieu pendant une durée donnée (de l'ordre de 300 ms). On observe ensuite la partie diffractée des faisceaux pompes dans la direction de la sonde: pour cela, au lieu de couper purement et simplement la sonde, on la décale en fréquence (le saut est de l'ordre de 1 MHz) afin que celle-ci n'excite plus le milieu et on observe les battements entre la partie diffractée des faisceaux pompes et le faisceau sonde. Le spectre est obtenu

en effectuant une transformée de Fourier du signal de battements. Suivant la fréquence de la sonde, on peut ainsi visualiser des raies Rayleigh ou Raman, comme en spectroscopie de transmission avec cependant une résolution en fréquence et un rapport signal sur bruit accrus.

Les résultats expérimentaux donnent une variation de la largeur γ_R de la raie Rayleigh en fonction des paramètres du réseau de la forme:

$$\frac{\gamma_R}{\omega_r} = 1.35 \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + 0.29 \frac{I}{I_s} \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right) \right] \quad (\text{IV.2})$$

où ω_r est la pulsation de recul.

Des simulations numériques 2D où l'on calcule simultanément γ_R et les coefficients de diffusion ont été effectuées dans notre groupe [10] et confirment cette dépendance de la largeur Rayleigh avec les paramètres du réseau. En revanche, les résultats de ces simulations ne confirment pas la dépendance de γ_R avec les coefficients de diffusion D_x et D_z telle que la donne la formule II.27 du chapitre II. Nous nous sommes donc posé la question de savoir si ce désaccord persistait expérimentalement dans un réseau 3D. Si la formule II.27 du chapitre II n'est pas vérifiée par l'expérience, il se peut que l'observable modulée par l'interférence pompe-sonde et dont la largeur Rayleigh donne le taux de relaxation, ne soit pas la densité atomique mais une autre grandeur comme la vitesse atomique par exemple. Ce sont les résultats de ces investigations que nous présentons dans la suite de ce chapitre.

IV.2 Etude des résonances Rayleigh

IV.2.1 Séquence expérimentale

Le montage est toujours identique à celui utilisé dans les expériences des chapitres précédents.

Nous avons choisi de travailler dans la configuration classique de spectroscopie pour laquelle les faisceaux du réseau sont utilisés comme faisceaux pompes: en effet, dans cette configuration, le rapport signal/bruit est nettement meilleur pour la raie Rayleigh que dans la configuration avec faisceau pompe externe.

Dans la séquence utilisée, après la phase de piégeage et de refroidissement dans le piège magnéto-optique, on laisse les atomes se thermaliser 20ms dans le réseau puis on allume la sonde. Sa fréquence est balayée en 10 ms, son intensité étant de l'ordre de $100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. La transmission du faisceau sonde est mesurée grâce à une photodiode reliée à un oscilloscope numérique Tektronix TDS 420. En fait, le signal observé à l'oscilloscope est celui venant de la photodiode auquel on retire le signal obtenu sans atomes (bruit de fond) que l'on a préalablement enregistré. Le signal est ensuite moyenné sur 50 réalisations de la séquence pour améliorer le rapport signal/bruit.

Afin de déduire des spectres la largeur de la résonance observée, nous faisons ensuite sur le

spectre enregistré un ajustement par une fonction qui est la somme d'une lorentzienne et d'une dispersion (voir chapitre II, paragraphe II.2.1.). Nous ajoutons également à cette fonction une constante représentant le décalage par rapport à 0 du signal sortant de la photodiode ainsi qu'une variation linéaire nécessaire pour reproduire le spectre expérimental et que nous pouvons attribuer aux queues des raies voisines (Brillouin en particulier). En résumé, la fonction utilisée pour l'ajustement est de la forme:

$$f(\delta) = \frac{a_1 \delta}{\delta^2 + \gamma^2} + \frac{a_2}{\delta^2 + \gamma^2} + a_3 \delta + a_4 \quad (\text{IV.3})$$

où γ , a_1 , a_2 , a_3 , a_4 sont les constantes de l'ajustement, la largeur recherchée étant alors donnée par γ . $\delta = \omega_L - \omega_s$ est le désaccord entre la sonde et les faisceaux du réseau.

IV.2.2 Résultats expérimentaux

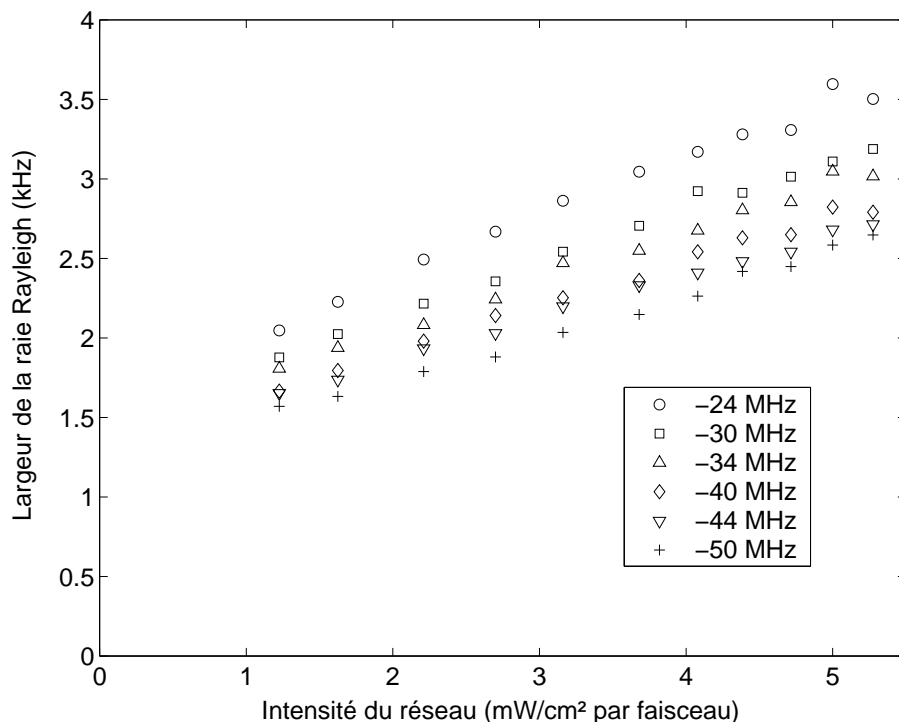


Figure IV.1: *Largeur de la raie Rayleigh en fonction de l'intensité des faisceaux du réseau pour différents désaccords. On voit que la largeur varie linéairement avec l'intensité à désaccord fixé.*

Les résultats obtenus pour la largeur de la raie Rayleigh sont rassemblés sur la figure IV.1 où l'on a tracé la largeur de la raie en fonction de l'intensité à désaccord du

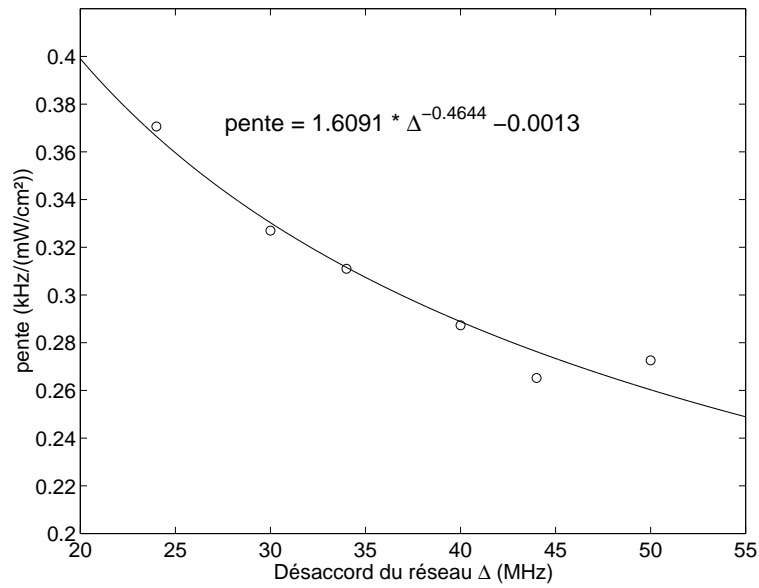


Figure IV.2: *Pente des droites donnant la largeur de la raie Rayleigh en fonction de l'intensité à désaccord du réseau fixé en fonction du désaccord correspondant.*

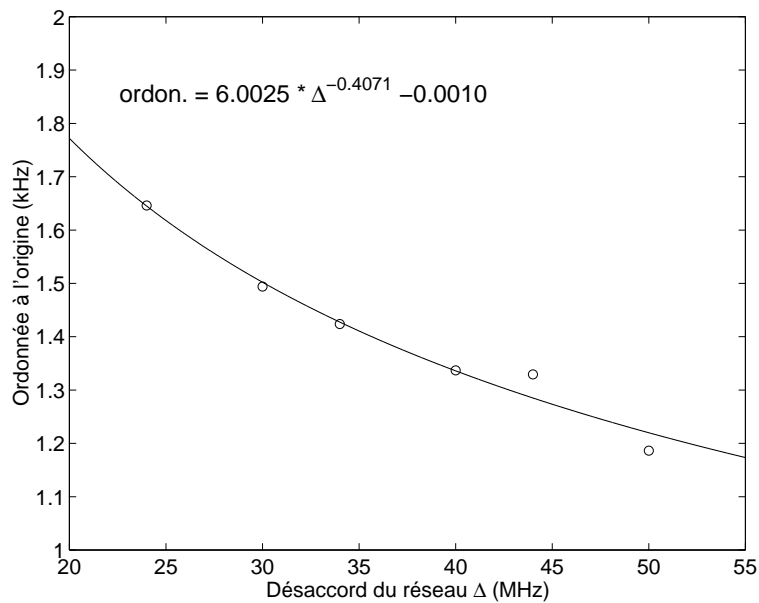


Figure IV.3: *Ordonnée à l'origine des droites donnant la largeur de la raie Rayleigh en fonction de l'intensité à désaccord du réseau fixé en fonction du désaccord correspondant.*

réseau fixé, et ce pour différents désaccords. On voit sur ces courbes que la largeur γ_R de la raie Rayleigh varie linéairement avec l'intensité. Afin d'obtenir la dépendance de γ_R en fonction du désaccord Δ des faisceaux du réseau, nous avons tracé la pente et l'ordonnée

à l'origine de chacune des droites obtenues sur la figure IV.1 en fonction du désaccord correspondant.

Les résultats obtenus sont rassemblés sur les figures IV.2 et IV.3. Les deux paramètres (pente et ordonnée à l'origine) présentent tous les deux une variation en $\Delta^{-\frac{1}{2}}$ (l'exposant trouvé étant de l'ordre de -0.4). On trouve ainsi une variation de γ_R de la forme:

$$\frac{\gamma_R}{\omega_r} = 0.13 \left(\frac{\Gamma}{\Delta} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + 0.40 \frac{I}{I_s} \right) \quad (\text{IV.4})$$

Cette formule diffère de la formule IV.2 dans le fait qu'au lieu d'avoir en facteur de $\Delta^{-\frac{1}{2}}$ un fonction affine de I/Δ , nous avons une fonction affine de I . Plusieurs paramètres différent entre les deux expériences et peuvent expliquer cette différence: les expériences sur les transitoires cohérents ont été faites sur le césium (transition $J_g=4 \rightarrow J_e=5$) et non sur le rubidium (transition $J_g=3 \rightarrow J_e=4$). De plus, les expériences sur le césium ont été menées sur un tétraèdre régulier (i.e. avec un angle de 54.7° entre les faisceaux et l'axe longitudinal Oz) alors que l'angle du réseau est de 30° dans nos expériences. Les effets liés à l'anisotropie des fréquences de vibration et de profondeur des puits ne sont donc pas présents dans les expériences sur les transitoires cohérents. Notons finalement que la plage de désaccords explorée est plus restreinte dans nos expériences.

IV.3 Lien entre résonances Rayleigh et diffusion spatiale

Nous avons vu au chapitre II que la largeur de la raie Rayleigh γ_R pouvait être reliée aux coefficients de diffusion spatiale D_x et D_z dans les directions x et z par la relation:

$$\gamma_R = k_L^2 \left[D_x \sin^2 \theta + D_z (1 - \cos \theta)^2 \right] \quad (\text{IV.5})$$

où θ est l'angle du réseau.

En mesurant successivement γ_R puis D_x et D_z , nous avons cherché à voir si cette relation était vérifiée.

Dans une première partie nous présentons quelques résultats expérimentaux sur la diffusion spatiale plus précis que ceux du chapitre III afin de pouvoir déduire un comportement des coefficients de diffusion en fonction de l'intensité et du désaccord des faisceaux du réseau à angle fixé. Dans la deuxième partie nous vérifierons que la relation IV.5 n'est pas vérifiée.

IV.3.1 Retour sur la diffusion spatiale

Nous présentons dans cette partie des résultats de mesures de coefficients de diffusions spatiale: la méthode et la configuration employée sont les mêmes que celles décrites dans le chapitre précédent. L'angle du réseau est cependant fixé et vaut 30° . Afin d'affiner nos résultats, nous avons effectués 5 fois les séries de mesures pour ensuite moyenner le tout. Les résultats sont représentés sur la figure IV.4. Les barres d'erreur représentent l'écart-type de la série de résultats obtenus pour des paramètres du réseaux fixés.

