Refroidissement et dynamique d'atomes dans des potentiels lumineux : mélasses grises, réseaux de plots et réseaux brillants

Christine Triche

▶ **To cite this version:**

Christine Triche. Refroidissement et dynamique d'atomes dans des potentiels lumineux : mélasses grises, réseaux de plots et réseaux brillants. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Ecole Polytechnique X, 1997. Français. NNT : . tel-00011782

HAL Id: tel-00011782
https://pastel.hal.science/tel-00011782

Submitted on 7 Mar 2006

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

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

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

LABORATOIRE KASTLER BROSSEL
DÉPARTEMENT de PHYSIQUE
de l'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Lasers et matière

présentée par

Christine TRICHÉ

pour obtenir le titre de
Docteur de l'École Polytechnique

sujet de la thèse :

REFROIDISSEMENT ET DYNAMIQUE D'ATOMES DANS DES POTENTIELS LUMINEUX : MÉLASSES GRISES, RÉSEAUX DE PLOTS ET RÉSEAUX BRILLANTS

Soutenue le 18 décembre 1997 devant le jury composé de :

M. Claude COHEN-TANNOUDJI	Président
M. Luigi LUGIATO	Examinateur
M. Pierre PILLET	Rapporteur
M. Jacques VIGUÉ	Rapporteur
M. Gilbert GRYNBERG	Directeur de thèse

POLYTECHNIQUE

LABORATOIRE KASTLER BROSSEL
DÉPARTEMENT de PHYSIQUE
de l'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Lasers et matière

présentée par

Christine TRICHÉ

pour obtenir le titre de
Docteur de l'École Polytechnique

sujet de la thèse :

REFROIDISSEMENT ET DYNAMIQUE D'ATOMES DANS DES POTENTIELS LUMINEUX : MÉLASSES GRISES, RÉSEAUX DE PLOTS ET RÉSEAUX BRILLANTS

Soutenue le 18 décembre 1997 devant le jury composé de :

M. Claude COHEN-TANNOUDJI	Président
M. Luigi LUGIATO	Examinateur
M. Pierre PILLET	Rapporteur
M. Jacques VIGUÉ	Rapporteur
M. Gilbert GRYNBERG	Directeur de thèse

Merci !

Cette thèse a été effectuée au Laboratoire KASTLER BROSSEL, récemment encore rendu célèbre par le prix Nobel de Physique 1997 attribué à Claude COHEN-TANNOUDJI[1] ; laboratoire dont je tiens à remercier le directeur, Michèle LEDUC, de m'y avoir accueillie et soutenue avec enthousiasme.

Cette thèse a été dirigée par la main d'un maître : celle de Gilbert GRYNBERG, un directeur de thèse qui non seulement a su orienter, ré-orienter, développer les recherches et même rebondir avec enthousiasme sur les résultats, mais aussi susciter en moi une réelle admiration et un grand respect pour son talent scientifique. Je lui suis particulièrement reconnaissante pour son optimisme, son enthousiasme, sa bienveillance et sa confiance qui ont marqué de manière particulièrement positive ces trois années de thèse, ainsi que pour l'amitié sincère dont il m'a fait l'honneur.

Cette thèse expérimentale n'aurait pas pu se faire non plus sans l'aide inestimable de Philippe VERKERK qui a su répondre présent à chacun de mes appels à l'aide, me faire profiter de son expérience et participer avec bienveillance au déroulement ou à la préparation des expériences. Ses pertinentes remarques ont toujours apporté un point de vue complémentaire et nouveau sur les problèmes rencontrés.

Les premières expériences (1994-1995) sur les mélasses grises et réseaux gris ont été effectuées en commun avec Denis BOIRON que je remercie ici pour sa patience et sa disponibilité à répondre à mes questions de quelqu'ordre qu'elles soient. Malgré quelques problèmes expérimentaux, je conserve un souvenir fort de cette période.

Les résultats d'expériences sur les transitoires cohérents (1995-1996) sont le fruit d'un réel travail en équipe avec Luca GUIDONI. Les résultats donnés dans cette thèse auraient pu aussi bien figurer dans sa thèse. Je remercie Luca en particulier pour son sens de la précision, sa volonté de toujours perfectionner les résultats obtenus, pour son acharnement à comprendre et son sens aigu de l'approfondissement. Cette thèse lui doit énormément, en particulier dans la qualité des résultats expérimentaux. Merci encore pour cette collaboration très fructueuse et humainement très enrichissante, ainsi que pour sa disponibilité et son altruisme sans égal.

Je ne saurais oublier Samuel GUIBAL et Cécile ROBILLIARD. Nous sommes arrivés quasiment au même moment au laboratoire et ce départ commun dans la recherche a forgé des liens qui se sont révélés dans les moments d'allégresse mais aussi et surtout dans les moments de déception ou de difficulté. Ils ont tous deux participé par touches successives aux expériences décrites dans cette thèse, de manière plus ou moins directe. Nous avons souvent discuté ensemble et leur apport aussi bien scientifique, qu'humain est indescriptible. Merci pour tous les moments passés ensemble.

Bien qu'irréguliers, les contacts avec les théoriciens ont toujours été très enrichissants et

[1] en commun avec Bill Phillips et Steve Chu

chaleureux. Kostas PETSAS, en particulier, a toujours été à l'écoute de nos questions et requêtes et nous avons eu de réels échanges d'expérimentateur à théoricien, chacun essayant de tirer parti des résultats de l'autre. L'apport de Jean-Yves COURTOIS est également très important. Non seulement il est le père des programmes de simulation à la base de ceux utilisés dans cette thèse, mais il a toujours porté un grand intérêt à nos simulations et expériences, donnant beaucoup de son temps, même lorsqu'il ne faisait pas directement partie de l'équipe. Je le remercie donc pour son aide, sa disponibilité et sa grande efficacité qui est un modèle pour moi (difficile à suivre !!!). Je lui suis d'autre part très reconnaissante pour son soutien chaleureux au sein de la DGA et pour les actions qu'il y a menées en ma faveur. Ceci s'adresse également à Christophe JURCZAK qui a non seulement fait partie un certain temps du groupe mais a aussi fait le lien avec la DGA. Malgré un emploi du temps très chargé, il a effectué des simulations sur les réseaux de plots qui figurent dans ce manuscrit.

J'ai également bénéficié de l'aide de stagiaires, de post-doc et de visiteurs. Je voudrais les remercier ici pour leur contribution aussi bien au niveau de l'expérience qu'au niveau des simulations : je veux parler de Frédéric CHEVY, Jurek Zachorowski, Jérôme HOUDAYER, David MEACHER, David LUCAS, Peter HORAK.

Je remercie également le groupe "atomes froid" du sous-sol avec lequel j'ai eu des contacts fréquents et sympathiques, que ce soit pour emprunter du matériel ou pour partager des moments de détente.

Je voudrais exprimer ici ma reconnaissance à Jacques VIGUÉ et Pierre PILLET qui ont accepté la charge de rapporteur ainsi qu'à Luigi LUGIATO qui a fait le voyage de Milan (malgré les grèves) pour faire partie de mon jury. Je suis particulièrement reconnaissante à Claude COHEN-TANNOUDJI d'avoir accepté de présider le jury malgré les nombreuses sollicitations dont il était l'objet pendant ce mois de décembre.

Une grande partie de cette thèse n'aurait pu être réalisée sans l'aide des services techniques du laboratoire. Toute ma gratitude va à l'atelier d'électronique et à l'atelier de mécanique que nous n'avons pas hésité à solliciter régulièrement. Je les remercie pour leur collaboration et leur bienveillance. Je voudrais d'autre part exprimer ma reconnaissance aux responsables informatiques Cécile COMBIER, Zaïre DISSI puis Thierry BESANÇON. Cécile et Zaïre ont non seulement été d'une aide extrêmement précieuse au début de l'installation de l'équipe, mais ils ont toujours été d'une disponibilité, d'une efficacité et d'une gentillesse rares.

Enfin je remercie mes parents et mes amis de m'avoir soutenue et entourée pendant ces trois années. Ils m'ont permis de tempérer les fluctuations d'humeur que je pouvais ramener du laboratoire et de quitter de temps en temps les atomes froids pour me réchauffer auprès du feu de leur vitalité et de leur bonne humeur. En particulier, je remercie Louis de m'avoir aidée et supportée pendant les trois années, subissant parfois par contrecoup les hauts et les bas du rapport signal sur bruit ou de la température des atomes. Merci pour son courage et sa tendresse.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

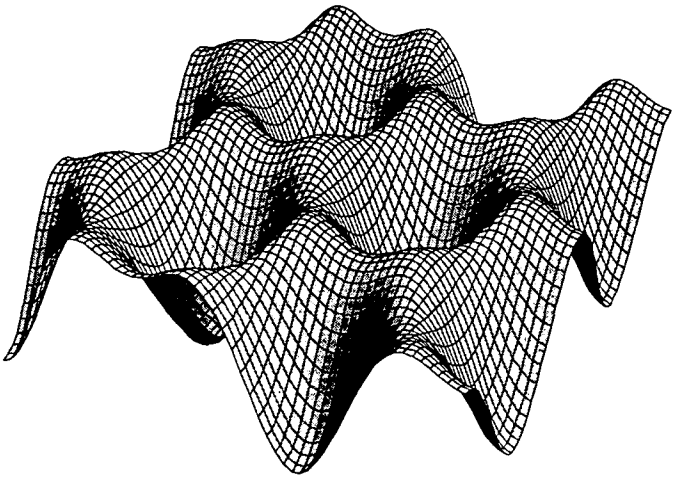
Dans un gaz, les atomes bougent constamment; aussi leur répartition est-elle à la fois anarchique et sans cesse changeante. Dans un cristal, à l'inverse, les ions ou les atomes sont bien ordonnés. Cependant, comme le cristal trouve sa cohésion dans les forces qui lient les atomes, ceux-ci perdent leur individualité et ne se manifestent que dans le cadre collectif du cristal : ils ne sont plus indépendants. La situation idéale d'atomes presque immobiles, bien rangés et isolés de leurs voisins, ce que nous appellerons un réseau optique, a été obtenue en exploitant les propriétés du refroidissement atomique et plus particulièrement du mécanisme Sisyphe introduit par Jean DALIBARD et Claude COHEN-TANNOUDJI [1] et par S. CHU et ses collaborateurs [2].

L'action mécanique de la lumière sur la matière est connue et étudiée depuis longtemps. Ainsi dès 1933, O. FRISCH montra qu'un jet d'atomes de sodium soumis au rayonnement d'une lampe à décharge de sodium était défléchi, à cause du transfert d'impulsion du rayonnement à l'atome [3]. Cet échange d'impulsion peut être mis à profit pour ralentir les atomes de sorte que leur vitesse moyenne devienne extrêmement petite. Les premiers modèles théoriques développés notamment par HÄNSCH et SCHAWLOW [4] conduisaient pour ce refroidissement lumineux à des températures effectives de l'ordre de quelques millikelvins. En fait, une expérience minutieuse réalisée par W. D. PHILLIPS et ses collaborateurs aboutit à des températures bien plus basses dans le domaine des microkelvins [5]. L'origine de cette descente dans le froid est justement le mécanisme Sisyphe.