On voit sur ces résultats que, comme nous l'avons vu au chapitre III, D_ξ est une fonction croissante de l'intensité des faisceaux du réseaux, alors que cela est plutôt l'inverse pour D_z . Rappelons que les résultats des simulations pour un réseau 2D présentés dans les références [52, 64] prévoient que dans le domaine où la diffusion est normale, D_ξ et D_z varient linéairement et de manière croissante avec la profondeur des puits, ce qui implique qu'il en est de même en fonction de l'intensité compte tenu de nos paramètres expérimentaux. Le fait que cela ne soit pas le cas dans nos expériences nous pousse à penser que la diffusion dans la direction z n'est pas normale. Afin de vérifier cela, nous avons mesuré la taille du nuage le long de z pour des temps plus longs que ceux utilisés précédemment: la variation de $\overline{\Delta z^2}$ n'est plus linéaire mais vérifie la loi $\overline{\Delta z^2} = 2D_z t^\alpha + \Delta z_0^2$ avec α variant entre 1.7 et 1.8 comme on peut le voir sur la figure IV.5. Cette diffusion anormale, proche d'un régime balistique, dans la direction z peut être attribuée au fait, comme nous l'avons déjà signalé au chapitre précédent, que la profondeur des puits et la période spatiale sont différentes dans les direction z et ξ : la transition vers un régime de diffusion anormal peut donc intervenir pour des paramètres du réseau différents. De plus, la fait que la diffusion puisse être normale le long de ξ et non le long de z n'est pas prévu par les simulations mentionnées précédemment. Rappelons cependant que ces simulation concerne une situation 2D pour une transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ ce qui ne correspond pas à notre situation expérimentale.

On remarque également sur ces figures qu'après un certain temps, la variation de la demi-largeur au carré du nuage dans le direction ξ cesse d'être linéaire: le nuage s'étend moins vite, sa taille peut même diminuer. Nous pouvons attribuer cela à la perte des atomes: d'une part à cause de la gravité, d'autre part à cause de la taille finie des faisceaux ¹. A cause de la géométrie en tétraèdre et l'angle faible du réseau, la zone de recouvrement des faisceaux est plus faible dans la direction ξ que dans la direction z , ce qui explique que l'on observe une modification dans l'expansion du nuage le long de ξ et non le long de z .

¹Nous avons évalué la taille des faisceaux à 6 mm, ceci implique que dans un disque de diamètre de 4 mm centré au milieu des faisceaux, les variations d'intensité restent inférieure à 10 pour cent de l'intensité au centre.

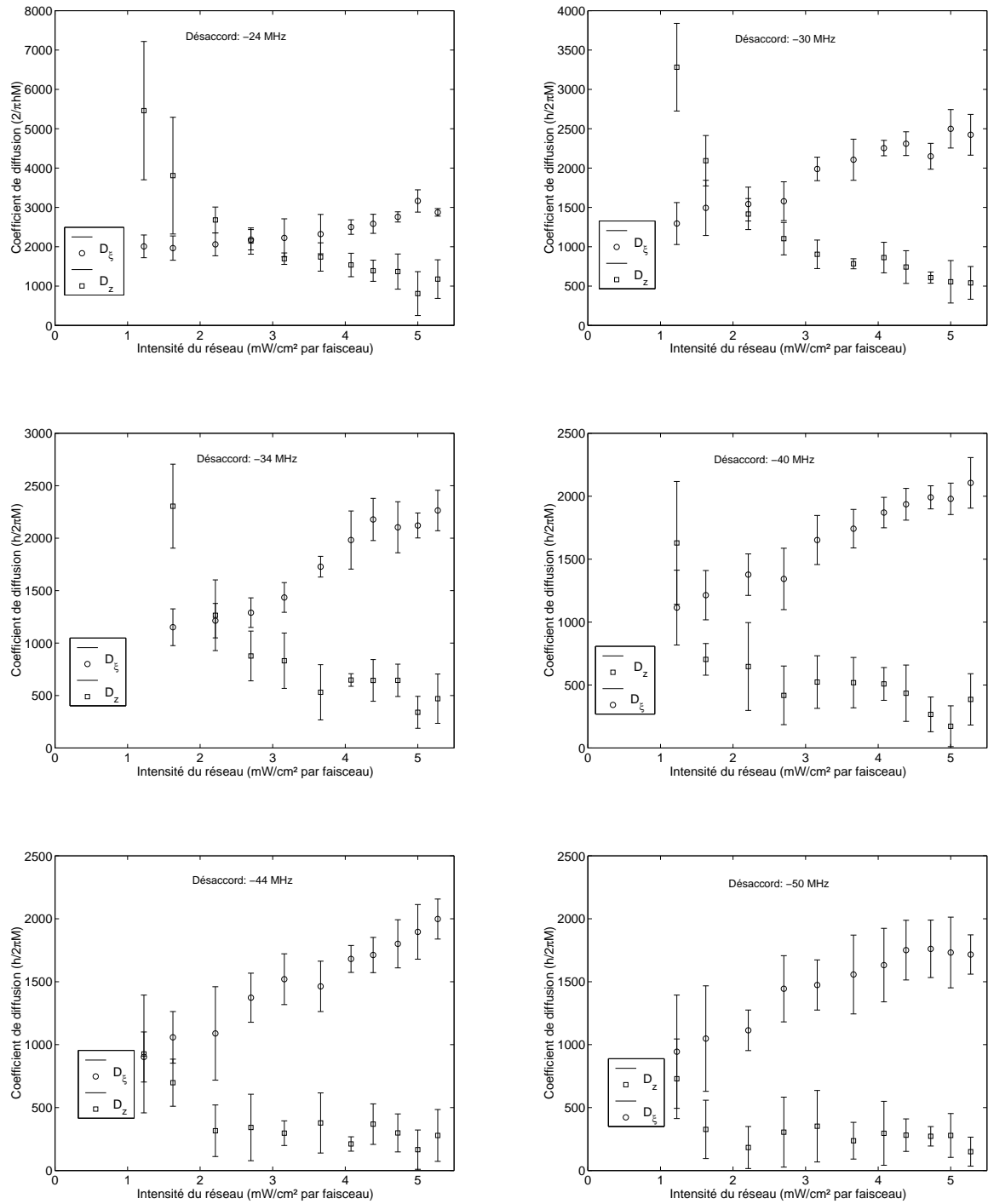


Figure IV.4: Coefficients de diffusion spatiale dans les directions ξ et z en fonction de l'intensité des faisceaux du réseau pour différents désaccords.

IV.3.2 Comparaison entre les deux méthodes

Nous cherchons à voir si la relation IV.5 entre largeur des résonances Rayleigh et coefficients de diffusion spatiale que nous rappelons ici: $\gamma_R = k_L^2 [D_x \sin^2 \theta + D_z (1 - \cos \theta)^2]$

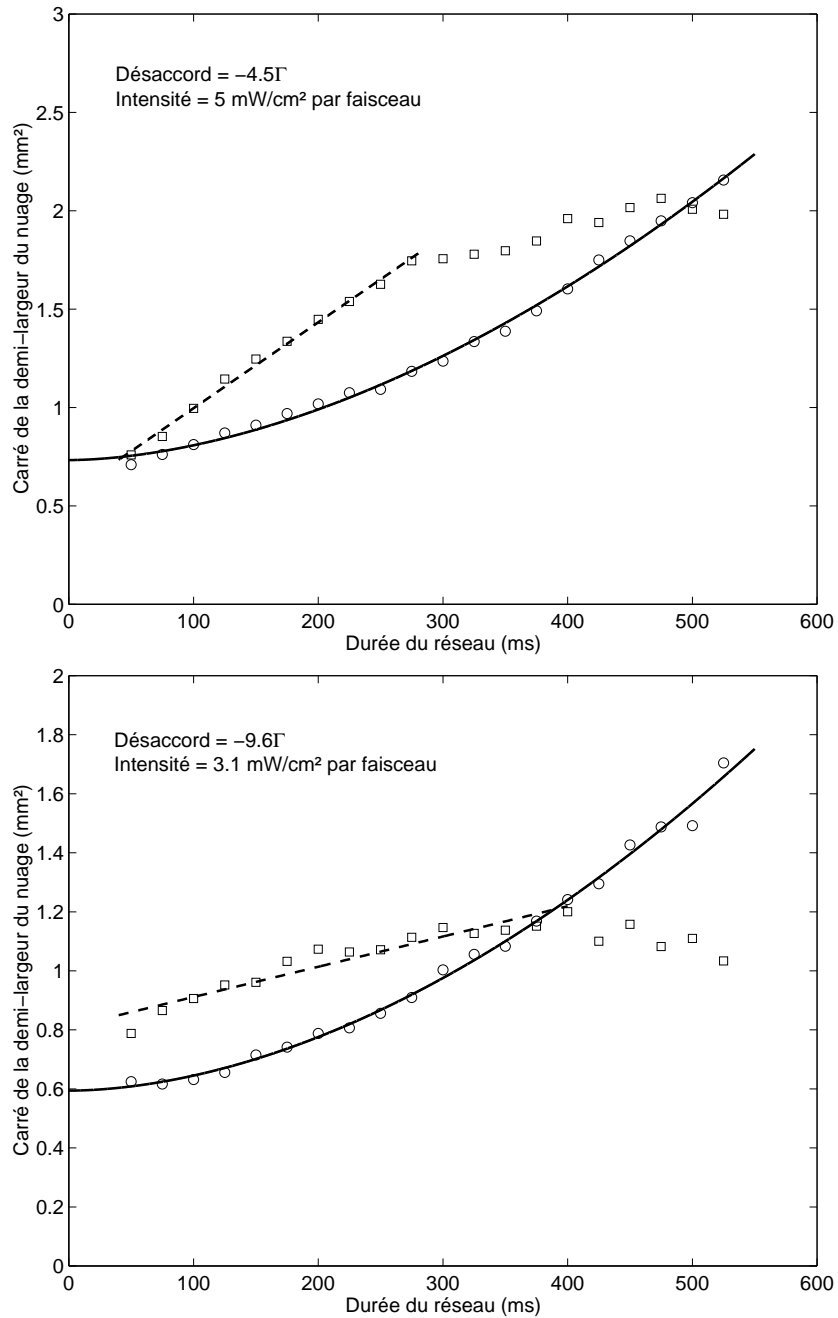


Figure IV.5: Variation de la demi-largeur au carré du nuage dans la direction ξ (carrés) et dans la direction z (cercles) On voit que dans la direction z , la variation n'est pas linéaire mais on a plutôt $\overline{\Delta z^2} \sim t^\alpha$ avec $\alpha \simeq 1.8$. Le fait que la variation de $\overline{\Delta \xi^2}$ cesse d'être linéaire au temps long peut être attribué aux pertes d'atomes et à l'effet de la taille finie des faisceaux.

est vérifiée. Nous avons vu précédemment que la diffusion dans la direction z n'est pas

normale et on devrait s'attendre à ce que cette formule ne soit plus valable. Cependant, pour θ petit, on a $(1 - \cos \theta)^2 \ll \sin^2 \theta$. Les simulations théoriques autant que les résultats expérimentaux font ressortir que D_z est inférieur ou de l'ordre de D_x , si bien que la contribution principale à γ_R va provenir du terme en D_x (ou en D_ξ dans nos expériences). Ainsi, même si le D_z mesuré dans nos expériences ne correspond pas à un coefficient de diffusion spatiale normale, nous devons pouvoir voir simplement si la relation IV.5 est vérifiée. Pour cela, nous avons tracé la largeur donnée par la formule IV.5 déduite des coefficients de diffusion mesurés en fonction de la largeur réelle de la raie obtenue par spectroscopie pompe-sonde. La courbe obtenue est représentée sur la figure IV.6: on s'aperçoit que les points se regroupent autour d'une droite ne passant pas par l'origine mais surtout dont la pente n'est pas égale à 1 mais est voisine de 1500. Le fait que la droite ne passe pas par l'origine peut trouver une explication dans le fait que D_z , contrairement à D_ξ et γ_R , n'est pas une fonction croissante de l'intensité, ceci pouvant correspondre à une transition vers une diffusion anormale², et sa contribution détourne la droite de l'origine. En revanche le facteur 1500 entre la largeur attendue compte tenue des coefficients de diffusion et la largeur réelle est plus ardu à expliquer. Soit la grandeur modulée par l'interférence pompe-sonde n'est pas la densité comme attendu et le taux de relaxation n'est pas lié à la diffusion spatiale, soit un phénomène que nous avons occulté conduit à un rétrécissement important de la raie. Une autre possibilité est que le fait que la diffusion ne soit pas normale le long de z modifie en profondeur la formule IV.5.

Afin de mesurer l'effet de D_z , nous avons cherché à déduire séparément D_z et D_ξ des spectres Rayleigh: ceci est possible car on peut montrer que le rapport des contributions dispersive et lorentzienne dépend également des coefficients de diffusion D_z et D_ξ . En effet, en notant R ce rapport, on a pour θ petit [54]:

$$R = \frac{a_1}{a_2} = \Delta \frac{D_x + D_z \frac{\theta^2}{4}}{\beta \Gamma D_z} \quad (\text{IV.6})$$

où a_1 et a_2 sont les paramètres de l'ajustement donné par la formule IV.3 et β est une grandeur voisine de 1 caractéristique de la transition utilisée.

On obtient alors D_ξ et D_z en fonction de R et γ_R :

$$\frac{MD_\xi}{\hbar} = \frac{1}{2} \frac{\gamma_R}{\omega_r} \left[\frac{1}{\theta^2} - \frac{1}{4\beta R} \left(\frac{\Delta}{\Gamma} \right) \right] \quad (\text{IV.7})$$

$$\frac{MD_z}{\hbar} = \frac{1}{2\beta R \theta^2} \frac{\gamma_R}{\omega_r} \left(\frac{\Delta}{\Gamma} \right) \quad (\text{IV.8})$$

²Des simulations effectuées dans notre équipe par Laurent Sanchez-Palencia [52, 64] montrent que dans un régime de diffusion spatiale normale, le coefficient de diffusion est une fonction linéaire croissante de l'intensité des faisceaux du réseau.

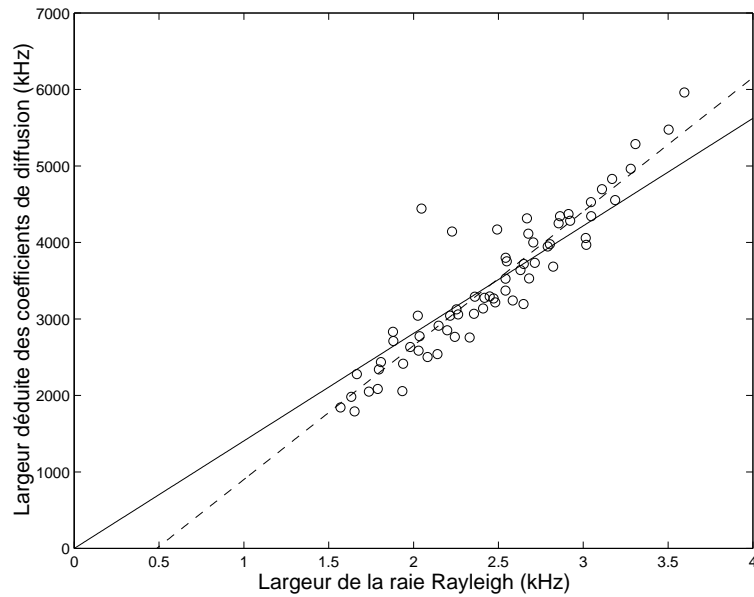


Figure IV.6: *Largeur donnée par la formule IV.5 déduite des coefficients de diffusion mesurés en fonction de la largeur réelle de la raie obtenue par spectroscopie pompe-sonde. La droite en pointillés représente l'ajustement par une fonction affine de l'ensemble des points, la droite en trait plein correspond à un ajustement linéaire (on impose à la droite de passer par l'origine).*

où ω_r est la pulsation de recul.

Pour comparer le résultat déduit de ces formules avec les coefficients de diffusion mesurés par imagerie, nous avons tracé la valeur de D_ξ déduite des résonances Rayleigh en fonction des valeurs trouvées par imagerie. Les résultats sont représentés sur la figure IV.7. On voit que les deux valeurs trouvées pour D_ξ sont pratiquement proportionnelles, cependant la valeur réelle reste 1000 fois plus élevées que celles déduites des résonances Rayleigh. Concernant D_z , le fait que la diffusion le long de z est anormale rend délicate toute comparaison quantitative.

Pour conclure cette étude, nous pouvons dire que la formule IV.5 n'est pas vérifiée compte tenu des coefficients de diffusion spatiale. Le fait que la diffusion le long de z soit anormale peut être une des raisons, mais il semble peu probable que cela soit la seule explication compte tenu du fait que le calcul du coefficient de diffusion dans la direction ξ à l'aide du rapport des contributions dispersive et lorentzienne du spectre sont 1000 fois plus faible que la valeur observée par imagerie. Comme nous l'avons déjà dit, une explication probable à cela est qu'une observable autre que la densité peut être modulée et contribuer à la largeur de la raie Rayleigh. Cette largeur n'est alors plus reliée à la diffusion spatiale par une relation simple telle que l'équation IV.5. La partie suivante du chapitre se propose donc d'explorer une autre voie pour expliquer la largeur de la raie Rayleigh.

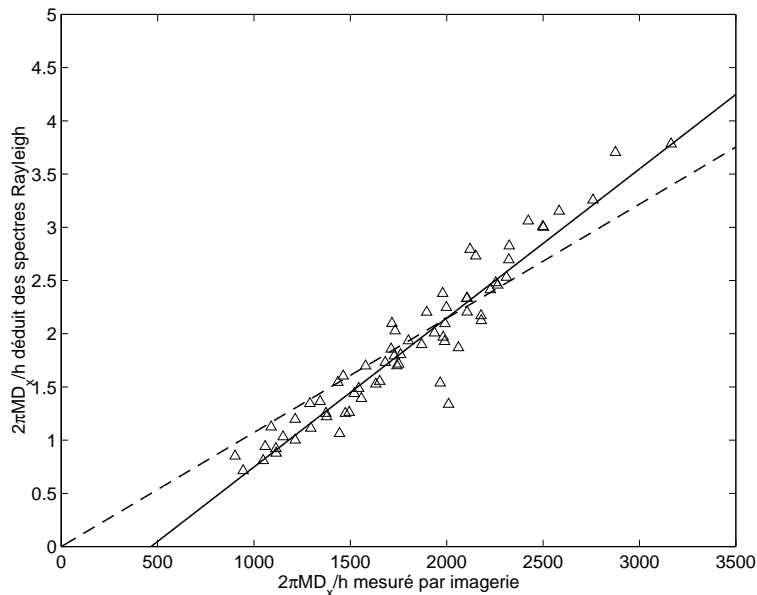


Figure IV.7: Valeurs du coefficient de diffusion dans la direction ξ déduit des résonances Rayleigh en fonction du coefficient réel mesuré par imagerie. Chaque point correspond à des paramètres du réseau fixés.

IV.4 Relaxation de la distribution de vitesse dans un réseau

Dans d'autres configuration de faisceaux laser (ne conduisant pas forcément à un réseau optique), il a été démontré théoriquement et expérimentalement que la raie centrale d'un spectre de transmission de la sonde était liée au coefficient de friction de la mélasse créée par les faisceaux pompes. Par exemple, dans le cas d'une configuration 1D $\sigma^+ - \sigma^+$ (deux faisceaux contre-propageants ayant des polarisations circulaires orthogonales), la sonde faisant un angle faible avec les faisceaux pompes et ayant une polarisation identique à celle des faisceaux co-propageant, la largeur de la raie centrale correspond bien à la friction dans la mélasse unidimensionnelle [66]. Ceci est dû au fait que l'interférence pompe-sonde créé dans ce cas essentiellement une modulation de vitesse (il est simple d'imaginer que la pression de radiation est modulée temporellement à la fréquence de battement entre pompe et sonde). La relaxation de cette modulation est alors liée de manière simple à la largeur du spectre Rayleigh.

L'idée est ici de vérifier expérimentalement que ce mécanisme est compatible avec la largeur des résonances Rayleigh dans notre réseau lin \perp lin tridimensionnel. Pour ce faire, nous avons mesuré expérimentalement le temps de thermalisation des atomes dans le

réseau, ce qui donne accès au taux de relaxation de la distribution de vitesse que nous avons ensuite comparé à la largeur des spectre Rayleigh (à paramètres du réseau identiques).

Notons que, outre les renseignements que nous pouvons tirer de cette étude concernant la largeur des spectres Rayleigh, ces mesures pourront se révéler intéressantes pour la compréhension de la dynamique du refroidissement Sisyphé.

IV.4.1 Etude expérimentale de la relaxation de la distribution de vitesse

Montage expérimental

Le montage est toujours le même que celui décrit au chapitre I et utilisé pour les expériences dont les résultats sont donnés dans les chapitres II et III. Comme nous l'avons précisé dans le premier chapitre, notre montage permet de produire des périodes de réseau dont la durée est un multiple de $10 \mu s$, ce qui permet de mesurer des temps de thermalisation nettement inférieurs à la milliseconde. La figure IV.8 montre que grâce à ce montage, l'extinction et l'allumage des différents faisceaux sont parfaitement synchronisés à l'échelle des temps qui nous intéresse. Les signaux de cette figure ont été obtenus en plaçant une photodiode sur le trajet des faisceaux correspondant.

Afin de mesurer le taux de relaxation de la distribution de vitesse dans le réseau, nous avons mesuré la température du nuage d'atomes après une durée variable de réseau (de $30 \mu s$ à $1 ms$). La méthode utilisée est, comme au chapitre précédent, le méthode des résonances induites par le recul. Après avoir vérifié que la décroissance de la température était exponentielle, nous avons pu déduire une constante de temps en traçant les différentes températures mesurées en fonction du temps pour des paramètres du réseau fixé (voir figure IV.9).

Rappelons que dans notre montage, les faisceaux pompe et sonde pour les résonances de recul étant symétriques par rapport à l'axe z , nous mesurons la température dans la direction perpendiculaire x .

Remarque

Lorsque l'on s'intéresse à la thermalisation des atomes dans un réseau de grand désaccord (en valeur absolue, typiquement de l'ordre de -10Γ), le spectre de résonance de recul possède une allure inhabituelle et prend la forme de la somme de deux dérivées de deux gaussiennes de largeur différentes (voir figure IV.10). Nous avons interprété ceci

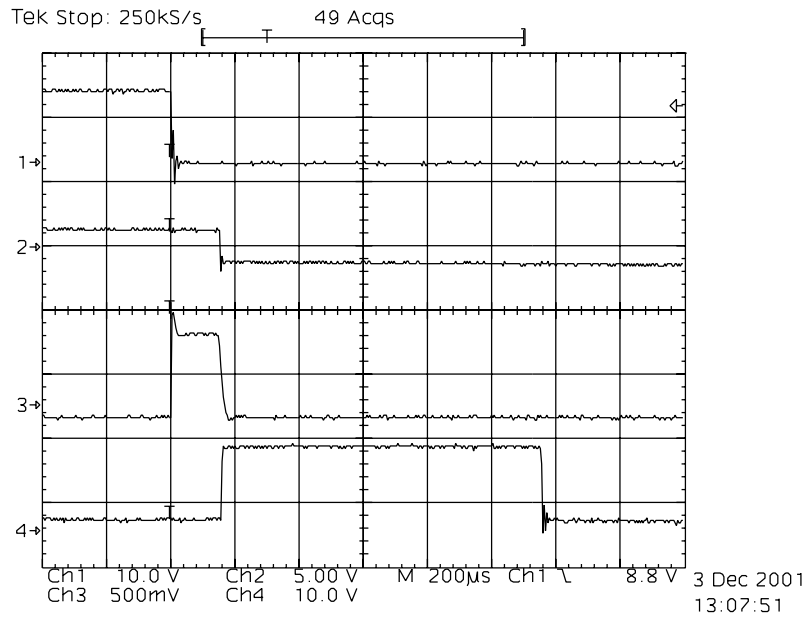


Figure IV.8: *Synchronisation des différents faisceaux laser. Sur chacun des signaux, l'état bas correspond à une intensité nulle. La voie 1 correspond aux faisceaux du piège, la voie 2 au repompeur, la voie 3 aux faisceaux du réseau et la voie 4 à la sonde utilisée pour les résonances induites par le recul. On a ici un durée du réseau de 150 μ s.*

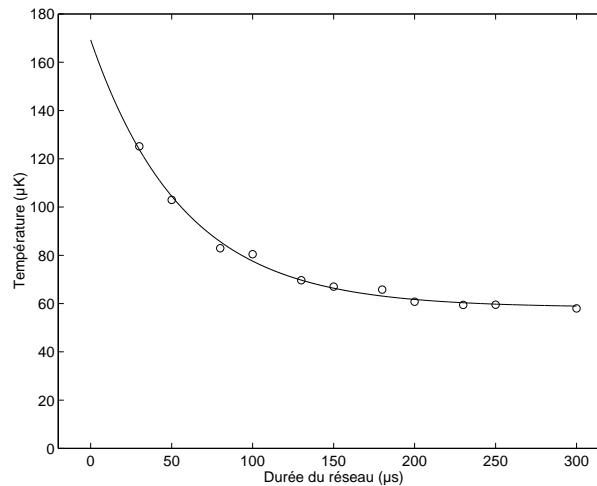


Figure IV.9: *Température des atomes en fonction de la durée du réseau. On voit que la décroissance est exponentielle, comme le montre l'ajustement par une courbe d'équation $(T_i - T_f) e^{-\gamma_{T_x} t} + T_f$ où γ_{T_x} est le taux de relaxation de la température et T_i et T_f sont respectivement les températures initiale et finale des atomes dans le réseau dans la direction x .*

de la manière suivante: en augmentant le désaccord du réseau, on diminue la vitesse de capture des atomes dans le réseau. La température initiale étant celle du piège, celle-ci peut être trop élevée pour que tous les atomes initialement dans le piège possèdent une vitesse inférieure à la vitesse de capture dans le réseau. Dans ce cas, seule une fraction des atomes sera sensible au refroidissement Sisyphes, ce qui conduit à une double distribution de vitesse dans le réseau: celle des atomes sensibles au refroidissement Sisyphes et celles des atomes qui ne le sont pas.