Ce mécanisme exploite avec une très grande élégance les propriétés du pompage optique [6] et l'existence de déplacements lumineux des niveaux d'énergie [7] (ces déplacements étant d'autant plus grands que l'intensité du rayonnement auquel est soumis l'atome est grande). Une figure d'interférence provenant de la superposition de plusieurs faisceaux laser de même longueur d'onde crée pour les atomes un paysage de puits de potentiel séparés par des cols. Dans leur mouvement, les atomes se déplacent d'un puits à l'autre en franchissant les cols. Cependant, les ascensions successives de ces collines épuisent leur énergie (qui est dissipée sous forme d'émission spontanée) et au bout d'une milliseconde environ, les atomes s'immobilisent dans l'un des puits, n'ayant plus assez de ressources pour gravir un nouveau col; un état d'équilibre est alors atteint où la plupart des atomes sont prisonniers dans ces puits. Dans la plupart des configurations de faisceaux utilisées, le paysage de cols et de puits possède de nombreuses symétries tout comme la figure d'interférence qui l'a créé. La structure la plus simple est évidemment créée par l'interférence de deux ondes progressives. Il s'agit là d'ailleurs de la première proposition de réseau optique faite par LETHOKOV *et al.* [8] qui étudièrent théoriquement la localisation d'atomes à deux niveaux aux noeuds d'une

onde stationnaire désaccordée sur le bleu de la transition atomique. La mise en évidence expérimentale de cette canalisation des atomes le long des lignes nodales fut effectuée par Christophe SALOMON *et al.* [9]. Toutefois, une telle structure ne peut être stable que s'il existe un mécanisme de refroidissement efficace pour compenser l'échauffement dû à l'émission spontanée. Pour cette raison, la première observation expérimentale (faite à Paris [10] suivie de peu par une expérience au NIST [11]) fut réalisée grâce à une configuration où les deux faisceaux se propageant en sens opposé ont des polarisations linéaires orthogonales, ce qui permet un excellent refroidissement Sisyphe. Ces expériences montrèrent une forte localisation des atomes dans les puits et permirent de mesurer la fréquence d'oscillation des atomes piégés au fond des puits.

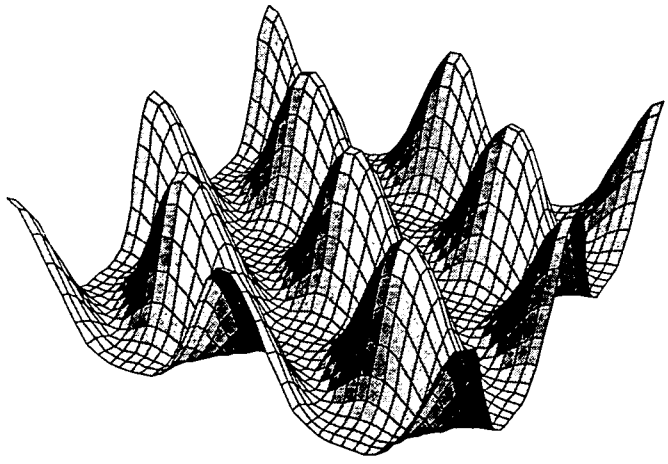
La configuration précédente donne une distribution périodique unidimensionnelle de puits de potentiel. A l'intersection de trois faisceaux laser (coplanaires) on obtient une structure périodique bidimensionnelle et à l'intersection de quatre faisceaux une structure périodique tridimensionnelle. Ces réseaux d'atomes, introduits à Paris [12, 13], ont fait depuis l'objet de très nombreuses études. Notons que si on ajoute un cinquième, voire un sixième faisceau, la structure peut devenir quasi-périodique. L'étude du piégeage d'atomes dans ces structures a débuté récemment [14].



paysage de puits de potentiel (réseaux brillants)

Les études sur les réseaux optiques, ont porté essentiellement sur la localisation des atomes dans les puits de potentiel et sur leur mouvement de vibration au fond des puits [10, 12, 13]. Il y a moins de résultats sur les mécanismes de migration (diffusion) des atomes de puits en puits [15] et encore moins sur les modes de propagation des atomes dans ces réseaux [16]. Cela sera un des buts du chapitre 1 de faire le point sur les résultats théoriques et expérimentaux obtenus précédemment ainsi que sur les méthodes expérimentales et numériques mis en oeuvre pour étudier les réseaux optiques.

Les réseaux étudiés antérieurement confinaient les atomes dans des puits où leur interaction avec la lumière est maximum. Il s'ensuit que ces atomes piégés rayonnent beaucoup de photons d'où le nom de "réseaux brillants" donné à ces structures. Cette forte émission de rayonnement n'est pas sans inconvénient. Elle produit en particulier un échauffement des atomes et limite la densité atomique accessible. Aussi a-t-on eu l'idée d'appliquer les configurations de faisceaux mises au point pour l'étude des réseaux brillants au cas de transitions pour lesquelles il existe dans le niveau fondamental de l'atome un état non couplé à la lumière. On crée ainsi ce que nous appelons une mélasse grise parce que les atomes ralentis par les faisceaux émettent très peu de photons. Nous montrerons dans le chapitre 2 que ces mélasses combinent une grande efficacité de capture avec un excellent refroidissement : nous avons mesuré des températures égales à 800 nK pour des atomes de Césium dans ces mélasses. En ajoutant un champ magnétique statique assez fort, le paysage initialement plat acquiert un relief particulier. Au lieu d'une succession périodique de puits comme pour les réseaux brillants, nous découvrons maintenant un paysage composé de terrils disposés périodiquement sur une vaste plaine. Dans une telle structure, appelée réseau de plots, les atomes ne sont plus liés en un point mais sont libres de se déplacer suivant des lignes privilégiées en rebondissant de plot en plot. Nous présentons dans le chapitre 2 des preuves de cette dynamique originale. Nous avons également étudié la situation où le champ magnétique est ni nul ni très grand et montré l'existence d'un type de localisation tout à fait différent se produisant dans l'espace des impulsions et non dans l'espace réel. Nous montrons que les vitesses se répartissent alors en étoile sur un réseau discret.



paysage de plots de potentiel (situation de réseaux gris)

Comme nous l'avons indiqué ci-dessus, la dynamique des atomes dans un paysage valonné, modulable à volonté en changeant la direction et la polarisation des faisceaux lumineux est un des thèmes forts de l'étude des réseaux optiques. La méthode la plus populaire consiste à appliquer un faisceau laser supplémentaire de faible intensité. Ce faisceau sonde déforme de façon contrôlée le réseau lumineux; cette déformation se manifeste par un déplacement des puits entraînant eux-

mouvement les atomes qu'ils contiennent. Les atomes réagissent à cette perturbation de leur état d'équilibre en absorbant ou en émettant de la lumière, ce qui se traduit par une modification de l'intensité du faisceau sonde mesurée à la sortie du réseau. L'analyse de ces variations d'intensité donne des informations sur le mouvement des atomes et leur distribution spatiale. Cette méthode, simple à mettre en oeuvre, souffre toutefois d'un inconvénient sérieux : les diverses résonances associées au mouvement de vibration des atomes et à leur diffusion ont tendance à se recouvrir, rendant délicate une exploitation quantitative. Nous présentons dans le chapitre 3 une nouvelle méthode basée sur l'étude de la réponse transitoire des atomes à l'application du faisceau sonde qui permet d'améliorer considérablement la résolution expérimentale. L'origine du progrès tient à l'existence d'une double sélectivité : une sélectivité à l'excitation lors de l'application de la sonde, une sélectivité à la détection en sélectionnant une plage particulière de fréquence pour l'analyse. Les possibilités de cette méthode et les relations existant avec les méthodes traditionnelles sont discutées à la fois théoriquement et sur des exemples expérimentaux.

Cette méthode d'étude par "transitoires cohérents" est mise en oeuvre dans le chapitre 4 pour étudier d'une part la vibration des atomes, d'autre part leur diffusion. Nous avons ainsi identifié l'anharmonicité du potentiel comme étant la cause essentielle de l'amortissement apparent du mouvement d'oscillation moyen des atomes. Nous avons d'autre part étudié comment une modulation de densité s'amortissait dans un réseau optique, fait une étude quantitative très détaillée du coefficient de diffusion par simulation numérique et précisé le lien entre taux d'amortissement théorique de la densité et coefficient de diffusion spatiale.

Références :

[1] J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **B 6** (1989) 2023
[2] J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis et S. Chu, *J. Opt. Soc. Am.* **B 6** (1989) 2058
[3] O.R. Frisch, *Z. Phys.* **86** (1933) 42
[4] T.W. Hänsch et A.L Schawlow, *Opt. Commun.* **13** (1975) 68
[5] P.D. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W.D. Phillips, P. Gould et H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett* **61** (1988) 169
[6] A. Kastler, *J. Phys. Rad.* **11** (1950) 255
[7] C. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys. Fr.* **7** (1962) 423
[8] V. S. Lethokov et V. G. Minogin, *Phys. Rep.* **73** (1981) 1
[9] C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect, H. Metcalf, C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 1659
[10] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois et G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 3861
[11] P.S. Jessen, C. Gerz, P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, R.J.C. Spreeuw et C. Westbrook, *Phys. Rev. Lett* **69** (1992) 49
[12] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois et C. Salomon, *Phys. Rev. Lett* **70** (1993) 2249
[13] P. Verkerk, D.R. Meacher, A.B. Coates, J.-Y. Courtois, S. Guibal, C. Salomon et G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **26** (1994) 171
[14] L. Guidoni, C. Triché, P. Verkerk, G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett* **79** (1997) 3363
[15] C. Jurczak, B. Desruelle, K. Sengstock, J.-Y. Courtois, C.I. Westbrook and A. Aspect, *Phys. Rev. Lett* **77** (1996) 1727
[16] J.-Y. Courtois, S. Guibal, D.R. Meacher, P. Verkerk and G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett* **77** (1996) 40

Plan du mémoire

Introduction générale

Chapitre 1 **Introduction aux réseaux optiques**

I. Un système modèle: les réseaux unidimensionnels

II. Les réseaux : de une à trois dimensions

III. Méthodes d'investigation des réseaux optiques

IV. Conclusion

Chapitre 2 **Mélasses et réseaux gris**

I. Notion d'état noir et d'état non couplé

II. Méthodes expérimentales d'étude des mélasses et réseaux gris

III. Mélasses grises

IV. Réseau gris. Un réseau de plots

V. Régime de champ magnétique intermédiaire

Chapitre 3 **Transitoires cohérents**

I. Principe de la méthode

II. Réalisation expérimentale

III. Résultats expérimentaux

IV. Conclusion : les perspectives d'application

Chapitre 4 **Applications des transitoires cohérents**

I. Dynamique de l'atome en présence d'une sonde assez intense. Mise en évidence de l'anharmonicité du potentiel

II. La résonance Rayleigh comme sonde du transport dans les réseaux optiques

Conclusion générale

CHAPITRE 1

Introduction aux réseaux optiques

I. UN SYSTÈME MODÈLE: LES RÉSEAUX UNIDIMENSIONNELS 14

A. REFROIDISSEMENT SISYPHE 14
1. Le champ lumineux dans la configuration lin ⊥ lin *14*
2. Interaction atome-champ électromagnétique. Potentiel lumineux et pompage optique *16*
3. Dynamique d'un atome en mouvement dans le potentiel lumineux *18*
4. Localisation des atomes dans les puits de potentiel *25*
B. ATOMES TRÈS LOCALISÉS : LE RÉGIME LAMB-DICKE 26
1. Cas de la transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ *26*
2. Autres transitions atomiques *27*
3. Potentiel réel : déviation à l'harmonicité *27*
4. Cas de faisceaux lumineux saturants *28*
C. DURÉE DE VIE DES NIVEAUX VIBRATIONNELS 30
1. Facteur de réduction Lamb-Dicke *30*
2. Autres contributions à la largeur des résonances Raman vibrationnelles *33*

II. LES RÉSEAUX : DE UNE À TROIS DIMENSIONS 34

A. PHASES DES FAISCEAUX LASER : LEUR RÔLE DANS LE PROBLÈME UNIDIMENSIONNEL 34
B. LE PASSAGE À DES RÉSEAUX À 3D 34
C. LES GÉNÉRALISATIONS À QUATRE FAISCEAUX DU RÉSEAU LIN ⊥ LIN 36
1. Le réseau optique 3D standard *36*
2. Un réseau optique 3D non-standard *40*

III. MÉTHODES D'INVESTIGATION DES RÉSEAUX OPTIQUES 41

A. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE 41
1. Investigation de grandeurs macroscopiques *42*
2. Étude de la dynamique microscopique *45*
B. MÉTHODES D'ÉTUDE THÉORIQUE 55
1. Méthode semi-classique : simulation Monte-Carlo semi-classique *55*
2. Méthodes quantiques *56*

IV. CONCLUSION 57

Chapitre 1

INTRODUCTION AUX RÉSEAUX OPTIQUES

Ce chapitre a pour but de faire une brève présentation des réseaux optiques depuis le plus simple (à une dimension) jusqu'à ses généralisations à trois dimensions. Nous décrirons les mécanismes de refroidissement mis en jeu et la possibilité de piéger des atomes dans une structure périodique de puits de potentiel.