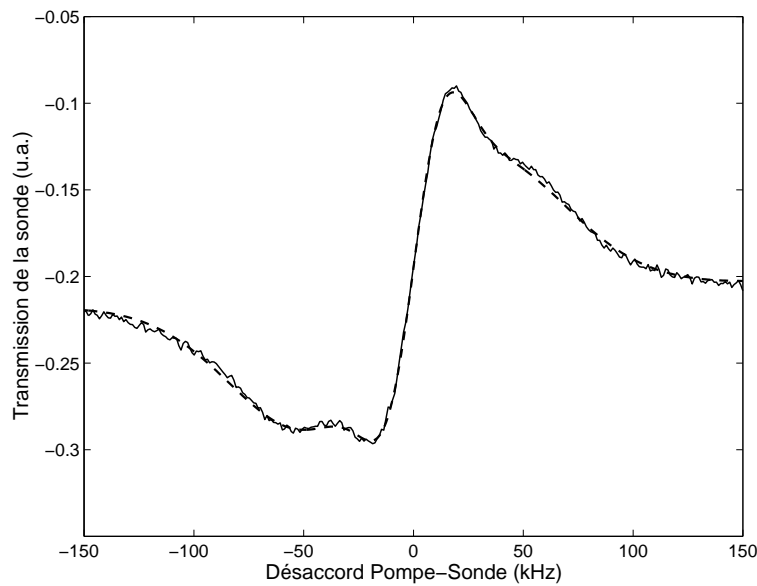


Figure IV.10: *Spectre de résonances de recul dans le réseau pour un désaccord de -55 MHz et une intensité de 5 mW/cm^2 après $700 \mu\text{s}$ de réseau. La courbe en pointillé représente un ajustement par la somme de deux dérivées de deux gaussiennes de largeur différentes.*

Deux faits vont dans le sens de cette explication: en faisant des mesures à des temps plus longs (10 ms typiquement comme c'est le cas dans les mesures du chapitre III), nous n'avons jamais vu une telle structure apparaître dans les spectres de résonances induites par le recul. Ceci semble montrer qu'aux temps longs, les atomes insensibles au refroidissement Sisyphes n'ont pas été piégés et ont été perdus. De plus, nous avons vérifié qu'en partant d'un nuage plus froid (en imposant une période de mélasse après la période de piège magnéto-optique obtenue en coupant le gradient de champ magnétique), pour des paramètres et une durée de réseau identique, la structure la plus large du spectre s'atténuait au profit de la structure la plus étroite. Ceci nous laisse à penser qu'en diminuant la température du nuage initial, la proportion d'atomes sensibles au refroidissement Sisyphes augmente. Des études plus poussées restent à faire pour confirmer ce point de vue. Pour notre étude, nous avons évité les paramètres menant à l'observation de cette double structure (c'est à dire grand désaccord et faible intensité). Notons cependant, que sur la figure IV.10, la structure large correspond à une température de $93 \mu\text{K}$ (température des

atomes après la période de mélasse créée par les faisceaux du piège), la structure étroite correspond à une température de $11 \mu K$.

Résultats expérimentaux

Les résultats concernant le taux de relaxation de la température (et donc de la distribution de vitesses) sont représentés sur la figure IV.11. Tous les mesures ont été faites en partant d'un nuage de même température: celle du piège.

On peut voir sur ces figures que le taux de relaxation est une fonction croissante de l'intensité des faisceaux du réseau et une fonction décroissante de la valeur absolue du désaccord du réseau. Ceci signifie que le temps de thermalisation des atomes dans le réseau augmente lorsque l'on diminue l'intensité ou quand on s'éloigne de résonance. Cela peut s'expliquer simplement par le fait que diminuer l'intensité ou augmenter la valeur absolue du désaccord diminue le taux de pompage optique: le processus de refroidissement Sisyphe s'appuyant sur le pompage optique, la thermalisation des atomes prend plus de temps.

IV.4.2 Comparaison entre taux de relaxation de la distribution de vitesses et largeur Rayleigh

Comme dans précédemment, pour comparer taux de relaxation de la distribution de vitesse γ_{T_x} et largeur Rayleigh γ_R , nous avons tracé γ_R en fonction de γ_{T_x} , chacun des points correspondant à des paramètres du réseau fixés. La largeur de la raie Rayleigh a été mesurée de la même manière que dans la première partie de ce chapitre.

Comme on peut le voir sur la figure IV.12, les points expérimentaux se regroupent autour d'une droite d'équation:

$$\frac{\gamma_R}{\omega_r} = 0.08 \frac{\gamma_{T_x}}{\omega_R} + 0.39 \quad (\text{IV.9})$$

Le taux de relaxation de la distribution de vitesse reste donc plus élevé que la largeur Rayleigh d'un facteur 10. Cependant, nous n'avons mesuré que la relaxation de la distribution dans la direction x. La modulation due à l'interférence pompe sonde ayant surtout une composante dans la direction z, la relaxation dans cette direction peut avoir une incidence non négligeable. De plus certains facteurs géométriques pourraient intervenir dans la relation entre γ_R et γ_{T_x} .

En conclusion, nous pouvons dire que les faits expérimentaux n'excluent pas une explication de la largeur des résonances Rayleigh en terme de relaxation de la distribution de

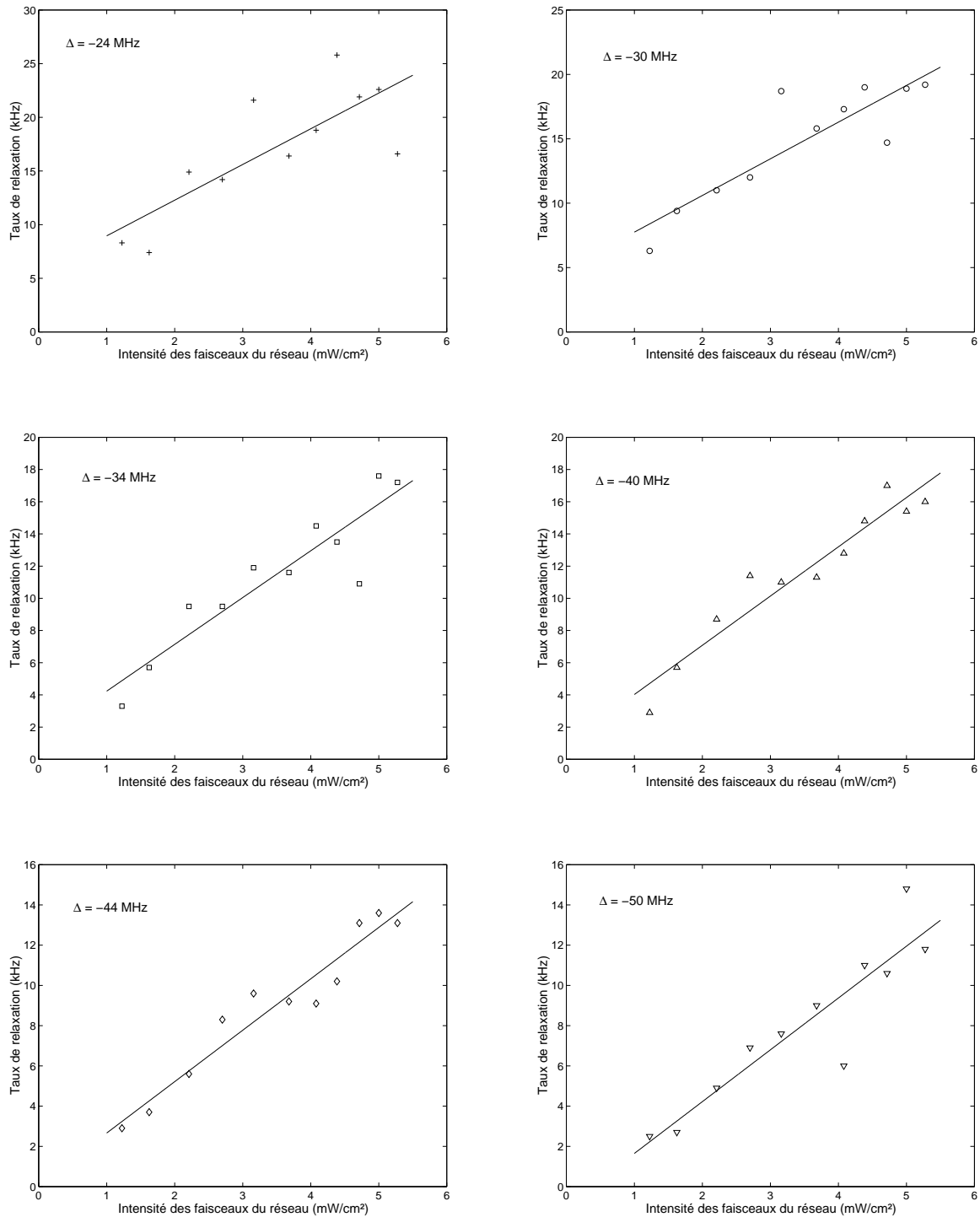


Figure IV.11: Relaxation de la température dans la direction x en fonction de l'intensité des faisceaux du réseau pour différents désaccords.

vitesse. Notre montage ne nous permettant pas de mesurer la température dans toutes les

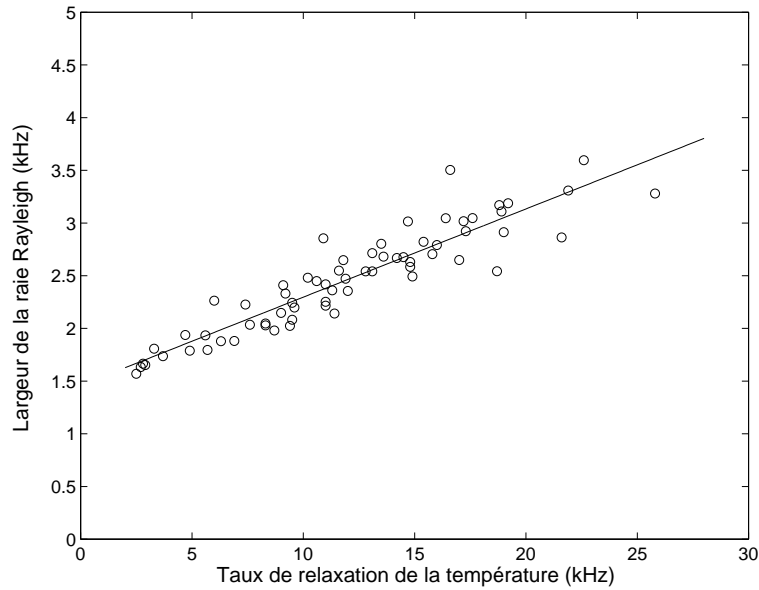


Figure IV.12: *Largeur de la raie Rayleigh en fonction du taux de relaxation de la température dans la direction x .*

directions de l'espace, nous ne pouvons encore apporter de réponse définitive. Si la mesure de la température dans la direction z venait à confirmer la viabilité de cette interprétation, il resterait, sur le plan théorique, à trouver le mécanisme menant à une modulation de la vitesse s'appuyant sur l'interférence pompe-sonde dans le réseau, mécanisme pouvant, par exemple, faire intervenir la pression de radiation.

IV.4.3 Lien avec la relation d'Einstein

Nous avons vu dans le chapitre II que température, coefficient de diffusion spatiale et coefficient de friction étaient reliés par la relation d'Einstein:

$$D_x = \frac{k_B T}{\alpha_x} \quad (\text{IV.10})$$

Nous nous proposons, pour clôturer notre étude, de comparer le coefficient de friction α_x déduit de la relation d'Einstein IV.10 à partir des températures d'équilibre mesurées plus haut et des coefficients de diffusion. Les résultats sont présentés sur la figure IV.13 (où nous avons représenté α_x/M qui a la dimension d'une fréquence).

Nous pouvons voir sur ces résultats que α_x dépend peu des paramètres du réseau, mais la valeur de α_x/M est très proche de la largeur de la raie Rayleigh comme on peut se rendre compte sur la figure IV.14. En revanche, la relation entre les deux grandeurs n'est

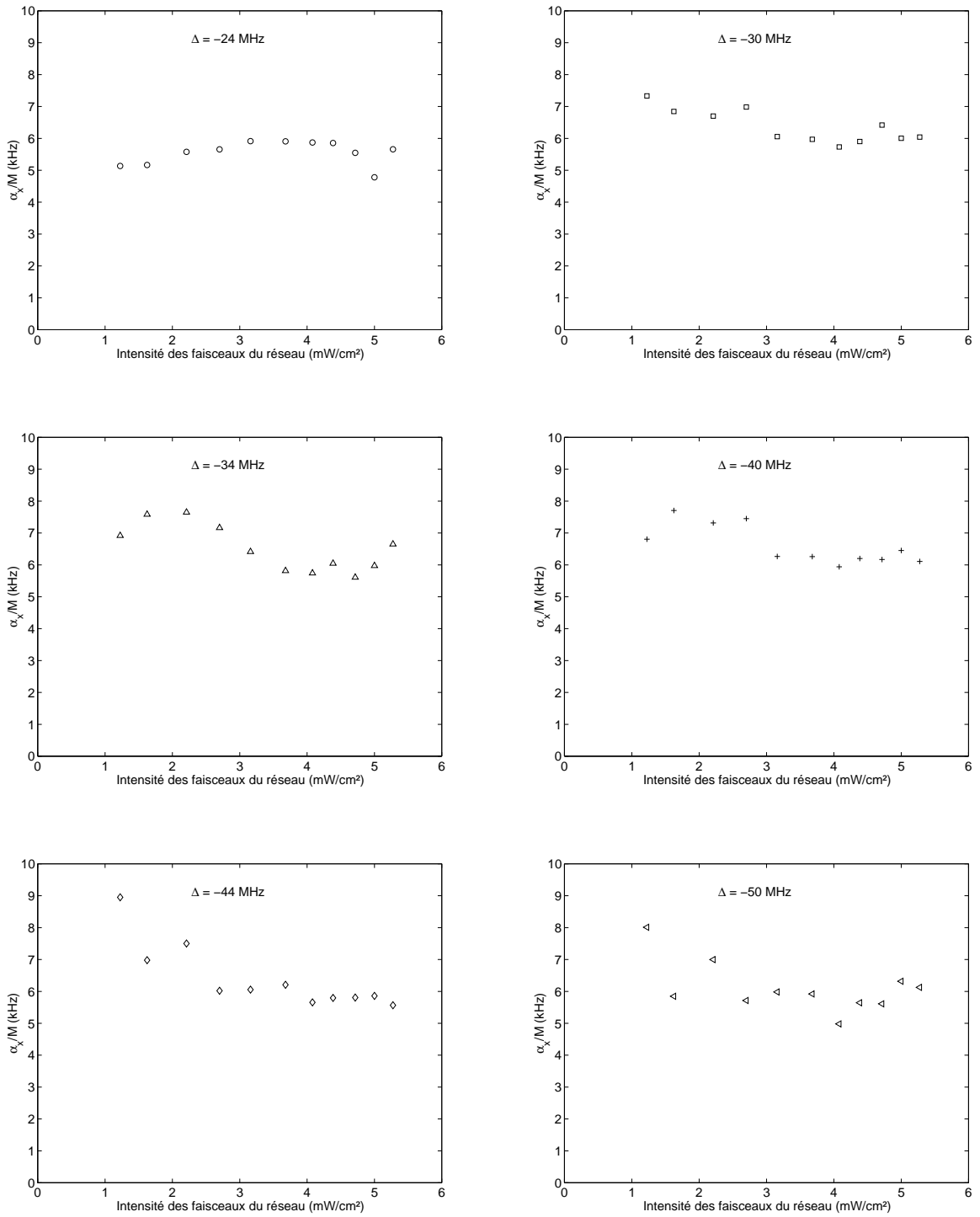


Figure IV.13: Coefficient de friction dans la direction x en fonction de l'intensité des faisceaux du réseau pour différents désaccords.

clairement pas linéaire. Il ne faut pas cependant perdre de vue que nous avons mesuré

ainsi la friction dans la direction x et que, comme nous l'avons déjà signalé, la figure d'interférence pompe-sonde a surtout une composante dans la direction z .

En conclusion, le lien entre la largeur de la raie Rayleigh et le coefficient de friction des atomes dans le réseau semble plausible à la vue des données expérimentales. Cependant, la relation entre friction et taux de relaxation de la température, même si les deux sont du même ordre de grandeur, ne semble pas simple et doit nous inviter à être prudent sur une interprétation trop hâtive.

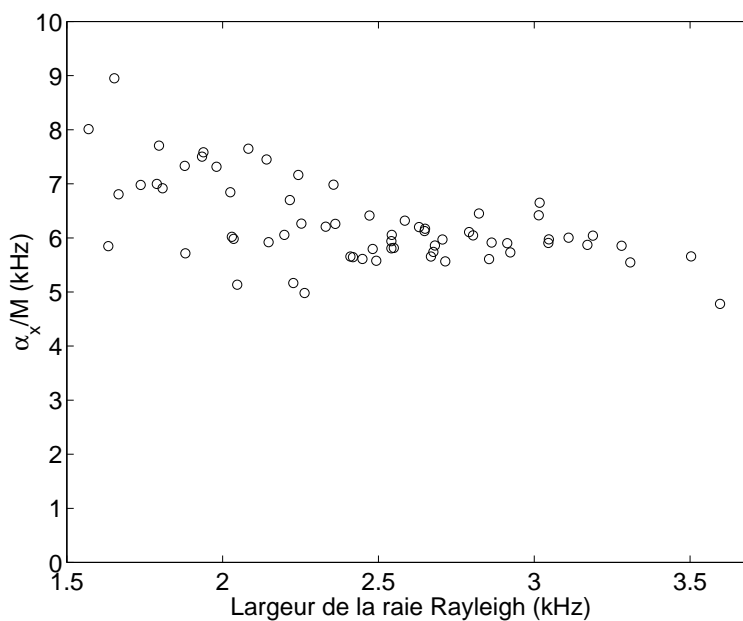


Figure IV.14: Coefficient de friction dans la direction x en fonction de la largeur de la raie Rayleigh. Chaque point correspond à des paramètres du réseau fixés. Si la relation entre les deux grandeurs n'est pas linéaire, les ordres de grandeur sont en revanche très proches.

Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons étudié expérimentalement plusieurs aspects du transport dans un réseau optique brillant (diffusion spatiale, modes de propagation) ainsi que l'influence de la géométrie du réseau sur la dynamique des atomes. En outre, dans le but de vérifier si les résonances Rayleigh rencontrées en spectroscopie pompe-sonde sont liées de manière simple à la diffusion spatiale, nous avons également étudié la relaxation de la distribution de vitesse dans un réseau brillant.

Les résultats importants obtenus sont les suivants:

- L'excitation des modes de propagation peut conduire soit à une augmentation du coefficient de diffusion dans la direction perpendiculaire à la direction de propagation de la sonde lorsque les faisceaux pompe sont ceux du réseau, soit à un déplacement du centre de masse du nuage lorsque qu'on utilise un faisceau pompe indépendant de ceux du réseau. Cette dernière configuration s'avère plus simple pour l'observation des modes de propagation, le déplacement du nuage étant plus facile à observer que l'augmentation du coefficient de diffusion.
- La température des atomes ne dépend pas de la période spatiale du réseau, confirmant ainsi le fait que la température ne dépende que de la profondeur des puits et non du taux de pompage optique. En revanche la diffusion spatiale dans la direction transverse du réseau en tétraèdre dépend fortement de cette période. Il est difficile de conclure sur la diffusion dans la direction longitudinale, cette diffusion n'étant pas normale pour les paramètres du réseau étudiés.
- Le lien entre diffusion spatiale et la largeur de la résonance Rayleigh est mis en défaut par l'expérience. Les simulations numériques confirmant ce désaccord, une explication possible est que d'autres observables sont modulées par l'interférence pompe-sonde et contribuent de manière importante à la largeur Rayleigh. Une explication en terme de relaxation de la distribution de vitesse n'est pas incompatible avec les faits expérimentaux mais demanderait une étude un peu plus poussée. Une autre possibilité est la relation entre la largeur de la raie Rayleigh et le coefficient de friction des atomes dans le réseau, les ordres de grandeur semblant compatibles.
- L'étude de la thermalisation des atomes dans le réseau faite dans le dernier chapitre montre que plus l'intensité des faisceaux est faible et plus ces faisceaux sont loin de résonance, plus le temps que mettent les atomes pour atteindre un régime stationnaire est long.

En conclusion, même si les réseaux brillants semblent susciter moins d'intérêt qu'il y'a quelques années, ceux-ci n'ont pas fini de nous révéler leurs secrets. De plus, la dissipation qui limite beaucoup la capacité de refroidissement de ces systèmes peut s'avérer utile pour l'étude de certains phénomènes physiques: ainsi notre équipe a récemment mis en évidence un phénomène de résonance stochastique dans un réseau périodique [67, 68].

D'une manière générale, les réseaux optiques, après avoir cédé le devant de la scène aux condensats de Bose-Einstein, suscitent un nouvel intérêt dans leur version non-dissipative justement grâce aux condensats. En effet, l'équipe de Hänsch à Munich a récemment observé une transition de Mott en plaçant un condensat dans un réseau très désaccordé [69, 70].

Dans cet ordre d'idée, la suppression cohérente de l'effet tunnel [71] dans un réseau, équivalent quantique de la résonance stochastique, pourrait être observé dans un réseau non-dissipatif. Dans cette perspective, l'équipe s'est lancé récemment dans la réalisation d'un réseau très désaccordé utilisant un laser à dioxyde de carbone. Si les réseaux non-dissipatifs nous réservent autant de surprises que les réseaux dissipatifs, gageons que les réseaux optiques ont encore de belles années devant eux.

Annexe

Pump-probe spectroscopy of atoms cooled in a 3D $\text{lin}\perp\text{lin}$ optical lattice

F.-R. Carminati, M. Schiavoni, Y. Todorov, F. Renzoni and G.
Grynberg

soumis à Eur. Phys J. D

Pump-probe spectroscopy of atoms cooled in a 3D lin \perp lin optical lattice

F.-R. Carminati, M. Schiavoni, Y. Todorov, F. Renzoni and G. Grynberg

Laboratoire Kastler Brossel, Département de Physique de l'École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, 75231, Paris Cedex 05, France

(May 3, 2002)

Abstract

We describe the pump-probe spectroscopy of atoms cooled in a 3D lin \perp lin optical lattice. Our pump-probe configuration consists of two laser fields detuned with respect to the lattice fields. This scheme allows to clearly identify in the probe transmission spectrum the Brillouin and Raman resonances, by studying their positions as a function of the angle between the pump and probe beams. We describe these resonances in detail, and compare the experimental results to the theoretical predictions. Our conclusions are supported by transport-spectroscopy measurements, which allow to distinguish between contributions to the light scattering from propagating and non-propagating atoms.

05.45.-a, 42.65.Es, 32.80.Pj

Typeset using REVTeX

I. INTRODUCTION

Stimulated light scattering is a powerful technique to investigate the properties of a medium, as well for solids and samples in the vapour phase. It allows not only to determine the dynamical modes of the sample, but also to study the relaxation processes towards equilibrium. In the last decade the methods of stimulated light scattering have found wide application in the domain of cold atoms [1–10]. For example the degree of localization of atoms bound by an external optical potential can be precisely determined by detecting the presence of Raman lines in the nonlinear optical response of the atomic sample [1]. And if the atoms are instead free, stimulated light scattering between different motional states allows to determine their velocity distribution [5–9]. In this work we present a detailed investigation of the nonlinear optical response of atoms cooled in an optical lattice [11]. At variance with previous investigations [1,4], in which the light scattering was established between a probe beam and the lattice beams, in our scheme the photons are scattered between a probe and an additional pump beam. As it will be shown, this results in a complete freedom in the choice of the mode of the material medium to be excited, and allows the experimental verification of properties of optical lattices so far assumed but not demonstrated. In particular we will show that the considered pump-probe configuration allows to clearly identify in the probe transmission spectrum the Brillouin and Raman resonances, by studying their positions as a function of the angle between the pump and probe beams. This study also offers a striking evidence of the completely different nature of these resonances. Our conclusions are supported by transport-spectroscopy measurements: the velocity of the center of mass of the atomic cloud is monitored as a function of the detuning between pump and probe. This offers an alternative way to distinguish between contributions to the light scattering from propagating and non-propagating atoms.

This work is organized as follows. In Sec. II we describe the experimental set-up. In Sec. III we analyze the pump-probe configuration with parallel polarizations of the beams. In the configuration of Sec. IV, the polarizations of the pump and probe beams are instead

orthogonal. In each of the Sections III and IV the Rayleigh, Raman and Brillouin (when presents) resonances are examined separately. With respect to the scheme with only one additional probe beam, the pump-probe configuration examined here offers significant advantages for the study of the Raman and Brillouin resonances, but not for the Rayleigh lines. Therefore the discussion of these latter will be kept to a minimum. The conclusions of our work are contained in Sec. V.

II. EXPERIMENTAL SET-UP

In our experiment ^{85}Rb atoms are cooled and trapped in a 3D lin \perp lin optical lattice. The procedure to load the atoms in the optical lattice is the standard one used in previous experiments [7]. The rubidium atoms are first cooled and trapped in a magneto-optical trap (MOT). Then the MOT magnetic field and laser beams are turned off and the lattice beams are turned on.

The three-dimensional periodic structure is generated by the interference of four linearly polarized laser beams, arranged in the 3D lin \perp lin configuration [11] (Fig. 1): two y -polarized beams propagate in the xOz plane with a relative angle 2θ , while two x -polarized beams propagate in the yOz plane and form also an angle 2θ . This arrangement results in a periodic modulation of the light polarization and light intensity, which produces a periodic modulation of the different atomic ground-state sublevels (optical potentials). The optical potential has minima located on a orthorhombic lattice and associated with pure circular (alternatively σ^+ and σ^-) polarization. The lattice constants, i.e. the distance (along a major axis) between two sites of equal circular polarization are $\lambda_{x,y} = \lambda/\sin\theta$ and $\lambda_z = \lambda/(2\cos\theta)$, with λ the laser field wavelength. The optical pumping between the different atomic ground states combined with the spatial modulation of the light shifts leads then to the cooling of atoms [12] and to their localization [13] at the minima of the optical potential, thus producing a periodic array of atoms.

After 10 ms of thermalization of the atoms in the optical lattice, two additional linearly-

polarized laser fields are introduced for the pump-probe spectroscopy. The strong pump (or coupling) beam is kept at a given frequency, while the frequency of the weak probe beam is scanned around the pump frequency. The relative detuning between pump and probe is indicated by δ_{pc} :

$$\delta_{pc} = \omega_p - \omega_c , \quad (1)$$

and analogously for the \vec{k} -vectors difference $\Delta\vec{k}_{pc}$:

$$\Delta\vec{k}_{pc} = \vec{k}_p - \vec{k}_c . \quad (2)$$

The pump and probe beams are detuned with respect to the lattice beams, so that there is no atomic observable which can be excited at the beat frequency. Furthermore as the pump and probe fields are derived from a laser different from the one producing the lattice beams, the effect of the unwanted beat is significantly reduced.

III. CONFIGURATION WITH Y-POLARIZED PUMP AND PROBE

We consider first a configuration with the pump and the probe beams linearly polarized along the y -axis, i.e. with polarizations parallel to those of the copropagating lattice beams. They propagate in the xOz plane and they are symmetrically displaced with respect to the z -axis. The angle between the two beams is denoted by 2φ (Fig. 1). As it will be shown rigorously in the following, this configuration corresponds to excitations in the x -direction.

We measured the probe transmission as a function of the detuning δ_{pc} for different angles between the pump and the probe beams, with results as the ones shown in Fig. 2. The probe transmission spectrum shows up to five resonances. The position of these resonances, as well their number, depends on the angle between the pump and the probe beams. A resonance centered at zero detuning is present in all the spectra. At small angle φ two lateral resonances of opposite sign are also present. The position of these resonances, marked with arrows in Fig. 2, is found to be an increasing function of the angle φ . At larger values of

φ , two additional lateral resonances appear, their position (dotted lines in Fig. 2) being independent of the angle φ .