Les réseaux optiques sont apparus dans le prolongement des mélasses optiques. Celles-ci sont constituées d'un ensemble d'atomes refroidis à basse température en raison de leur interaction avec des faisceaux lumineux. Cette interaction se manifeste par une force de frottement visqueux, d'où le nom de mélasse optique. Dans la première description théorique de ces mélasses, on imaginait que le refroidissement était assuré exclusivement par la force de pression de radiation exercée par un ensemble de faisceaux lumineux quasi-résonnants avec la transition atomique (mécanisme de refroidissement Doppler) [1]. Les températures prédites dans le cadre de ce mécanisme de refroidissement ne peuvent pas être inférieures à $\hbar\Gamma / 2k_B$, Γ étant la largeur naturelle du niveau excité pour la transition atomique considérée et k_B la constante de Boltzmann. La température dans ce modèle résulte d'un équilibre entre la force de frottement mentionnée ci-dessus et les mécanismes de diffusion, telle l'émission spontanée, qui tendent à faire croître l'énergie cinétique moyenne des atomes. Si les premières expériences, relativement peu précises, étaient compatibles avec cette valeur, W. D. PHILLIPS et ses collaborateurs [2] trouvèrent des températures plus basses que la limite annoncée! Finalement, c'est la prise en compte de la dégénérescence Zeeman dans l'état fondamental atomique et de la polarisation de la lumière (c'est à dire du caractère vectoriel du champ électromagnétique) qui permit à J. DALIBARD et C. COHEN-TANNOUDJI [3] de trouver un mécanisme de refroidissement supplémentaire permettant d'expliquer les basses températures observées. Les auteurs, sensibles à l'aspect visuel et poétique de l'effet mis en évidence, baptisèrent ce mécanisme du nom de "Sisyphe" par analogie au héros de la mythologie grecque. Nous verrons plus tard l'origine de cette dénomination (qui se révéla tellement judicieuse qu'elle fut d'emblée adoptée par toute la communauté).

Nous décrirons dans une première partie ce mécanisme de refroidissement appelé parfois aussi refroidissement à gradient de polarisation et qui joue un rôle essentiel dans les réseaux

optiques (**I.A**), puis nous montrerons que ces réseaux conduisent également à une localisation des atomes dans une structure périodique de puits de potentiel (**I.B**). Nous aborderons ensuite le sujet de la durée de vie d'un atome piégé dans un puits de potentiel (**I.C**).

La deuxième partie exposera une méthode pour passer d'une dimension spatiale à trois dimensions (**II.A**) et les conditions à remplir pour garder les spécificités d'un réseau optique (**II.B**). Nous présenterons en particulier les réseaux tridimensionnels utilisés actuellement dans notre équipe (**II.C**).

Enfin, nous exposerons brièvement quelques méthodes d'observation des réseaux optiques sur le plan expérimental (**III.A**) et quelques approches théoriques (**III.B**).

I. UN SYSTÈME MODÈLE: LES RÉSEAUX UNIDIMENSIONNELS

A. Refroidissement Sisyphe

La technique de refroidissement sub-Doppler la plus répandue est certainement le refroidissement Sisyphe dont nous rappellerons le principe dans cette section. Ce processus est en général expliqué dans le cas unidimensionnel et pour la configuration de faisceaux lumineux appelée lin ⊥ lin [4] en raison du choix des polarisations. Il résulte d'une action corrélée du pompage optique et des déplacements lumineux induits par le champ électromagnétique, notions dont nous esquisserons l'origine plus loin. Il conduit non seulement à un refroidissement efficace, mais également à un piégeage d'atomes dans des puits de potentiel induits par la lumière.

1. Le champ lumineux dans la configuration lin ⊥ lin

Considérons deux ondes planes se propageant en sens opposé sur un axe Oz, de même fréquence ω (et donc de même module du vecteur d'onde k), de même amplitude réelle E_0 et ayant des polarisations linéaires croisées $\vec{\mathbf{e}}_x$ et $\vec{\mathbf{e}}_y$ (Figure 1.a) (configuration lin ⊥ lin):

$$\vec{\mathbf{E}}_1 = E_0 \cos(kz - \omega t - \varphi_1)\vec{\mathbf{e}}_x \qquad \text{(I-1)}$$

$$\vec{\mathbf{E}}_2 = E_0 \cos(kz + \omega t + \varphi_2)\vec{\mathbf{e}}_y \qquad \text{(I-2)}$$

Le champ total résultant $\vec{\mathbf{E}}$ garde une intensité I constante égale à E_0^2 mais présente en revanche un gradient de polarisation comme montré sur la Figure 1.a. Dans cette configuration de faisceaux il n'y a pas de composante linéaire de la lumière suivant l'axe Oz des faisceaux (pas de composante de polarisation π).

Le champ total peut donc s'écrire pour un certain choix de φ_1 et φ_2 [1]:

$$\vec{\mathbf{E}}(z) = \mathcal{R}e\left[\left(E_+\vec{\mathbf{e}}_+ + E_-\vec{\mathbf{e}}_-\right)e^{-i\omega t}\right] \qquad \text{(I-3)}$$

où E_+ (resp. E_-) désigne la composante de polarisation σ^+ (resp. σ^-) du champ lumineux complexe défini par rapport à l'axe Oz : $\vec{\mathbf{e}}_\pm = \mp\dfrac{\left(\vec{\mathbf{e}}_x \pm i\vec{\mathbf{e}}_y\right)}{\sqrt{2}}$

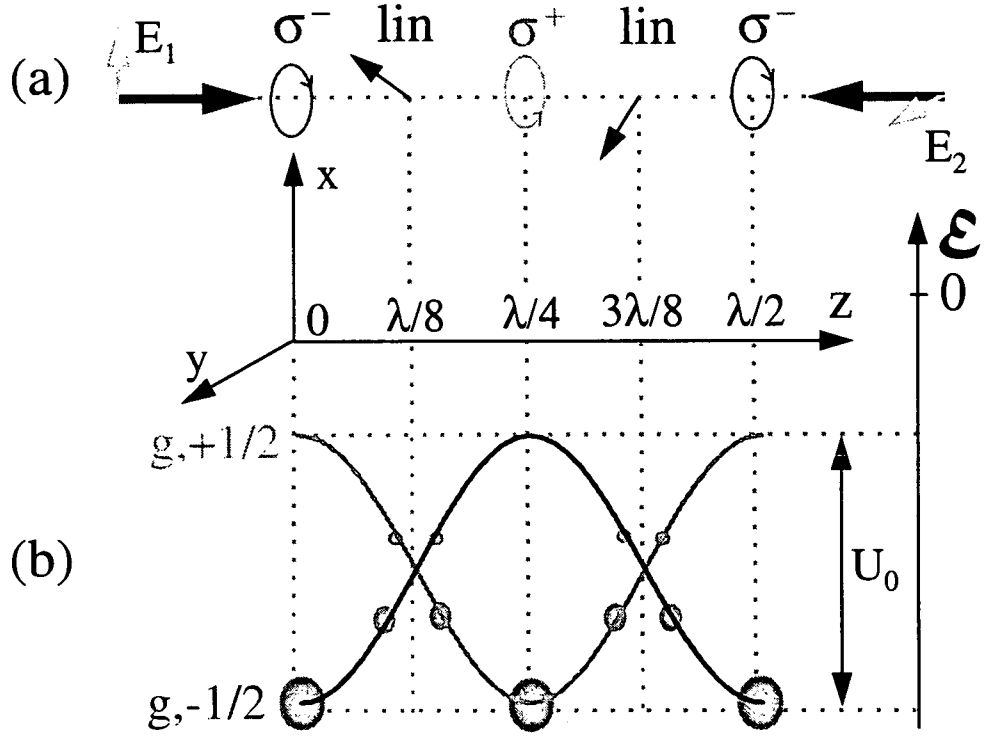


Figure 1 : (a) *Configuration unidimensionnelle lin ⊥ lin: deux faisceaux de polarisations linéaires croisées se propagent en sens opposé. Le champ résultant a une intensité constante mais présente un gradient de polarisation périodique.*

(b) *Déplacements lumineux des deux états* $m_g=+1/2$ *et* $m_g=-1/2$ *pour une transition* $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ *dans la configuration de faisceaux lin ⊥ lin. Les potentiels sont modulés en opposition de phase avec une période* $\lambda/2$. *Lorsque la fréquence des faisceaux est inférieure à la fréquence de résonance atomique, le pompage optique tend à accumuler les atomes au fond des puits (voir I.A.2).*

[1] Plus précisément, ce choix pour les phases φ_1 et φ_2 est $\varphi_1 = 0$ et $\varphi_2 = \pi/2$. Nous verrons (paragraphe II.A) qu'un tel choix revient à fixer l'origine du temps et de l'espace.

Pour un certain choix de φ_1 et φ_2, on trouve pour E_+ et E_- les expressions suivantes:

$$E_+ = -i\sqrt{2}E_0 \sin kz \tag{I-4}$$

$$E_- = \sqrt{2}E_0 \cos kz \tag{I-5}$$

D'après la formule (I-4), les points où la lumière est polarisée circulairement σ^+ (sites σ^+) se répètent avec une périodicité spatiale $\lambda/2$ (où $\lambda = 2\pi / k$ est la longueur d'onde des faisceaux lumineux). Les sites σ^- s'intercalent à mi-chemin entre deux sites σ^+ (à une distance de $\lambda/4$).

2. Interaction atome-champ électromagnétique. Potentiel lumineux et pompage optique

Nous étudions l'interaction d'un atome à deux niveaux (un niveau fondamental et un niveau excité ayant chacun des sous-niveaux magnétiques) avec le champ lumineux présenté dans le paragraphe précédent. Dans la suite, l'atome a un moment cinétique total $J_g = J > 0$ dans l'état fondamental g et un moment cinétique total $J_e = J + 1$ dans l'état excité e. Nous notons m_g (resp. m_e) les sous-niveaux magnétiques du niveau fondamental g (resp. niveau excité e).

Nous supposons que les faisceaux laser sont désaccordés sur le rouge de la transition atomique (de fréquence de résonance ω_0). Le désaccord à résonance des faisceaux lumineux par rapport à la transition atomique, noté $\Delta = \omega - \omega_0$, est donc négatif pour la situation envisagée.

L'interaction du champ lumineux avec l'atome se manifeste par deux types de processus : le pompage optique et les déplacements lumineux [5] :

$\Rightarrow$ Nous nous plaçons dans la limite où nous pouvons considérer uniquement le niveau fondamental ; le pompage optique tend alors à créer un différence de population entre les différents sous-niveaux m_g. En fonction de la polarisation du champ, la majorité des atomes est ainsi transférée après plusieurs cycles d'absorption-émission spontanée dans un niveau Zeeman particulier ou dans divers niveaux avec une probabilité d'occupation donnée. Pour un champ polarisé circulairement σ^+ par exemple tous les atomes doivent aboutir, après quelques cycles d'absorption-émission spontanée, dans le niveau $m_g = +J$ (voir Figure 2).

$\Rightarrow$ Le couplage atome-champ se traduit par l'existence d'un déplacement lumineux. L'action du champ électromagnétique est de déplacer en énergie les sous-niveaux Zeeman, chacun différemment selon la polarisation de la lumière. L'importance du couplage est représentée par les

carrés des coefficients de Clebsch-Gordan connectant les niveaux m_g aux niveaux m_e. A titre d'exemple, les coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition J_g=1/2 → J_e=3/2 sont représentés sur la Figure 2. Nous voyons en particulier que le couplage le plus fort pour une lumière circulaire σ^+ (resp. σ^-) est obtenu pour l'état $m_g = +J$ (resp. $m_g = -J$). Le déplacement, résultant de la somme de ces couplages, est proportionnel à l'intensité lumineuse dans chaque polarisation et à l'inverse du désaccord Δ. En particulier, lorsque le désaccord est négatif, le déplacement lumineux est négatif.