We have also made transport-spectroscopy measurements, by taking images of the atomic cloud at different time instants. For these measurements we increased the power of the probe beam so to have about the same intensity in the pump and probe. From the images, we derived the velocity of the center-of-mass of the atomic cloud as a function of δ_{pc} . As shown in Fig. 3, two resonances of opposite sign and symmetrically displaced with respect to $\delta_{pc} = 0$ are present in the spectrum for the x -component of the center-of-mass velocity. The measurements show that the position of these resonances depends clearly on the angle φ between pump and probe. By contrast, we found that the z -component (not shown in the figure) of the center-of-mass velocity does not show any resonant behaviour with δ_{pc} . We analyze all these resonances in detail in the following.

A. Rayleigh resonances

The resonance at the center of the spectrum corresponds to stimulated Rayleigh scattering. These resonances originate from the diffraction of the pump on the phase-shifted modulation of an observable of the atomic medium [14]. Indeed the interference between pump and probe fields results in a pattern moving at a phase velocity

$$v_\phi = \frac{\delta_{pc}}{|\Delta\vec{k}_{pc}|} = \frac{\delta_{pc}}{2k \sin \varphi} \quad (3)$$

($|\vec{k}_c| \simeq |\vec{k}_p| \equiv k$). This interference pattern creates a modulation of one (or more) atomic observable moving at the same velocity v_ϕ but phase-shifted with respect to the light interference pattern. This phase shift originates from the finite response time of the material medium. As the light interference pattern and the material grating are phase shifted, the pump wave can be diffracted on the grating in the direction of the probe thus producing probe gain, the opposite effect resulting instead in probe attenuation.

In the present configuration with parallel polarizations of the pump and probe beams, it is the light intensity which is periodically modulated. Previous work (see [11] and references

therein) identified in the atomic density the material observable which, excited via the dipole force, is responsible for the Rayleigh line.

Rayleigh resonances are usually known to be dispersive-like [14]. However in the present case of Rayleigh resonances in optical lattices, the radiation pressure results in a Lorentzian contribution. This has been studied in detail in Ref. [15], and it will not be repeated here.

B. Raman resonances

The lateral resonances at $\delta_{pc} \simeq \pm 2\pi \cdot 50$ kHz correspond to Raman transitions between different vibrational levels of the same potential well (Fig. 4). The sign of these resonances is easily understood by taking into account the equilibrium population distribution produced by the cooling process [13]. As the ground vibrational level is more populated than the first excited one, in the Raman process between these two states it will be the field with lower energy to be amplified. To negative detunings $\delta_{pc} < 0$ corresponds then probe gain, and to $\delta_{pc} > 0$ probe attenuation.

To determine which transition is excited for a given pump-probe configuration, i.e. for a given difference $\Delta\vec{k}_{pc}$ between the pump and the probe wavevectors, we should calculate the matrix elements of the Raman operator

$$I = (\vec{d} \cdot \vec{E}_c^\dagger)(\vec{d} \cdot \vec{E}_p) \quad (4)$$

between different vibrational states. Here \vec{d} is the atomic dipole operator, and \vec{E}_α ($\alpha = c, p$) the electric field operators, whose expression in the interaction picture is

$$\begin{aligned} \vec{E}_\alpha &= \vec{\mathcal{E}}_\alpha \exp(i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}) = \mathcal{E}_\alpha^o \vec{\epsilon}_y \exp(i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}) \\ &= \sum_q \mathcal{E}_{\alpha,q} \vec{\epsilon}_q \exp(i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}) , \end{aligned} \quad (5)$$

with $\vec{\epsilon}_q$ the unit polarization vectors ($\vec{\epsilon}_0 = \vec{\epsilon}_z$, $\vec{\epsilon}_\pm = \mp 1/\sqrt{2}(\vec{\epsilon}_x \pm i\vec{\epsilon}_y)$). Clearly, as we are considering transitions between different motional states, the atomic position \vec{r} in the expressions for the pump and probe fields has to be treated as an operator.

As we are considering atomic states well localized near the bottom of a potential well, we can describe the optical potential as a 3D harmonic oscillator and label the vibrational states accordingly: $|\{n\}\rangle = |\{n_x, n_y, n_z\}\rangle$. The internal ground and excited atomic states will be labeled as $|J_g, m_g\rangle$ and $|J_e, m_e\rangle$, for a quantization axis in the z -direction. The Raman process induces transitions between ground states with the same quantum number m_g . The corresponding matrix element of the Raman operator writes then:

$$I_{nn'} = \sum_{q,q'} \langle J_g, m_g; \{n'\} | \vec{d} \cdot \vec{\epsilon}_q^* \mathcal{E}_{c,q}^* \exp(-i\vec{k}_c \cdot \vec{r}) \vec{d} \cdot \vec{\epsilon}_{q'} \mathcal{E}_{p,q'} \exp(i\vec{k}_p \cdot \vec{r}) | J_g, m_g; \{n\} \rangle \quad (6)$$

where d_q is the q th-component of the dipole operator. In the present case of parallel polarization, the pump and probe fields have no component along z , so $q = \pm 1$ only. By using the Wigner-Eckart theorem, we rewrite Eq. (6) as

$$I_{nn'} = \frac{\mathcal{D}^2}{2J_e + 1} \langle \{n'\} | (c_- \mathcal{E}_{c-}^* \mathcal{E}_{p-} + c_+ \mathcal{E}_{c+}^* \mathcal{E}_{p+}) \exp\{i\Delta\vec{k}_{pc} \cdot \vec{r}\} | \{n\} \rangle \quad (7)$$

with $c_{\pm} = \langle J_e, m_g \pm 1 | J_g, 1; m_g, \pm 1 \rangle^2$. Now expanding the pump and probe electric fields near the bottom of the potential well (say $\vec{r} = \vec{0}$)

$$\exp\{i(\vec{k}_p - \vec{k}_c) \cdot \vec{r}\} \simeq 1 + i\Delta\vec{k}_{pc} \cdot \vec{r} \quad (8)$$

and considering that $E_{\alpha,+} = E_{\alpha,-}$ ($\alpha = c, p$) for linearly polarized fields, we find for $n \neq n'$

$$I_{nn'} \simeq \frac{i(c_- + c_+) \mathcal{D}^2 \mathcal{E}_{c-}^* \mathcal{E}_{p-}}{2J_e + 1} \langle \{n'\} | \vec{r} | \{n\} \rangle \cdot \Delta\vec{k}_{pc} \quad (9)$$

which is written in terms of the pump and probe field amplitudes as

$$I_{nn'} \simeq \frac{i(c_- + c_+) \mathcal{D}^2 \mathcal{E}_c^{o*} \mathcal{E}_p^o}{2(2J_e + 1)} \langle \{n'\} | \vec{r} | \{n\} \rangle \cdot \Delta\vec{k}_{pc} . \quad (10)$$

Equation (10) shows that the coupling is of the form $\Delta\vec{k}_{pc} \cdot \vec{r}$. This means that for a pump-probe configuration leading to a $\Delta\vec{k}_{pc}$ in the x -direction, as in our case, only Ω_x -resonances ($\Delta n_x = \pm 1, \Delta n_{y,z} = 0$) will be excited, and analogously for the other possible orientation

of $\Delta\vec{k}_{pc}$. It is then clear that an appropriate choice of $\Delta\vec{k}_{pc}$, i.e. of the displacement of the pump and probe fields, allows the excitation of the Raman resonance in any desired direction. Furthermore the proportionality of the matrix element of the Raman operator to $\Delta\vec{k}_{pc}$ implies that the transition rate is proportional to $\sin^2\varphi$. This explains the observed dependence of the intensity of the Raman transition on the angle between pump and probe, and in particular the fact that Raman lines are not visible for small values of φ (Fig. 2).

C. Brillouin resonances

The Brillouin-like propagation modes in optical lattices have been first identified in Ref. [16] via semiclassical Monte Carlo simulations. They consist of a sequence in which one half oscillation in a potential well is followed by an optical pumping process to a neighbouring well, and so on (Fig. 5). The velocity of the Brillouin mode is easily calculated by neglecting the corrections due to the anharmonicity of the optical potential. The time for an atom to do half an oscillation is then $\tau = \pi/\Omega_x$. This corresponds to an average velocity

$$\bar{v} = \frac{\lambda_x/2}{\tau} = \frac{\lambda\Omega_x}{2\pi\sin\theta} . \quad (11)$$

The Brillouin mode is excited when the phase velocity of the moving modulation created by pump and probe is equal to the velocity of the Brillouin mode [16–18]. The condition $v_\phi = \bar{v}$ is written in terms of the detuning δ_{pc} between pump and probe as: $\delta_{pc} = \pm\Omega_B$, with

$$\Omega_B \equiv \frac{2\sin\varphi}{\sin\theta}\Omega_x . \quad (12)$$

Stimulated light scattering on the atoms following the Brillouin mode results in resonances in the probe transmission spectrum [14]. We claim that the resonances marked by an arrow on the spectra of Fig. 2 are indeed *Brillouin resonances*. To verify that this is actually the case we studied the position of these resonances as a function of the light shift per lattice beam Δ'_0 and as a function of the angle between pump and probe, with results as in Fig. 6 and Fig. 7. The behaviour displayed by Fig. 6,7 corresponds well to the dependencies of

Eq. (12). Indeed the position of the resonances is linear on square root of the light shift per lattice beam, to which the vibrational frequencies are proportional, and on the sinus of the half-angle between pump and probe. We notice that this last property allows to clearly distinguish the Raman and Brillouin resonances in the probe transmission. In fact, the positions of Raman resonances depend only on the lattice features (detuning, intensity and angle between the lattice beams), and not on those of the pump and probe beams.

IV. CONFIGURATION WITH ORTHOGONAL PUMP AND PROBE POLARIZATIONS

We consider now the case of orthogonal pump and probe polarizations, with the pump field linearly polarized along y and the probe field in the xOz plane. The displacement of the pump and probe beams is the same as in the configuration analyzed previously, the only difference being the polarization of the probe field.

Typical probe transmission spectra at different values of the angle 2φ between pump and probe beams are reported in Fig. 8. Several resonances are present in these spectra. A narrow (few kHz) dispersive-like resonance centered at zero detuning is superposed to a broader (few hundreds kHz) resonance, also dispersive-like and centered at zero detuning. Two lateral resonances of opposite sign complete the spectrum.

Also for this pump-probe configuration we studied the velocity of the center-of-mass of the atomic cloud as a function of the detuning δ_{pc} and detected Brillouin propagation modes. However we found that for this pump-probe configuration these Brillouin modes do not produce resonance lines in the probe transmission spectrum and therefore they are not relevant for the present study. A complete account of these *optically inactive* modes will be presented elsewhere.

A. Rayleigh resonances

The two dispersive-like resonance centered at $\delta_{pc} = 0$ correspond to stimulated Rayleigh scattering. The mechanism behind these resonances is the same as for the configuration with parallel pump and probe: they originate from the diffraction of the pump on the phase-shifted modulation of an atomic observable. What differs in the two examined pump-probe configurations is the excited atomic observable. We have already discussed in Section III A that for parallel polarizations of the pump and probe fields the modulated atomic observable assumed to be responsible for the Rayleigh line is the density. This density grating is created by the light intensity interference pattern via the dipole force. In the present case, the interference between the perpendicularly-polarized pump and probe gives rise to a moving pattern of the light polarization. Previous theoretical work (see [11] and references therein) identified in the atomic density and magnetization the material observables responsible for the Rayleigh line. In fact besides the obvious creation of an atomic magnetization grating, the modulated light polarization produces also a modulation of the depth of the optical potentials and therefore, via the dipole force, of the atomic density. As the two atomic observables (density and magnetization) have in general different relaxation rates, the corresponding Rayleigh resonances have different widths, resulting in the observed structure in the probe transmission spectrum.

B. Raman resonances

The resonance at $\delta \simeq \pm 2\pi \cdot 50$ kHz are Raman resonances between different vibrational levels. To identify which mode is excited for a given pump-probe configuration and determine the dependence of the strength of the Raman lines on the angle between pump and probe, we proceed as in Section III B and calculate the matrix elements of the Raman operator. The electric field for the linearly-polarized probe beam with polarization in the $x0z$ plane and displaced as in Fig. 1 is

$$\vec{E}_p = \vec{\mathcal{E}}_p \exp(i\vec{k}_c \cdot \vec{r}) \quad (13)$$

with

$$\vec{\mathcal{E}}_p = \mathcal{E}_p^0 (\vec{\epsilon}_x \cos \varphi + \vec{\epsilon}_z \sin \varphi) , \quad (14)$$

and equivalently in the basis of circular unit vectors:

$$\vec{\mathcal{E}}_p = \mathcal{E}_p^0 \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{\epsilon}_- - \vec{\epsilon}_+) \cos \varphi + \vec{\epsilon}_z \sin \varphi \right] . \quad (15)$$

The component along the z -axis of the probe electric field cannot take part to a Raman process between ground states with the same m_g -quantum number because the pump field has only $\vec{\epsilon}_\pm$ components. Through calculations analogous to those of Sec. III B, we get the following expression for the matrix-elements of the Raman operator

$$I_{nn'} \simeq \frac{i(c_- - c_+) \mathcal{D}^2 \mathcal{E}_{c-}^* \mathcal{E}_{p-}}{2J_e + 1} \langle \{n'\} | \vec{r} | \{n\} \rangle \cdot \Delta \vec{k}_{pc} \quad (16)$$

which is written in terms of the pump and probe field amplitudes as

$$I_{nn'} \simeq \frac{(c_- - c_+) \mathcal{D}^2 \mathcal{E}_c^{0*} \mathcal{E}_p^0 \cos \varphi}{2(2J_e + 1)} \langle \{n'\} | \vec{r} | \{n\} \rangle \cdot \Delta \vec{k}_{pc} . \quad (17)$$

We recognize in Eq. (17) the same type of coupling $\vec{r} \cdot \Delta \vec{k}_{pc}$ found for the case of parallel pump and probe polarizations. Therefore the conclusions of Sec. III B for the correspondence between k -vector difference $\Delta \vec{k}_{pc}$ between pump and probe and the excited mode apply here as well. On the other hand, the dependence of the matrix-element $I_{nn'}$ on the angle φ is different from the case analyzed in Sec. III B. Indeed besides the term $\sin \varphi$ corresponding to $\Delta \vec{k}_{pc}$, in the present case there is an additional factor $\cos \varphi$. Therefore the strength of the Raman lines, proportional to $|I_{nn'}|$ varies as $\sin^2 \varphi \cos^2 \varphi$.

V. CONCLUSIONS

In this work we described the pump-probe spectroscopy of atoms cooled in a 3D lin⊥lin optical lattice. Our pump-probe configuration consists of two laser fields detuned with

respect to the lattice fields, at variance with previous investigations in which the lattice fields were playing the role of the pump and only one additional probe beam was introduced. This pump-probe configuration allows to clearly identify in the probe transmission spectrum the Brillouin and Raman resonances. We have shown that the different resonances can be distinguished by studying their positions as a function of the angle between pump and probe. The position of the Raman resonances corresponds to the energy spacing between vibrational levels, and does not then depend on the angle φ between pump and probe. By contrast, the position of the Brillouin resonances corresponds to a well defined velocity of the moving modulation created by the pump and probe beams. This velocity depends on the angle between the beams, and therefore also the position of the Brillouin resonances depends on the angle φ . This dependence has been verified in our experiment, with results in agreement with the theoretical model. Our conclusions have been supported by transport-spectroscopy measurements, which allow to distinguish between the contributions to the light scattering of propagating and non-propagating atoms.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the CNRS and the Région Ile de France under contract E.1220 "Atomes ultrafroids: vers de nouveaux états de la matière". Laboratoire Kastler Brossel is an "unité mixte de recherche de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie associée au Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS)".

REFERENCES

- [1] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois and G. Grynberg, Phys. Rev. Lett. **68**, 3861 (1992).
- [2] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, Phys. Rev. A **46**, 7060 (1992).
- [3] J.W.R. Tabosa, G. Chen, Z. Hu, R.B. Lee, and H.J. Kimble, Phys. Rev. Lett. **66**, 3245 (1991).
- [4] A. Hemmerich and T.W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **70**, 410 (1993).
- [5] J.-Y. Courtois, G. Grynberg, B. Lounis and P. Verkerk, Phys. Rev. Lett. **72**, 3017 (1994).
- [6] D.R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf, C. Salomon and G. Grynberg, Phys. Rev. A **50**, R1992 (1994).
- [7] F.-R. Carminati, M. Schiavoni, L. Sanchez-Palencia, F. Renzoni and G. Grynberg, Eur. Phys. J. D **17**, 249 (2001).
- [8] F. Chi, M. Partlow and H. Metcalf, Phys. Rev. A **64**, 043407 (2001).
- [9] G. Di Domenico, G. Miletì and P. Thomann, Phys. Rev. A **64**, 043408 (2001).
- [10] Y.-C. Chen, Y.-W. Chen, J.-J. Su, J.-Y. Huang and I.A. Yu, Phys. Rev. A **63**, 43308 (2001).
- [11] G. Grynberg and C. Mennerat-Robilliard, Phys. Rep. **355**, 335 (2001).
- [12] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989); P.J. Ungar, D.S. Weiss, E. Riis and S. Chu, *ibid* **6**, 2058 (1989).
- [13] Y. Castin and J. Dalibard, Europhys. Lett. **14**, 761 (1991).
- [14] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **36**, 87 (1996).
- [15] S. Guibal, C. Mennerat-Robilliard, D. Larousserie, C. Triché, J.-Y. Courtois, and

- G. Grynberg, Phys. Rev. Lett. **78**, 4709 (1997).
- [16] J.-Y. Courtois, S. Guibal, D.R. Meacher, P. Verkerk and G. Grynberg, Phys. Rev. Lett. **77**, 40 (1996).
- [17] L. Sanchez-Palencia, F.-R. Carminati, M. Schiavoni, F. Renzoni and G. Grynberg, Phys. Rev. Lett. **88**, 133903 (2002).
- [18] M. Schiavoni, F.-R. Carminati, L. Sanchez-Palencia, F. Renzoni and G. Grynberg, submitted to Europhys. Lett. .

FIGURES

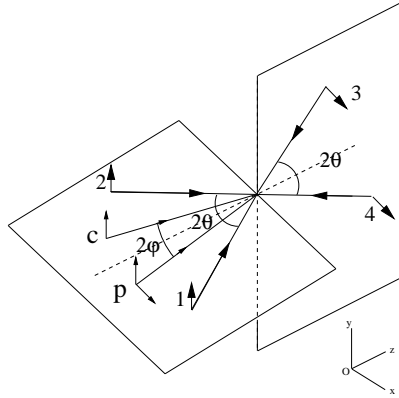


FIG. 1. Laser fields configuration for the 3D lin⊥lin optical lattice. The beams 1 – 4 generate the static 3D periodic potential. For the measurement presented in this work, the angles between the lattice beams are kept fixed at $\theta = 30^\circ$. Two additional laser beams (c and p), are introduced for the pump-probe spectroscopy. The pump beam (c) is linearly polarized along the y -axis. For the probe beam (p), both configurations with polarization along the y -axis and in the xOz plane have been considered in the experiment.

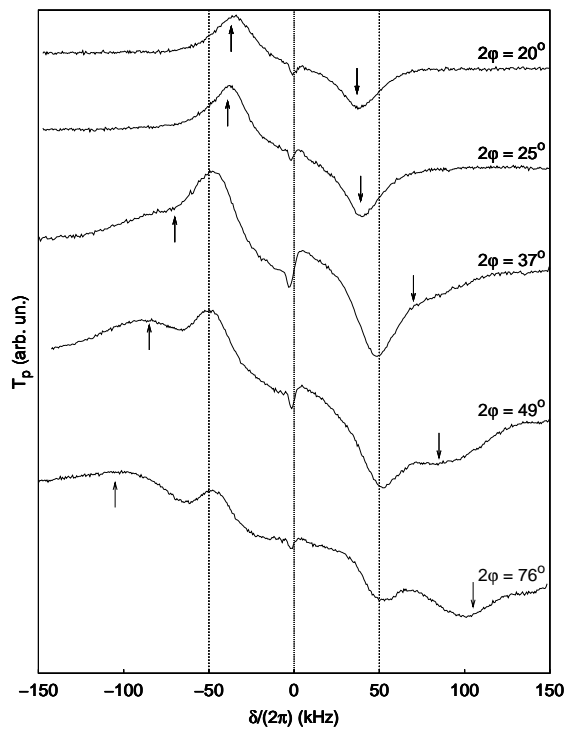


FIG. 2. Transmission of the probe beam as a function of the detuning between pump and probe fields, for different values of the angle 2φ between pump and probe beams. The lattice detuning is $\Delta = 50$ MHz, the intensity per lattice beam $I_L = 5$ mW/cm². The intensity of the pump and probe beams are: $I_c \simeq 0.5$ mW/cm², $I_p \simeq 0.1$ mW/cm².

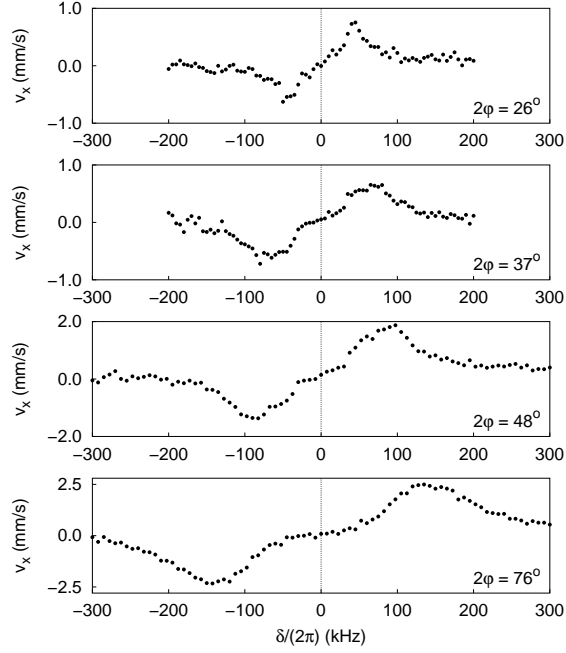


FIG. 3. Center-of-mass velocity in the x -direction as a function of the detuning between pump and probe fields, for different values of the angle 2φ between pump and probe beams. The lattice detuning is $\Delta = 50$ MHz, the intensity per lattice beam $I_L = 5$ mW/cm².

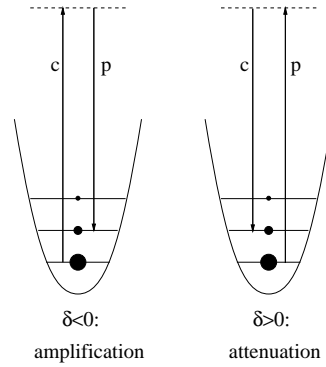


FIG. 4. Raman transitions between different vibrational levels of the same potential well. The solid circles indicate the population distribution in the different levels.

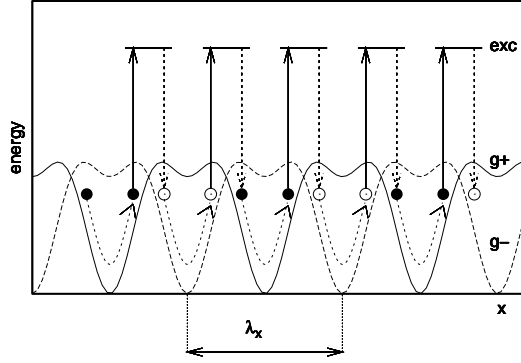


FIG. 5. Atomic trajectory corresponding to a Brillouin mode in the x -direction. The shown potential curves (g_+ and g_-) are the section along $y = z = 0$ of the optical potential for a $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ atomic transition and a 3D lin \perp lin beam configuration.

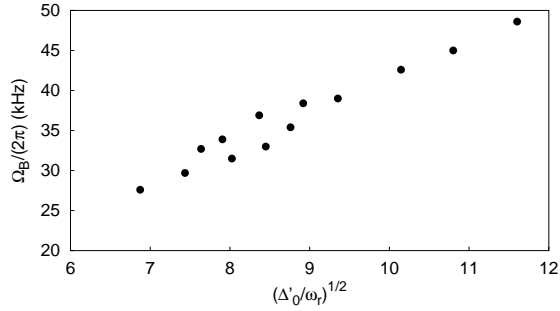


FIG. 6. Position of the Brillouin resonance as a function of the square root of the light shift per lattice beam Δ_0 at a given angle between pump and probe ($2\varphi = 20^\circ$). Here ω_r is the atomic recoil frequency.

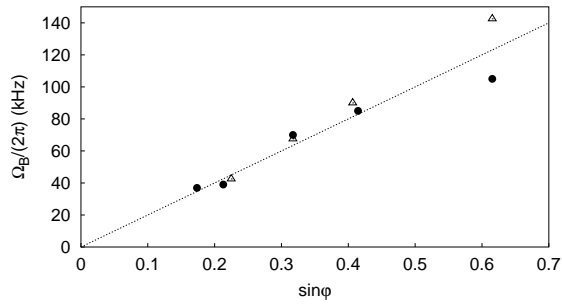


FIG. 7. Position of the Brillouin resonance as a function of $\sin \varphi$, where φ is the half-angle between pump and probe. The filled circles correspond to probe-transmission measurements, open triangles to the results of transport-spectroscopy. The dashed line corresponds to Eq. (12) with $\Omega_x = 2\pi \cdot 50$ KHz.

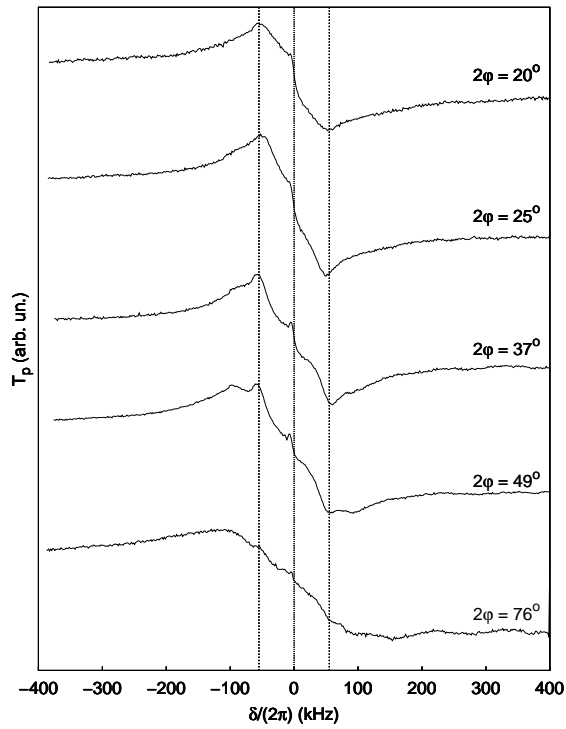


FIG. 8. Transmission of the probe beam as a function of the detuning between pump and probe fields, for different values of the angle 2φ between pump and probe beams. The lattice detuning is $\Delta = -50$ MHz, and the intensity per lattice beam $I_L = 5$ mW/cm².