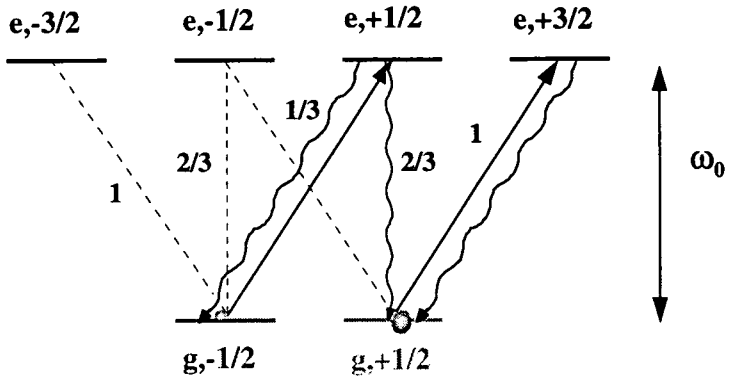


Figure 2 : *Carrés des coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition J_g=1/2 → J_e=3/2. Pour une lumière polarisée σ^+ les atomes sont accumulés, après quelques cycles de pompage optique, dans l'état $m_g = +J$ (ici $m_g = +1/2$).*

La polarisation de la lumière étant modulée dans l'espace, le déplacement lumineux pour chacun des sous-niveaux Zeeman m_g est modulé dans l'espace également (voir Figure 1.b) ainsi que le pompage optique entre ces sous-niveaux. Ainsi:

- Aux points où la lumière est *polarisée circulairement*, le pompage optique transfère tous les atomes disponibles dans les niveaux ayant un moment magnétique $m_g = J$ (dans le cas de la polarisation σ^+) ou $m_g = -J$ (dans le cas de la polarisation σ^-).
- D'autre part le coefficient de Clebsch-Gordan pour une transition couplant deux niveaux de moment magnétique quantique $m_g = J$ et $m_e = J + 1$ (ou $m_g = -J$ et $m_e = -(J+1)$) étant égal à 1, le déplacement lumineux maximum (qui donne le puits de potentiel optique le plus profond) est aussi trouvé aux points où la lumière est polarisée circulairement.
- Finalement, en ces points le niveau le plus déplacé en énergie est aussi le seul niveau peuplé par le pompage optique (voir Figure 1.b).

Il est essentiel de remarquer que ces déplacements lumineux modulés dans l'espace apparaissent comme un potentiel (multivalué puisque dépendant de m_g) pour les degrés de liberté

relatifs au centre de masse de l'atome. Ce potentiel est appelé potentiel lumineux ou parfois potentiel optique.

3. Dynamique d'un atome en mouvement dans le potentiel lumineux

a) Cas de la transition J_g=1/2 → J_e=3/2

Étudions donc maintenant le processus dynamique de refroidissement conduisant à la localisation des atomes dans les puits de potentiel et considérons d'abord le cas simple d'une transition J_g=1/2 → J_e=3/2.

Nous définissons la fréquence de Rabi résonnante pour une onde progressive d'amplitude E_0 $\Omega_1 = -DE_0/\hbar$ (D étant le moment dipolaire pour un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1). Γ désigne la largeur naturelle du niveau excité. Nous nous plaçons en régime de faible saturation c'est-à-dire que le paramètre $s_0 = \dfrac{\Omega_1^2/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}$ est très petit devant 1. Cela signifie que l'atome passe la majeure partie de son temps dans l'état fondamental et que la population est essentiellement dans l'état fondamental. D'autre part, l'intervalle de temps séparant deux absorptions de photons $(\Gamma')^{-1}$ $= (\Gamma s_0)^{-1}$ est bien plus long que la durée de vie Γ^{-1} de l'état excité. En pratique, cela entraîne que l'on peut éliminer adiabatiquement les termes relatifs à l'état excité des équations de Bloch optiques (régissant l'évolution de la matrice densité atomique dans le champ électromagnétique). Nous pouvons donc nous restreindre dans la suite aux seuls états du niveau fondamental.

Dans le cas de la transition J_g=1/2 → J_e=3/2 et pour la configuration de faisceaux lin ⊥ lin, les états propres de l'opérateur déplacement lumineux sont les sous-niveaux Zeeman $|m_g=1/2\rangle$ et $|m_g=-1/2\rangle$ puisque la lumière ne couple pas ces deux niveaux entre eux (pas de composante π de la lumière). Les potentiels lumineux U_+ et U_- pour ces deux sous-niveaux sont donnés alors par:

$$U_\pm = \frac{U_0}{2}\left[-2 \pm \cos(2kz)\right] \qquad \text{(I-6)}$$

avec

$$U_0 = -\frac{\hbar\Delta}{3}\frac{\Omega_1^2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \qquad \text{(I-7)}$$

U_0 représente ici la profondeur réelle des puits de potentiel (voir Figure 1.b)

Les potentiels décrits par Eq. (I-6) sont présentés sur les Figure 1.b et 3. Leurs extrema sont situés en des points où la lumière a une polarisation purement circulaire σ^+ ou σ^-. La courbe de potentiel U_- est en opposition de phase par rapport à U_+, c'est-à-dire que les puits d'une courbe de

potentiel correspondent aux sommets de l'autre. Ils agissent comme des potentiels externes pour le mouvement du centre de masse d'atomes dans les sous-niveaux $|m_g=1/2\rangle$ et $|m_g=-1/2\rangle$.

Considérons donc maintenant un atome en mouvement dans ce potentiel (voir Figure 3). Supposons que l'atome soit dans l'état interne $|m_g = +1/2\rangle$; il évolue donc sur la courbe de potentiel U_+. Lorsque cet atome s'éloigne du fond des puits de la courbe U_+, il voit une composante grandissante de lumière polarisée σ^- et cette lumière a tendance à le pomper optiquement vers l'état $|m_g = -1/2\rangle$, la probabilité de transfert devenant maximum au sommet des collines de potentiel lorsque la lumière est entièrement polarisée σ^-. Ainsi, un atome se déplaçant dans le potentiel optique transforme dans un premier temps son énergie cinétique en énergie potentielle, puisqu'il doit gravir la colline de potentiel, jusqu'au moment où, pompé optiquement vers l'autre état, il retombe dans un puits avec une énergie potentielle plus basse. Dans ce processus de pompage, le photon d'émission spontanée de fréquence plus élevée que les photons incidents emporte la différence d'énergie entre les deux courbes de potentiel. Globalement à l'issue d'un cycle "ascension d'une colline + pompage vers l'autre courbe de potentiel", l'atome a perdu de l'énergie. Ce processus se réitère jusqu'à ce que l'atome n'ait plus assez d'énergie pour gravir une colline de potentiel. Il reste alors piégé dans un puits.

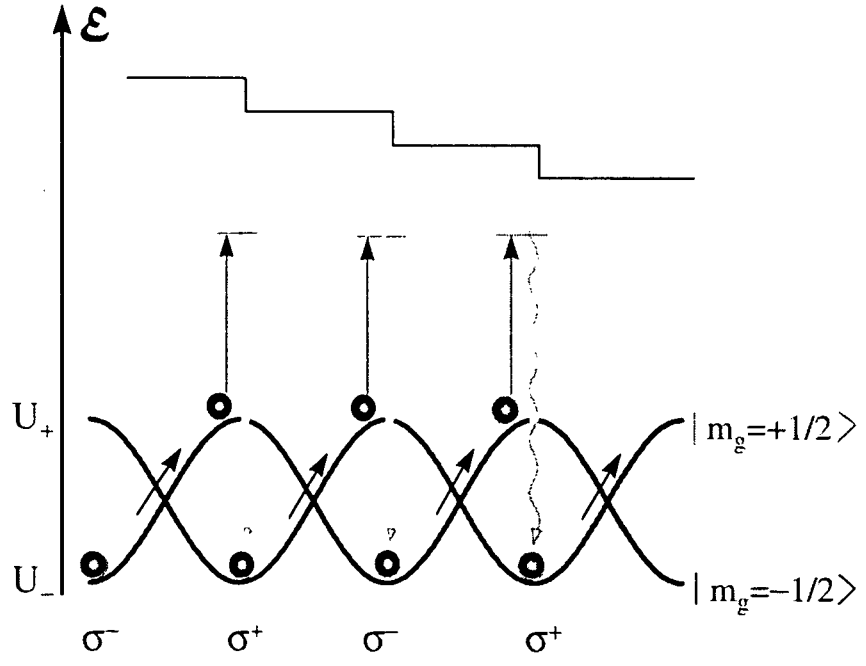


Figure 3 : *Principe du refroidissement Sisyphe. L'atome gravit une colline de potentiel en convertissant son énergie cinétique en énergie potentielle. En haut de la colline, il subit un cycle de pompage optique qui le ramène dans un puits de potentiel associé à l'autre état interne. Dans ce cycle de pompage, il a perdu de l'énergie potentielle emportée par le photon spontané. En revanche dans ce processus de pompage son énergie cinétique n'a presque pas varié (au recul du photon près). Globalement son énergie $\mathcal{E}$ a diminué. Tel Sisyphe, croyant être arrivé au sommet, il se retrouve au fond d'une vallée et doit recommencer son travail.*

La température d'un atome piégé dans un puits est alors inférieure à la profondeur du puits de potentiel tout en restant d'un ordre de grandeur voisin ($k_BT \approx U_0$).

Les températures calculées théoriquement dans ce modèle Sisyphe [3,6] présentent un accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux [2][2].

Même piégé dans un puits, l'atome continue à absorber des photons des faisceaux incidents et à rayonner des photons de fluorescence. Ainsi un atome situé au fond d'un puits σ^+ absorbe et réémet de la lumière σ^+. En régime stationnaire, les atomes piégés dans la configuration lin ⊥ lin émettent des photons avec un taux de l'ordre de $\Gamma' = \Gamma s_0$ qui est souvent assez important (de l'ordre de 10^5 Hz). Pour l'expérimentateur, cette impression visuelle de grande luminosité conduit à donner le nom de réseau "brillant" à ce type de structure.

Remarque :

Plutôt que la profondeur de puits de potentiel U_0, on utilise souvent le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ en un point où la lumière est polarisée circulairement et pour une transition de coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1 (c'est-à-dire au minimum du potentiel). Dans le cas présent, on a les relations :

$$\Delta' = \frac{\Delta}{2}\frac{\Omega_1^2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \qquad \text{(I-8)}$$

$$U_0 = -\left(1 - \frac{1}{3}\right)\hbar\Delta' = -\frac{2}{3}\hbar\Delta' \qquad \text{(I-9)}$$

Si on appelle $\hbar\Delta'_1$ le déplacement lumineux dû à une onde progressive d'amplitude réelle E_0 et de polarisation circulaire, on trouve pour la configuration lin ⊥ lin unidimensionnelle :

$$\Delta' = 2\,\Delta'_1 \qquad \text{(I-10)}$$

Cette quantité Δ'_1, par définition, ne dépend pas de la configuration de champ utilisée ni de la transition. C'est pourquoi elle est intéressante à utiliser dans toutes les analyses quelque soit la situation expérimentale.

[2] Il convient de noter que les expériences sont faites sur des transitions entre niveaux de moment cinétique plus élevé que 1/2 et 3/2. De surcroît, la plupart des mesures de température sont faites dans des situations tridimensionnelles souvent avec trois paires de faisceaux. Ni les potentiels, ni les taux de pompage n'apparaissent comme des généralisations évidentes de la situation unidimensionnelle.

b) Cas de la transition J_g=4 → J_e=5. Potentiels diabatique et adiabatique

Pour des moments angulaires du niveau fondamental J_g supérieurs à 1/2, les courbes de potentiel lumineux (correspondant aux valeurs propres du déplacement lumineux dans la base des états Zeeman) ne sont généralement plus associées à un sous-niveau Zeeman pur. Les états propres du déplacement lumineux sont des superpositions de plusieurs sous-niveaux Zeeman avec des coefficients dépendant de la position. Ceci est dû au fait que les sous-niveaux Zeeman $|m_g\rangle$ et $|m_g \pm 2\rangle$ sont maintenant couplés par le champ électromagnétique à cause de processus Raman stimulés impliquant l'absorption d'un photon σ^+ et l'émission d'un photon σ^-. Par exemple, nous montrons dans la Figure 5.a les potentiels pour une transition J_g =4 → J_e =5 (ceci correspond à la transition du Césium qui est souvent utilisée expérimentalement pour étudier les réseaux "brillants"). La courbe de potentiel la plus basse en énergie correspond à un état propre dépendant de l'espace qui coïncide avec $|m_g = 4\rangle$ quand la lumière est polarisée σ^+ et $|m_g = -4\rangle$ quand la lumière est polarisée σ^-. Ces potentiels sont appelés potentiels adiabatiques.

Dans les calculs, les potentiels adiabatiques sont particulièrement intéressants quand on peut négliger le couplage motionnel permettant la transition d'une courbe de potentiel à l'autre. L'ordre de grandeur du couplage motionnel est $\hbar\left\langle \Phi_i \left| \frac{d\Phi_j}{dt} \right\rangle \right.$ où $|\Phi_i\rangle$ et $|\Phi_j\rangle$ sont des états propres du déplacement lumineux. En écrivant que $\left| \frac{d\Phi_j}{dt} \right\rangle = \frac{dz}{dt} \left| \frac{d\Phi_j}{dz} \right\rangle$ et en se rappelant que la distance typique de variation est de l'ordre de λ pour les déplacements lumineux, on trouve que le couplage motionnel est de l'ordre de $\hbar kv$ (v étant la vitesse des atomes). Si cette quantité reste petite devant la distance en énergie entre deux courbes de potentiel, il est légitime de négliger les transitions non adiabatiques entre les courbes de potentiel.

Dans le cas contraire, il peut être judicieux d'utiliser les potentiels diabatiques obtenus en négligeant les couplages entre sous-niveaux Zeeman différents dus à la lumière. On ne retient donc dans la matrice donnant les déplacements lumineux que les termes diagonaux dans la base des sous-niveaux Zeeman (relatifs à la direction de propagation z). Les potentiels diabatiques ont été tracés sur la Figure 5.b pour la transition J_g =4 → J_e =5. La différence avec les potentiels adiabatiques est assez faible sauf au voisinage des points de croisement des potentiels diabatiques. Les potentiels diabatiques sont souvent utiles et corrects lorsque les atomes sont localisés loin des points de croisement. Ils présentent pour les modèles simples l'avantage d'être de purs états Zeeman et donc ne varient pas avec la position. Par exemple le potentiel diabatique pour le sous-niveau Zeeman $m_g = -J$ est égal à

$$V_- = \frac{\hbar\Delta'}{E_0^2}\left(I_- + |C|^2 I_+\right) \qquad \text{(I-11)}$$

avec $I_-=|E_-|^2/2$, $I_+=|E_+|^2/2$ (notons que nous avons $I = (I_-+I_+)$) et C est le coefficient de Clebsch-Gordan pour la transition $m_g = -J \rightarrow m_e = -J+1$ (voir Figure 4). Comme ce coefficient décroît

rapidement avec J ($|C|^2$ vaut 1/45 pour $J = 4$), on peut fréquemment négliger la contribution de ce terme dans le calcul des potentiels.

Remarque:

Pour l'analyse de nombreux phénomènes, le paramètre pertinent est la courbure des puits de potentiel au voisinage du minimum. Pour des petites valeurs de z, nous trouvons en utilisant l'expression (I-11) du potentiel diabatique et les expressions (I-4), (I-5) de E_+ et E_- :

$$V_- = \hbar\Delta'\left(1-(1-|C|^2)k^2z^2\right) \tag{I-12}$$

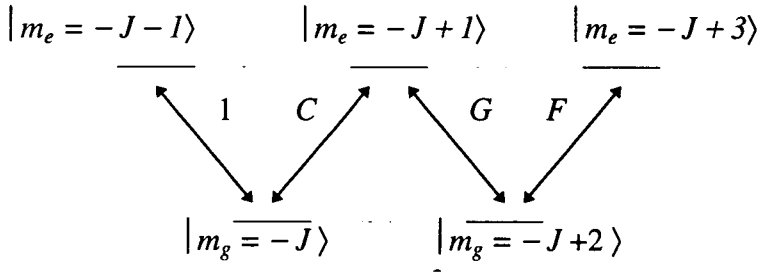


Figure 4 : *Coefficients de Clebsch-Gordan pour une transition $J \rightarrow J+1$, pour les états $|m_g = -J\rangle$ et $|m_g = -J+2\rangle$.*

Comparons à présent cette expression à celle déduite du potentiel adiabatique U_- au voisinage du même point. Ce potentiel U_- peut s'écrire en utilisant la théorie des perturbations au deuxième ordre :

$$\begin{aligned} U_- &= V_- + \frac{\left|\langle m_g = -J|V|m_g = -J+2\rangle\right|^2}{E_{-J} - E_{-J+2}} \\ &= \tfrac{\hbar\Delta'}{E_0^2}\left(I_- + |C|^2 I_+\right) + \tfrac{\hbar\Delta'}{E_0^2}\frac{|C|^2|G|^2 I_+ I_-}{\left(I_- + |C|^2 I_+\right) - \left(|G|^2 I_- + |F|^2 I_+\right)} \\ &\cong \tfrac{\hbar\Delta'}{E_0^2}\left(I_- + |C|^2 I_+\right) + \tfrac{\hbar\Delta'}{E_0^2}\frac{|C|^2|G|^2}{1-|G|^2} I_+\left(1 - \frac{|C|^2 - |F|^2}{1-|G|^2}\frac{I_+}{I_-}\right) \end{aligned} \tag{I-13}$$

V désigne ici le potentiel de couplage entre les deux états Zeeman non perturbés de valeur propre E_{-J} (correspondant en fait à V_-) et E_{-J+2}.

En développant I_+ et I_- au deuxième ordre en z on obtient :

$$U_- \cong \hbar\Delta'\left[1+\left(-1+\frac{|C|^2}{1-|G|^2}\right)k^2z^2\right] \qquad \text{(I-14)}$$

Pour des valeurs de J élevées, les termes faisant intervenir $|C|^2$ sont négligeables même si $|G|^2$ est assez grand. Dans le cas où $J = 4$, le terme correctif est égal à 1/17. Le potentiel restant alors (et utilisé en pratique) est donc :

$$U_- \cong \hbar\Delta'\left[1-k^2z^2\right] \qquad \text{(I-15)}$$

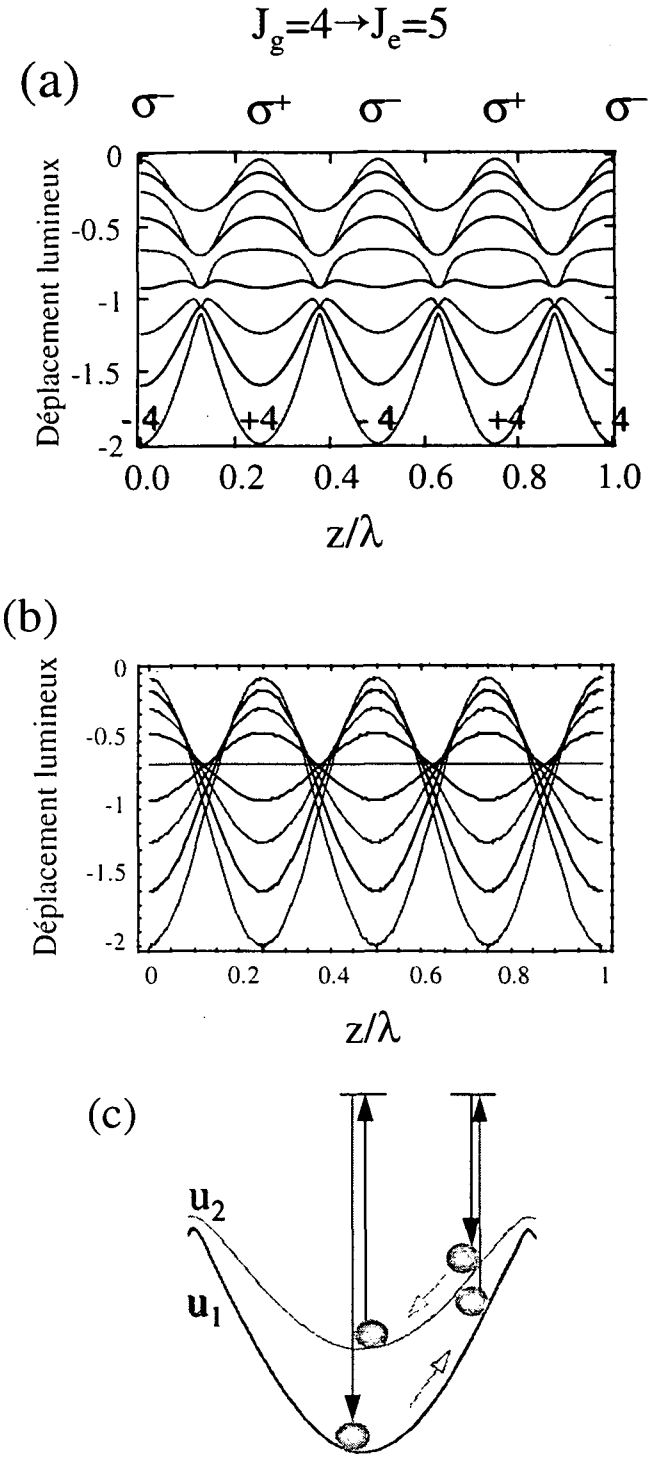


Figure 5 :

(a) *Potentiels adiabatiques pour la transition $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$. Ces potentiels résultent de la diagonalisation de la matrice des déplacements lumineux dans la base des états Zeeman. Les états propres ne sont plus les sous-niveaux magnétiques mais des superpositions linéaires d'états Zeeman. L'état le plus bas coïncide avec l'état $|m_g = 4\rangle$ quand la lumière est polarisée σ^+ et $|m_g = -4\rangle$ quand la lumière est polarisée σ^-. En ces points de polarisation circulaire, les états propres sont les états Zeeman.*

(b) *Potentiels diabatiques pour la transition $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$. Ces potentiels correspondent aux éléments diagonaux de la matrice des déplacements lumineux. La courbure au fond des puits est sensiblement la même que pour les potentiels adiabatiques (voir paragraphe I.A.3.b) et la différence essentielle entre les deux potentiels se trouve au niveau des croisements de niveaux.*

(c) *Principe du refroidissement local. Nous considérons ici les deux niveaux de plus basse énergie du potentiel adiabatique de la Figure 4.a. Un atome subit dans ce cas deux cycles de pompage optique avant de revenir à sa situation de départ. Dans ce processus il gravit une colline de potentiel plus raide que celle qu'il descend, perdant ainsi de l'énergie potentielle sur un cycle. Après un cycle, il se retrouve dans le même puits de potentiel mais avec une énergie inférieure.*

Pour les transitions $J_g > 1/2$, le refroidissement Sisyphe ne se décrit pas aussi facilement que sur le schéma de la Figure 3. Il peut en particulier y avoir un composante locale dans le mécanisme de refroidissement [7], l'atome pouvant être refroidi sans devoir se déplacer de puits en puits comme sur le schéma de la Figure 3. Observons le potentiel de la Figure 5.a. Comme nous pouvons le constater, la courbe de potentiel

au-dessus de la courbe minimale en énergie possède la même concavité. Lorsque l'atome gravissant la colline de potentiel du niveau le plus bas atteint l'extremum de son déplacement, il peut être pompé optiquement vers le niveau supérieur. La courbure du niveau supérieur étant de même signe, il est rappelé vers le centre du puits où le pompage optique tend à le ramener dans le niveau inférieur (voir Figure 5.c). Durant ce mécanisme, il aura perdu de l'énergie puisqu'il a monté une côte plus raide que celle qu'il a descendue, la différence d'énergie étant emportée par les photons spontanés intervenant dans le pompage optique. L'importance relative des refroidissements local et non local dépend de la valeur de J, le refroidissement local ayant probablement une contribution d'autant plus importante que J est grand. Ce problème fait actuellement l'objet d'études théoriques et expérimentales.

4. Localisation des atomes dans les puits de potentiel

Lorsque l'atome n'a plus assez d'énergie pour gravir une colline de potentiel, il reste piégé au fond du puits. D'un point de vue classique, il oscille dans le puits. D'un point de vue quantique, les degrés de liberté externes de l'atome sont quantifiés et nous pouvons parler de niveaux vibrationnels pour l'atome.