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] T. W. HÄNSCH AND A. L. SCHAWLOW. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975)
- [2] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN, AND E. A. CORNELL. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science* **269**, 198 (1995)
- [3] F. SCHRECK, L. KHAYKOVICH, K. L. CORWIN, G. FERRARI, T. BOURDEL, J. CUBIZOLLES, AND C. SALOMON. Quasipure Bose-Einstein condensate immersed in a Fermi gas. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 80403 (2001)
- [4] J. DALIBARD AND C. COHEN-TANNOUJDI. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989)
- [5] G. GRYNBERG, B. LOUNIS, P. VERKERK, J.-Y. COURTOIS, AND C. SALOMON. Quantized motion of cold cesium atoms in two and three dimensional optical potential. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2249 (1993)
- [6] P. VERKERK, B. LOUNIS, C. SALOMON, C. COHEN-TANNOUJDI, J.-Y. COURTOIS, AND G. GRYNBERG. Dynamics and spatial order of cold cesium atoms in a periodic optical potential. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3861 (1992)
- [7] D. R. MEACHER, S. GUIBAL, C. MENNERAT, J.-Y. COURTOIS, K. I. PETSAS, AND G. GRYNBERG. Paramagnetism in a Cesium optical lattice. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1958 (1995)
- [8] J.-Y. COURTOIS, S. GUIBAL, D. R. MEACHER, P. VERKERK AND G. GRYNBERG. Propagating elementary excitation in a dilute optical lattice. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 40 (1996)
- [9] G. GRYNBERG AND J.-Y. COURTOIS Proposal for a magneto-optical lattice for trapping atoms in nearly-dark states. *Europhys. Lett.* **27**, 41 (1994)
- [10] C. TRICHÉ. Refroidissement et dynamique d'atomes dans de potentiels lumineux : mélasses grises, réseaux de plots et réseaux brillants. *Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique* (1997)

- [11] M. BEN DAHAN Transport et relaxation d'atomes de césium: Oscillations de Bloch et résonance de diffusion. *Thèse de Doctorat, Université paris VI* (1997)
- [12] M. BEN DAHAN, E. PEIK, J. REICHEL, Y. CASTIN, AND C. SALOMON. Bloch oscillations of atoms in an optical potential. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4508 (1996)
- [13] L. GUIDONI, B. DÉPRET, A. DI STEFANO, AND P. VERKERK. Atomic diffusion in an optical quasicrystal with five-fold symmetry. *Phys. Rev. A* **60**, R4233 (1999)
- [14] G. GRYNBERG, P. HORAK, AND C. MENNERAT-ROBILLIARD. Spatial diffusion of atoms cooled in a speckle field. *Europhys. Lett.* **49**, 424 (2000)
- [15] C. JURCZAK, B. DESRUELLE, K. SENGSTOCK, J.-Y. COURTOIS, C.I. WESTBROOK, AND A. ASPECT. Atomic transport in an optical lattice: an investigation through polarization selective intensity correlations. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1727 (1996)
- [16] G. GRYNBERG, C. ROBILLIARD. Cold atoms in dissipative optical lattices. *Phys. Rep.* **355**, 335 (2001)
- [17] P. J. UNGAR, D. S. WEISS, R. RIIS, AND S. CHU. Optical molasses and multilevel atoms: theory. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2058 (1989)
- [18] P. D. LETT, R. N. WATTS, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILIPS, P. L. GOULD, AND H. J. METCALF. Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- [19] C. MONROE, W. SWANN, H. ROBINSON, AND C. WIEMAN. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1561 (1990)
- [20] C. COHEN-TANNOUDJI. *Atomic motion in laser light*, dans *Fundamental Systems in Quantum Optics*, Les Houches 1990, Session LIII, p. 1. Edité par J. DALIBARD, J.-M. RAIMOND, ET J. ZINN-JUSTIN. Elsevier Science, Amsterdam (1992).
- [21] C. COHEN-TANNOUDJI. Théorie quantique du cycle de pompage optique. *Ann. Phys.* **7**, 423 (1962)
- [22] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC, G. GRYNBERG. Processus d'interaction entre photons et atomes. *InterEditions/Editions du CNRS*.
- [23] A. KASTLER. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique. *J. Phys. Rad.* **11**, 255 (1950)
- [24] A. EINSTEIN. Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen. *Ann. der Physik und Chemie.* **17**, 549 (1905)
- [25] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU, F. LALOË. Mécanique Quantique. *Hermann*.

- [26] J.-Y. COURTOIS AND G. GRYNBERG. Probe transmission in one-dimensional optical molasses: Theory for linearly cross-polarized cooling beams. *Phys. Rev. A* **46**, 7060 (1992)
- [27] K. I. PETSAS, G. GRYNBERG, AND J.-Y. COURTOIS. Semi classical Monte Carlo approaches for realistic atoms in optical lattices. *Eur. Phys. J. D* **6**, 29 (1999)
- [28] A. HEMMERICH, M. WEIDEMÜLLER, AND T. W. HÄNSCH. Four wave mixing in a 3D optical lattice. *Europhys. Lett.* **27**, 427 (1995)
- [29] K. I. PETSAS, A. B. COATES, AND G. GRYNBERG. Crystallography of optical lattices. *Phys. Rev. A* **50**, 5173 (1994)
- [30] L. GUIDONI, C. TRICHÉ, P. VERKERK, AND G. GRYNBERG. Quasiperiodic optical lattices. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3363 (1997)
- [31] L. GUIDONI. Quasicristaux optiques: Refroidissement et piégeage d'atomes de césium dans un potentiel lumineux quasi-périodique. *Thèse de Doctorat, Université Paris VI* (1998)
- [32] C. MENNERAT-ROBILLIARD. Atomes froids dans des réseaux optiques - Quelques facettes surprenantes d'un système modèle. *Thèse de Doctorat, Université Paris VI* (1999)
- [33] A. ASPECT, E. ARIMONDO, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE, AND C. COHEN-TANNOUDJI. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping: theoretical analysis. *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2112 (1989)
- [34] F. BARDOU. Refroidissement laser sub-recoil par résonances noires. *Thèse de Doctorat, Université Paris XI - Orsay* (1995)
- [35] B. SAUBAMEA. Refroidissement laser subrecoil au nanokelvin. Mesure directe de la longueur de cohérence spatiale. Nouveaux tests des statistiques de Lévy. *Thèse de Doctorat, Université Paris VI* (1998)
- [36] C. MENNERAT-ROBILLIARD, D. LUCAS, S. GUIBAL, J. TABOSA, C. JURCZAK, J.-Y. COURTOIS, AND G. GRYNBERG. Ratchet for cold rubidium atoms: The asymmetric optical lattice. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 851 (1999)
- [37] I. BOUCHOULE. Refroidissement par bandes latérales d'atomes de Cesium et quelques applications. *Thèse de Doctorat, Université Paris VI* (2000)
- [38] M. D. BARRETT, J. A. SAUER, AND M. S. CHAPMAN. All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 10404 (2001)
- [39] S. FRIEBEL, C. D'ANDREA, J. WALZ, M. WEITZ, AND T. W. HÄNSCH. CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms. *Phys. Rev. A* **57**, 20 (1998)

- [40] J. GUO, P. R. BERMAN, B. DUBETSKY AND G. GRYNBERG. Recoil-induced resonances in nonlinear spectroscopy. *Phys. Rev. A* **46**, 1426 (1992)
- [41] J.-Y. COURTOIS, G. GRYNBERG, B. LOUNIS, AND P. VERKERK. Recoil-induced resonances in cesium: an atomic analog to the free-electron laser. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3017 (1994)
- [42] D. R. MEACHER, D. BOIRON, H. METCALF, C. SALOMON, AND G. GRYNBERG. Method for velocimetry of cold atoms. *Phys. Rev. A* **50**, R1992 (1994)
- [43] S. GUIBAL Dynamique d'atomes froids piégés dans un réseau lumineux: Étude par spectroscopie pompe-sonde. *Thèse de Doctorat, Université Paris VI* (1997)
- [44] J.-Y. COURTOIS AND G. GRYNBERG. Stimulated Rayleigh resonances and recoil induced effects. *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **36**, 88-140 (1996)
- [45] R. W. BOYD. Nonlinear optics. *Academic Press, INC.*
- [46] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU, AND D. E. PRITCHARD. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987)
- [47] S. MARKSTEINER, K. ELLINGER, AND P. ZOLLER. Anomalous diffusion and Lévy walks in optical lattices. *Phys. Rev. A* **53**, 3409 (1996)
- [48] Y. CASTIN, J. DALIBARD AND C. COHEN-TANNOUDJI, The limits of Sisyphus cooling, dans L. MOI, S. GOZZINI, C. GABBANINI, E. ARIMONDO AND F. STRUMIE (Eds.), Light induced kinetic effects on atoms, ions and Molecules. *Proceeding of the LIKE Workshops*, E.T.S. Editrice, Pisa, 1991
- [49] N. G. VAN KAMPEN. Stochastic Processes in Physics and Chemistry. *North Holland, Amsterdam* (1981)
- [50] P. LANGEVIN. *C. R. Acad. Sci. Paris* **146**, 530 (1908)
- [51] C ITZYKSON AND J. M. DROUFFE. Statistical Field Theory vol. 1: From Brownian Motion to Renormalization and Lattice Gauge Theory. *Cambridge University Press* (1991)
- [52] L. SANCHEZ-PALENCIA, P. HORAK AND G. GRYNBERG. Spatial diffusion in a periodic optical lattice: revisiting the Sisyphus effect. à paraître dans *Eur. Phys. Journ. D*
- [53] J. FEINBERG, D. HEIMAN, A. R. TANGUAY AND R. W. HELLWARTH. Photorefractive effects and light induced charge migration in barium titanate. *J. Appl. Phys.* **51**, 1297 (1980)
- [54] S. GUIBAL, C. ROBILLIARD, D. LAROUSSERIE, C. TRICHÉ, J.-Y. COURTOIS AND G. GRYNBERG. Radiation pressure in a rubidium optical lattice: an atomic analog to the photorefractive effect. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4709 (1997)

- [55] B. G. LEVI. Measured steps advance the understanding of molecular motors. *Phys. Today* **48**, 17 (1995)
- [56] P. CURIE. Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique. *J. Phys.* (Paris) **3**, 393 (1894)
- [57] S. LEIBLER. Moving forward noisily. *Nature* **370**, 412 (1994)
- [58] J. ROUSSELET, L. SALMOME, A. AJDARI, AND J. PROST. Directional motion of brownian particles induced by a periodic asymmetric potential. *Nature* **370**, 446 (1994)
- [59] L. P. FAUCHEUX, L. S. BOURDIEU, P. D. KAPLAN, AND A. J. LIBCHABER. Optical thermal ratchet. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1504 (1995)
- [60] J.-F. CHAUWIN, A. AJDARI, AND J. PROST. Force-free motion in asymmetric structures: a mechanism without diffusive steps. *Europhys. Lett.* **27**, 421 (1994)
- [61] J. JERSBLAD, H. ELLMAN, AND A. KASTBERG. Experimental investigation of the limit of Sisyphus cooling. *Phys. Rev. A* **62**, 051401 (2000)
- [62] H. ELLMAN, J. JERSBLAD, AND A. KASTBERG. Temperatures in 3D optical lattices influenced by neighbouring transitions. *Eur. Phys. J.* **13**, 379 (2001)
- [63] T. W. HODAPP, C. GERZ, C. FURTLER, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILIPS AND J. DALIBARD. Three-dimensional spatial diffusion in optical molasses. *Appl. Phys. B* **60**, 135 (1995)
- [64] F.-R. CARMINATI, M. SCHIAVONI, L. SANCHEZ-PALENCIA, F. RENZONI AND G. GRYNBERG. Temperature and spatial diffusion of cold atoms in a 3D lin \perp lin optical lattice. *Eur. Phys. Journ. D* **17**, 249 (2001)
- [65] C. JURCZAK Spectroscopie par corrélations d'intensité d'atomes refroidis par laser. Application à l'étude de la dynamique et du transport dans les réseaux atomiques. *Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique* (1996)
- [66] B. LOUNIS, J.-Y. COURTOIS, P. VERKERK, C. SALOMON, AND G. GRYNBERG. Measurement of the friction coefficient in 1D corkscrew optical molasses by stimulated Rayleigh spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3029 (1992)
- [67] L. SANCHEZ-PALENCIA, F.-R. CARMINATI, M. SCHIAVONI, F. RENZONI, AND G. GRYNBERG. Brillouin propagation modes in optical lattices: Interpretation in terms of nonconventional stochastic resonance. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 133903 (2002)
- [68] M. SCHIAVONI, F.-R. CARMINATI, L. SANCHEZ-PALENCIA, F. RENZONI, AND G. GRYNBERG. Stochastic resonance in periodic potentials: realization in a dissipative optical lattice. *à paraître dans Europhys. Lett.*

- [69] M. GREINER, I. BLOCH, O. MANDEL, AND T. W. HÄNSCH. Exploring phase coherence in a 2D lattice of Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 160405 (2001)
- [70] M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH., AND I. BLOCH, Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms. *Nature* **415**, 39 (2002)
- [71] F. GROSSMANN, T. DITTRICH, P. JUNG, AND P. HÄNGGI. Coherent destruction of tunneling. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 516 (1991)