A ce stade, il est nécessaire de distinguer deux régimes dynamiques pour un atome dans un puits de potentiel: le *régime sautant* et le *régime oscillant* [8]. Le régime sautant se réfère à la situation d'un atome subissant tellement de cycles de pompage optique (avec un taux de l'ordre de Γ') qu'il n'a pas le temps d'effectuer une oscillation entière (à la fréquence Ω_v) entre deux cycles de pompage. Dans le régime oscillant, par opposition, il effectue plusieurs oscillations entre deux cycles. Un critère brutal pour caractériser ces régimes paraît être :

$$\Gamma' >> \Omega_v \Rightarrow \text{régime sautant}$$

$$\Gamma' << \Omega_v \Rightarrow \text{régime oscillant}$$

En fait, comme nous le verrons dans le paragraphe I.C, la grandeur pertinente à laquelle comparer la fréquence d'oscillation n'est pas le taux de diffusion de photons Γ' mais un taux réduit. Cette réduction du taux est due à la forte localisation des atomes dans les puits (régime Lamb-Dicke) qui fait que les atomes retombent la plupart du temps après absorption de photons dans leur niveau de départ. Il en résulte que l'oscillation n'est que faiblement perturbée par la diffusion et que la durée de vie des niveaux vibrationnels est accrue. A cause de cela, le domaine de validité du régime oscillant est beaucoup plus vaste que le domaine défini par $\Gamma' << \Omega_v$. La plupart des expériences et des calculs théoriques ont été effectués dans ce régime oscillant élargi. La seule

exception expérimentale que nous connaissions concerne un travail récemment réalisé par Cécile ROBILLIARD *et al.* dans le régime sautant [9].

Notons que le traitement quantique du mouvement atomique est nécessaire lorsque la profondeur de puits U_0 n'est plus très grande devant l'énergie de recul $E_r = \hbar^2 k^2 / 2M$, où M est la masse atomique, car alors le nombre de niveaux liés est très faible. Dans ce cas, l'impulsion atomique est de l'ordre de l'impulsion d'un photon $\hbar k$. La longueur d'onde de de Broglie des atomes est donc de l'ordre de la longueur d'onde optique c'est-à-dire de la dimension du puits de potentiel.

B. Atomes très localisés : le régime Lamb-Dicke

1. Cas de la transition J_g=1/2 → J_e=3/2

Pour des atomes localisés au fond des puits, le potentiel est presque harmonique et dans le cas d'une transition J_g=1/2 → J_e=3/2 son expression à la limite des petits z est (en prenant comme origine de l'espace le fond d'un puits σ^- et en développant l'expression (I-6) à l'ordre 2 en z) :

$$U_- = -\frac{3}{2}U_0 + U_0 k^2 z^2 \qquad \text{(I-16)}$$

duquel nous pouvons déduire la fréquence d'oscillation d'un atome:

$$\Omega_v = \frac{2\sqrt{E_r U_0}}{\hbar} \qquad \text{(I-17)}$$

D'un point de vue quantique, les niveaux d'énergie dans un tel puits sont équidistants (d'un quantum de vibration $\hbar\Omega_v$). On désigne par $|n\rangle$, l'état propre de l'oscillateur harmonique associé au nombre quantique vibrationnel n. L'approximation harmonique est valable pour des déplacements z tels que $(kz)^2 << 1$. En théorie quantique, cette condition est satisfaite pour des niveaux d'énergie qui satisfont $k^2 \langle n|z^2|n\rangle << 1$. En utilisant la propriété des fonctions d'ondes harmoniques $\langle n|z^2|n\rangle = [\hbar / M\Omega_v](n + 1/2)$, on trouve que les nombres quantiques vibrationnels doivent satisfaire $n << \hbar\Omega_v / E_r$. Ces niveaux correspondent au *régime Lamb-Dicke* pour lequel l'extension de la fonction d'onde atomique Δz est beaucoup plus petite que la longueur d'onde de la lumière ($\Delta z << 2\pi/k$). Un atome dans un tel niveau explore une zone de l'espace où la polarisation σ^- de la lumière est largement majoritaire. Il s'ensuit que dans ce régime, la probabilité de transfert vers le niveau $m_g = +1/2$ par pompage optique par un photon σ^+ est très faible.

L'inégalité de Heisenberg entraîne aussi que la distribution en impulsion pour ces niveaux est large i.e. $\Delta p >> \hbar k$. Ainsi après diffusion d'un photon (entraînant un changement d'impulsion de

l'ordre de $\hbar k$), l'état atomique aura peu changé et le recouvrement de la fonction d'onde atomique avec les autres fonctions vibrationnelles du même puits sera faible (puisque les fonctions propres de l'oscillateur harmonique sont orthogonales). En conséquence, la probabilité de transition d'un niveau vibrationnel vers un autre niveau vibrationnel du même puits est faible. Dans ce régime, une longue durée de vie est donc prédite pour ces niveaux vibrationnels très localisés. En termes classiques, cela signifie que l'atome doit subir beaucoup de cycles d'absorption-émission spontanée avant que la mémoire de la phase et de l'amplitude initiale ne se perde. Nous donnerons dans le paragraphe I.C un ordre de grandeur de la durée de vie de ces niveaux vibrationnels et de ses différentes contributions.

2. Autres transitions atomiques

L'expression de la fréquence de vibration (I-17) est valable dans le cas de la transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$. Dans le cas d'une transition $J \rightarrow J+1$ ($J > 1/2$) il faut utiliser l'expression approchée (I-13) du potentiel adiabatique pour trouver l'expression de la fréquence de vibration. En pratique, à cause des valeurs des coefficients de Clebsch-Gordan intervenant dans l'expression du potentiel, on peut utiliser l'expression approchée du potentiel (I-15). La fréquence de vibration associée s'écrit alors simplement dans le cas de la configuration lin ⊥ lin :

$$\Omega_v = 2\sqrt{\frac{E_r \Delta'}{\hbar}} \qquad \text{(I-18)}$$

3. Potentiel réel : déviation à l'harmonicité

La nature est rarement aussi simple que les formules mathématiques que l'on veut lui assigner. Aussi le potentiel vu par l'atome dans le champ lumineux est-il en bonne approximation harmonique au fond des puits, mais ne le reste pas lorsque l'atome n'est plus très bien localisé. Nous allons donner dans ce paragraphe la déviation à l'harmonicité du potentiel, pour la transition $J_g=1/2 \rightarrow J_e=3/2$ en développant au delà de l'ordre 2 le potentiel donné en (I-6).

Nous nous plaçons toujours au fond d'un puits σ^-. Le développement du potentiel U_- à l'ordre 4 autour de $z = 0$ donne :

$$U_-(z) = -\frac{3}{2}U_0 + U_0 k^2 z^2 - \frac{1}{3}U_0 k^4 z^4 \qquad \text{(I-19)}$$

A partir de cette expression il est possible de déduire la déviation à $\hbar\Omega_v$ de la différence entre niveaux d'énergie successifs. En faisant agir ce potentiel sur les états propres $|n\rangle$ de l'oscillateur harmonique (correspondant aux deux premiers termes de l'expression précédente) on obtient en théorie des perturbations:

$$\langle n|U_-|n\rangle = -\frac{3}{2}U_0 + \frac{U_0 E_r}{\hbar\Omega_v}(2n+1) - \frac{U_0 E_r^2}{\hbar^2\Omega_v^2}(2n^2+2n+1) \qquad \text{(I-20)}$$

En utilisant la formule (I-17) donnant l'expression de Ω_v en fonction de U_0 et E_r, l'expression (I-20) se transforme en :

$$\langle n|U_-|n\rangle = -\frac{3}{2}U_0 + \frac{\hbar\Omega_v}{4}(2n+1) - \frac{E_r}{4}(2n^2+2n+1) \qquad \text{(I-21)}$$

Si on rajoute l'énergie cinétique d'un atome dans un tel potentiel, on obtient pour l'énergie perturbée du niveau indicé par n :

$$E_n = -\frac{3}{2}U_0 + \frac{\hbar\Omega_v}{2}(2n+1) - \frac{E_r}{4}(2n^2+2n+1) \qquad \text{(I-22)}$$

Dans ce cas, la différence entre deux niveaux d'énergie successifs n'est pas constante et simplement égale à $\hbar\Omega_v$, à cause du troisième terme de l'expression (I-22). Calculons pour cela cette différence :

$$E_{n+1} - E_n = \hbar\Omega_v - E_r(n+1) \qquad \text{(I-23)}$$

Nous voyons dans l'expression ci-dessus que l'espacement entre niveaux d'énergie adjacents diminue avec n d'une grandeur constante E_r .

4. Cas de faisceaux lumineux saturants

Dans le cas où les faisceaux lumineux sont intenses et que le désaccord à résonance de ces faisceaux est petit, la transition atomique peut être saturée et les formules précédentes ne sont plus valables. Il n'est pas question ici d'étudier rigoureusement la dynamique d'un atome interagissant avec une onde saturante sur une transition $J \rightarrow J+1$. Un tel problème est d'une grande complexité puisqu'il fait intervenir (4J+4) niveaux. Il s'agit plutôt ici d'indiquer une tendance sur l'évolution de la fréquence de vibration.

Rappelons d'abord que dans le cas d'un atome à deux niveaux, on montre [4] qu'il existe une force dipolaire dérivant d'un potentiel et dont l'expression est :

$$\vec{\mathbf{F}} = -\frac{\hbar\Delta}{2}\frac{\vec{\nabla}\Omega^2/2}{\Delta^2+\Gamma^2/4+\Omega^2/2} \qquad \text{(I-24)}$$

Ω désignant ici la fréquence de Rabi associée à l'onde lumineuse saturante. Cette force résulte d'une moyenne entre les forces exercées sur l'atome selon qu'il est dans l'état inférieur ou supérieur de la transition (chaque force est pondérée par la population du niveau).

Considérons à présent le potentiel diabatique pour le sous-niveau Zeeman $m_g=-J$. Lorsque J est assez grand, le coefficient de Clebsch-Gordan couplant $m_g=-J$ et $m_e=-J+1$ est très petit et on peut, particulièrement lorsque l'atome est au voisinage d'un puits σ^-, se restreindre aux deux niveaux $\{m_g=-J,\ m_e=-J-1\}$ pour déterminer le potentiel diabatique moyen agissant sur l'atome. Dans le cadre de cette hypothèse, la force est seulement déterminée par l'amplitude de la composante σ^- de la lumière et vaut :

$$\vec{\mathbf{F}}_- = -\frac{\hbar\Delta}{2}\frac{\vec{\nabla}\Omega_-^{\,2}/2}{\Delta^2+\Gamma^2/4+\Omega_-^{\,2}/2}$$

Cette force dérive du potentiel :

$$U_- = \frac{\hbar\Delta}{2}\left[\ln(1+s_-)\right] \qquad \text{(I-25)}$$

où l'on a noté : $\quad s_- = \dfrac{\Omega_-^2/2}{\Delta^2+\Gamma^2/4}$.

En remarquant que dans la configuration lin $\perp$ lin on a :

$$s_- = 2\, s_0 \cos^2 kz \qquad \text{(I-26)}$$

et en notant s le paramètre de saturation associé à l'intensité totale dans cette configuration ($s = 2\, s_0$) on peut réécrire (I-25) sous la forme :

$$U_- = \frac{\hbar\Delta}{2}\ln(1+s\cos^2 kz) \qquad \text{(I-27)}$$

A la limite des faibles saturations, on trouve pour U_-:

$$U_- = \hbar\Delta' \cos^2 kz \qquad \text{(I-28)}$$

expression qui redonne l'expression (I-15) lorsque les déplacements atomiques z sont faibles ($kz<<1$).

- A partir de cette expression, il est possible de déduire la profondeur des puits de potentiel U_0 :

$$U_0 = |U_-(0) - U_-(\lambda/4)| = \frac{\hbar|\Delta|}{2}\ln(1+s) \qquad \text{(I-29)}$$

Pour de faibles saturations, nous trouvons : $$U_0 = \frac{\hbar|\Delta|}{2}\frac{\Omega_1^2}{\Delta^2+\Gamma^2/4} \qquad \text{(I-30)}$$

- A partir de l'expression (I-27), il est également possible de déduire une fréquence de vibration associée à l'approximation harmonique de ce potentiel. Développons pour cela le potentiel U_- à l'ordre 2 en z :

$$U_- = \frac{\hbar\Delta}{2}\left[\ln(1+s) - \frac{s}{(1+s)}k^2z^2\right] \qquad \text{(I-31)}$$

(A la limite des faibles saturations, nous retrouvons l'expression (I-15)).

De cette expression, il est aisé de déduire une fréquence de vibration :

$$\Omega_v = \frac{2}{\hbar}\sqrt{E_r\hbar\Delta\frac{s}{2(1+s)}} \qquad \text{(I-32)}$$

En notant maintenant $\Delta' = \frac{\Delta s}{2(1+s)}$, qui, à la limite des faibles saturations, devient $\Delta' = \Delta s/2 = \Delta s_0$, nous retrouvons la formule (I-18) :

$$\Omega_v = 2\sqrt{\frac{E_r\Delta'}{\hbar}}$$

C. Durée de vie des niveaux vibrationnels

1. Facteur de réduction Lamb-Dicke

Pour une transition $J \rightarrow J+1$ et une configuration de faisceaux lin ⊥ lin, les atomes sont piégés en des points où leur interaction avec la lumière est maximum c'est-à-dire que le *taux de*

diffusion de photons Γ' ($\approx \Gamma\Omega_1^2/2\Delta^2$) est *maximum* (car le coefficient de Clebsch-Gordan pour des transitions $|m_g = \pm J\rangle \rightarrow |m_e = \pm (J+1)\rangle$ est égal à 1). Cependant, nous montrons ci-dessous que le temps de vie d'un atome localisé dans un niveau vibrationnel est généralement bien plus long que $1/\Gamma'$ [10].

La durée de vie d'un atome dans un niveau vibrationnel d'un puits de potentiel donné est essentiellement déterminée par deux processus: (i) le pompage optique vers une courbe de potentiel différente, (ii) une transition vers un niveau appartenant au même puits mais ayant un nombre quantique vibrationnel différent.

- Plaçons-nous dans un puits σ^- et choisissons l'origine des coordonnées d'espace au fond de ce puits. Au fond du puits, l'état propre associé à la courbe de potentiel la plus basse en énergie coïncide avec $|m_g = -J\rangle$. La probabilité de quitter le puits vient d'abord de la composante non nulle de la lumière polarisée σ^+ sur l'extension de la fonction d'onde atomique (l'absorption de lumière σ^- quant à elle, ne peut faire échapper l'atome de la courbe de potentiel $|m_g = -J\rangle$). Le taux de départ correspondant $\Gamma_n^{(1)}$ est proportionnel à $\Gamma'\langle n|[I(\sigma^+)/2I]|n\rangle$ où n est le nombre quantique vibrationnel et $I(\sigma^+)$ est l'intensité de la composante σ^+ de la lumière. Au fond des puits, l'intensité $I(\sigma^+)$ peut être développée en $I(\sigma^+) \approx 2E_0^2 k^2 z^2$ (voir Eq. (I-4)), ce qui entraîne que $\Gamma_n^{(1)}$ vaut environ $\Gamma'\langle n|k^2 z^2|n\rangle$. En utilisant les propriétés d'un oscillateur harmonique (voir p. 26) il vient [10] :

$$\Gamma_n^{(1)} \approx \Gamma' \frac{2E_r}{\hbar\Omega_v}\left(n+\frac{1}{2}\right) \qquad \text{(I-33)}$$

où $\hbar\Omega_v$ est le quantum de vibration et $E_r/\hbar\Omega_v$ est le *facteur de réduction Lamb-Dicke.*

- Une deuxième contribution[3] à la durée de vie, également liée au pompage optique provient du fait que l'état propre électronique (adiabatique) qui est exactement $|m_g = -J\rangle$ au fond des puits devient contaminé par une composante croissante de $|m_g = -J+2\rangle$ dès que l'on s'éloigne du fond du puits. Cette contamination n'existe pas dans le cas de la transition J_g=1/2 $\rightarrow$ J_e=3/2. Plus précisément la théorie des perturbations au premier ordre donne une contamination de la fonction d'onde par $|m_g = -J+2\rangle$ proportionnelle à E_+/E_- provenant du couplage lumineux entre les deux sous-niveaux Zeeman $|m_g = -J+2\rangle$ et $|m_g = -J\rangle$ (voir (I-13) p.22). A cause de cette faible composante, un atome peut quitter un niveau vibrationnel et atteindre un autre puits de potentiel

[3] Cette contribution qui, à des fins de clarification, est séparée de la première dans le texte interfère en fait avec la première, de sorte qu'il faudrait en toute rigueur considérer un terme global faisant intervenir les deux polarisations de la lumière et la fonction d'onde perturbée. Néanmoins l'ordre de grandeur des quantités est conservé dans cette manipulation simplificatrice.

associé à un autre sous-niveau magnétique en absorbant un photon σ^-. Le taux déduit de la formule de Bethe est alors proportionnel à

$$\Gamma' \left\langle n \left| \frac{I(\sigma^+)}{I(\sigma^-)} \frac{I(\sigma^-)}{I} \right| n \right\rangle \tag{I-34}$$

(le terme $I(\sigma^+)/I(\sigma^-)$ provenant de la contamination de la fonction d'onde)

La contribution de ce second effet au taux de départ est donc également de l'ordre de

$$\Gamma_n^{(2)} \approx \Gamma' \frac{2E_r}{\hbar\Omega_v} \left(n + \frac{1}{2} \right) \tag{I-35}$$

- Enfin, nous considérons la probabilité de diffusion Raman spontanée, l'atome restant dans le même puits mais changeant de nombre vibrationnel quantique n. Nous supposons que l'atome absorbe un photon de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}$ du faisceau du réseau et émet un photon de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}_{sp}$. L'amplitude de probabilité de transition Raman d'un niveau de nombre vibrationnel quantique n vers un niveau de nombre vibrationnel quantique n' est proportionnelle à $\langle n | \vec{\mathbf{E}}.\vec{\mathbf{E}}^*_{sp} | n' \rangle$ (nous expliciterons plus tard ce type d'opérateur de transition dans le cas d'une transition Raman stimulée (voir paragraphe III.A.2.a.2)). Le processus de diffusion conduit ainsi à un taux proportionnel à $\Gamma' \left| \langle n | \exp(i(k - k_{sp})z) | n' \rangle \right|^2$ où $(k–k_{sp})$ est la composante du vecteur $\vec{\mathbf{k}} - \vec{\mathbf{k}}_{sp}$ selon Oz. Pour des états localisés, il est possible de développer $\exp i(k–k_{sp})z$ en puissance de z. Le premier terme donne $\langle n | n' \rangle = \delta_{n,n'}$ et des transitions entre différents niveaux n'apparaissent qu'à l'ordre supérieur. Le taux associé à de telles transitions est proportionnel à $\Gamma' \left(k - k_{sp}\right)^2 \left| \langle n | z | n' \rangle \right|^2$. Finalement, le taux de transition vers des niveaux pour lesquels $n' = n \pm 1$ est également de l'ordre de

$$\Gamma_n^{(3)} \approx \Gamma' \frac{2E_r}{\hbar\Omega_v} \left(n + \frac{1}{2} \right) \tag{I-36}$$

Ainsi les trois contributions à la durée de vie sont du même ordre de grandeur et conduisent à l'estimation suivante pour le taux de départ net d'un niveau vibrationnel n :

$$\Gamma_n \approx \Gamma' \frac{2E_r}{\hbar\Omega_v} \left(n + \frac{1}{2} \right) \tag{I-37}$$

Pour un niveau fortement lié ($n \approx 0$), la durée de vie est par conséquent augmentée par rapport au taux de diffusion Γ' d'un facteur $\hbar\Omega_v / E_r$ qui est compris entre 10 et 100 dans les conditions expérimentales habituelles. Bien sûr, ceci ne signifie pas que le taux de diffusion de

photons est réduit, mais que la *plupart des atomes retournent après absorption d'un photon dans l'état quantique qu'ils ont quitté* [10]. Cette propriété est à l'origine de la diffusion élastique gigantesque observée dans les spectres de fluorescence [11][12].

Notons tout de même que les trois termes (I-33), (I-35), (I-36) ne sont pas parfaitement égaux. Le terme (I-33) dépend en fait du taux de pompage optique Γ_p qui est proportionnel à Γ' par l'intermédiaire des coefficients de Clebsch-Gordan qui peuvent être très petits pour des grandes valeurs de J. Le terme (I-35) dépend de la perturbation de la fonction d'onde électronique qui dépend également de coefficients de Clebsch-Gordan similaires. En revanche, le dernier terme (I-36) ne fait intervenir qu'un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1.

2. Autres contributions à la largeur des résonances Raman vibrationnelles

Il serait tentant de déduire de l'Eq. (I-37) que les largeurs des transitions vibrationnelles mesurées expérimentalement sont données exactement par $\Gamma'(2E_r/\hbar\Omega_v)(\bar{n}+1/2)$ où $\bar{n}$ est la valeur moyenne du nombre quantique vibrationnel. En fait, comme nous l'exposerons plus en détail dans le chapitre 4, d'autres facteurs peuvent augmenter ou diminuer cette largeur apparente. Notons simplement dès à présent que l'anharmonicité du potentiel en particulier, tend à augmenter cette largeur car plusieurs fréquences d'oscillation sont alors accessibles dans le milieu (on parle dans ce cas de largeur inhomogène) (voir (I-23) p.28).

Par ailleurs, dans le cas d'un puits très harmonique, le transfert de cohérence est à l'origine d'une réduction de cette largeur par rapport à la valeur $\Gamma'(2E_r/\hbar\Omega_v)(\bar{n}+1/2)$. Dans ce cas, les niveaux ayant pratiquement le même espacement, un processus Raman avec changement de niveau vibrationnel ne détruit pas nécessairement la cohérence. Les cohérences étant couplées, la durée de vie d'une cohérence se réduit quasiment à celle du niveau le plus bas (la largeur n'augmente pas avec n).

Une image classique du processus de relaxation des cohérences entre niveaux de vibration fait appel à la rapidité avec laquelle la phase de l'oscillation des atomes au fond des puits de potentiel est modifiée. Le couplage entre cohérences entraîne que la phase du mouvement oscillatoire de l'atome est préservée car elle change peu lorsque l'amplitude du mouvement de l'atome change. Le taux de relaxation des cohérences se trouve ainsi diminué.

II. LES RÉSEAUX : DE UNE À TROIS DIMENSIONS

A. Phases des faisceaux laser : leur rôle dans le problème unidimensionnel

Pour engendrer des réseaux bi ou tridimensionnels (2D ou 3D), il est nécessaire de comprendre l'influence des phases des faisceaux laser incidents. Considérons d'abord les deux ondes contrepropageantes de la configuration lin ⊥ lin. Ces champs s'écrivent respectivement

$$\vec{\mathbf{E}}_1 = E_0 \cos(kz - \omega t - \varphi_1)\vec{\mathbf{e}}_x \qquad \text{(II-1)}$$

$$\vec{\mathbf{E}}_2 = E_0 \cos(kz + \omega t + \varphi_2)\vec{\mathbf{e}}_y \qquad \text{(II-2)}$$

Comme nous l'avons montré au I.A.1, le champ total est une onde stationnaire que l'on peut toujours écrire (voir Eq. (I-3))

$$\vec{\mathbf{E}}(z') = \mathcal{R}e\left[\left(E_+(z')\vec{\mathbf{e}}_+ + E_-(z')\vec{\mathbf{e}}_-\right)e^{-i\omega t'}\right] \qquad \text{(II-3)}$$

avec E_+ et E_- définis par Eq. (I-4) et (I-5) et où z' et t' sont obtenus à partir de z et t par les translations

$$z' = z + \frac{\varphi_2 - \varphi_1 - \pi/2}{2k} \qquad \text{(II-4)}$$

$$t' = t + \frac{\varphi_2 + \varphi_1 - \pi/2}{2\omega} \qquad \text{(II-5)}$$

Un changement de phase des faisceaux incidents se traduit donc par une simple translation dans l'espace (Eq. (II-4)) et le temps (Eq. (II-5)) du champ total. En particulier le potentiel optique U, qui dépend uniquement de E_+ et E_-, garde toujours la même topographie (par exemple $U_\pm(z) = \frac{U_0}{2}\left[-2 \pm \cos(2kz)\right]$ pour une transition J_g=1/2 → J_e=3/2) quelles que soient les phases. En conclusion, les deux degrés de liberté (origine) en position et en temps du champ électrique du réseau unidimensionnel sont fixés par les deux phases des faisceaux.

B. Le passage à des réseaux à 3D

La généralisation à 3 dimensions la plus intuitive du schéma unidimensionnel et qui, à première vue paraît la plus simple, est une configuration à *six* faisceaux: trois paires de faisceaux contrepropageants dans les trois directions de l'espace (une configuration lin ⊥ lin par dimension). Mais dans cette configuration 3D, nous avons 6 phases pour quatre degrés de liberté de translation (1 pour le temps et 3 pour les directions de l'espace). Ainsi le potentiel optique créé par 6 faisceaux se propageant 2 à 2 en sens opposé [4] ne garde pas la même topographie si une des phases des faisceaux change; c'est-à-dire que le potentiel n'est pas seulement translaté par changement de phase, mais il change complètement de forme. Dans ce cas, le mécanisme de refroidissement change également. Le remède à ce problème consiste à diminuer le nombre de phases libres, soit en asservissant deux des phases libres (c'est la technique utilisée à Munich [13]) soit en n'utilisant que quatre faisceaux (c'est l'idée donnée par G. Grynberg en 1993 [14]). C'est cette dernière technique qui a été privilégiée dans notre équipe [15] et utilisée par la suite par d'autres équipes [16][17].

D'autre part, les idées développées dans les paragraphes précédents dans le cas de la configuration lin ⊥ lin semblent justifier le choix de préserver une polarisation circulaire au fond des puits de potentiel car, dans ce cas-là, les durées de vie des niveaux vibrationnels sont allongées par le facteur Lamb-Dicke, ce qui permet un étude précise de la dynamique des atomes.

Notons d'ailleurs qu'il n'est pas nécessaire d'avoir une alternance de puits σ^+ et σ^- comme dans le cas lin ⊥ lin. Un réseau avec uniquement des puits σ^+ peut fonctionner à partir du moment où un mécanisme de refroidissement Sisyphe efficace existe (c'est le cas de la configuration M.A.S.E (magnetically assisted Sisyphus effect) [18,19]). Une configuration de champ pour laquelle tous les puits ont la même polarisation circulaire est appelée " ferromagnétique " parce que les atomes piégés ont tous des moments magnétiques pointant dans la même direction. Dans le cas d'une alternance de puits σ^+ et σ^-, on a un réseau " antiferromagnétique " car il y a autant d'atomes ayant un moment magnétique pointant dans la direction $+z$ que dans la direction $-z$ [20].

En fait, des études récentes ont montré qu'il n'est pas absolument obligatoire d'avoir une polarisation circulaire de la lumière au fond des puits. Des réseaux où la lumière a une polarisation linéaire au fond des puits ont été étudiés dans notre équipe par Cécile ROBILLIARD et se sont avérés être aussi efficaces pour le refroidissement et parfois même plus résistants pour le temps de capture des atomes que les réseaux du type "polarisation circulaire". Ce type de réseau fera l'objet du paragraphe II.C.2.

---

[4] Le fait que les faisceaux se propagent en sens opposé est particulièrement important pour la physique : dans ce cas, en effet, le réseau reste périodique. Si les six faisceaux sont disposés de façon non régulière, le réseau devient quasi-périodique (voir GUIDONI *et al.* [28])

C. Les généralisations à quatre faisceaux du réseau lin ⊥ lin

1. Le réseau optique 3D standard

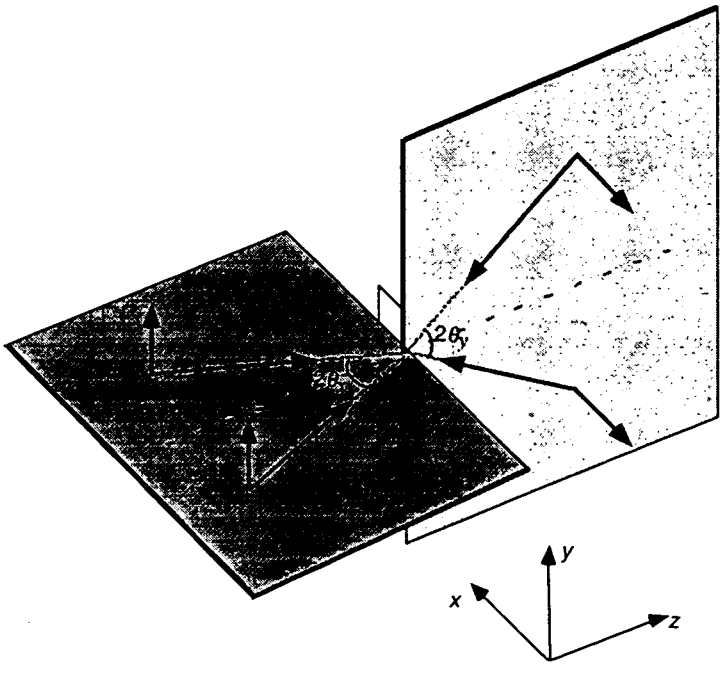
Le réseau 3D le plus couramment utilisé [15,16,17] est une simple extension de la configuration 1D lin ⊥ lin montrée en Figure 1.a. Le faisceau polarisé suivant la direction x est séparé en deux faisceaux se propageant dans le plan yOz, symétriques par rapport à l'axe z et formant un angle $2\theta_y$. De la même manière, le faisceau polarisé suivant la direction y est séparé en deux faisceaux se propageant dans le plan xOz, symétriques par rapport à l'axe z et formant un angle $2\theta_x$ (voir Figure 6.a). Les quatre ondes ont la même amplitude E_0 de sorte qu'avec les notations de l'Eq. (I-3), les composantes E_+ et E_- du champ résultant sont maintenant données par :

$$E_{\pm} = \sqrt{2}E_0 e^{ik_- z}\left[\cos(k\sin\theta_x x)e^{ik_+ z} \mp \cos(k\sin\theta_y y)e^{-ik_+ z}\right] \qquad \text{(II-6)}$$

avec

$$k_{\pm} = \frac{k\left(\cos\theta_x \pm \cos\theta_y\right)}{2} \qquad \text{(II-7)}$$

Notons que ce choix de généralisation tridimensionnelle conserve la propriété de la configuration unidimensionnelle d'origine lin ⊥ lin de ne pas posséder de composante π de la lumière suivant l'axe Oz.

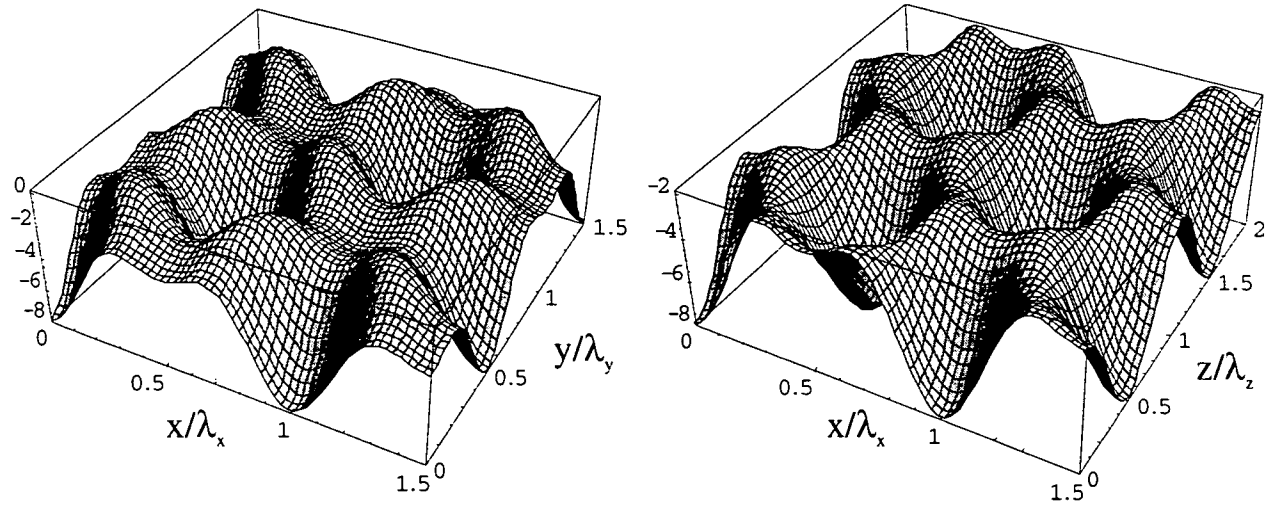


(a)

Figure 6 : (a) *Généralisation à quatre faisceaux de la configuration lin ⊥ lin. Chacun des faisceaux est séparé en deux bras dans deux plans orthogonaux, formant des angles θ_x et θ_y avec l'axe z. Les polarisations des paires de faisceaux sont orthogonales à leur plan de propagation. Cette configuration tridimensionnelle avec le nombre minimum de faisceaux assure la stabilité de la*

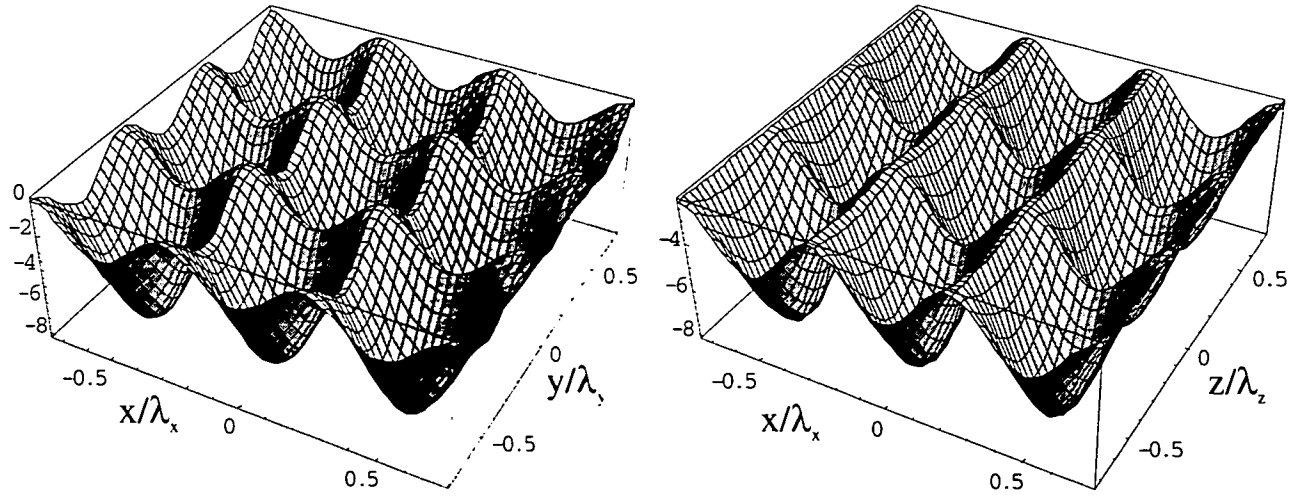
topographie du potentiel dans un changement de phase de l'un des faisceaux. Cette configuration préserve l'alternance de puits σ^+ et σ^- dans les trois directions de l'espace.

(b)



(b) *Coupe du potentiel dans les plans xOy et xOz pour la transition $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ et pour l'état $m_s = -1/2$.*

(c)



(c) *Coupe de la courbe minimale du potentiel adiabatique dans les plans xOy et xOz pour la transition $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$. Comme il s'agit du potentiel adiabatique, la périodicité des puits, indépendamment de leur polarisation, est maintenant $\lambda_{x,y,z}/2$ (où $\lambda_{x,y,z}$ sont définis plus loin dans ce paragraphe).*

Dans le cas général, cette configuration de champ génère un réseau orthorhombique avec une alternance de puits de potentiel σ^+ et σ^-. Deux coupes du potentiel optique dans les plans *xOy* et *xOz* sont montrées dans les Figure 6.b (resp. 6.c) pour la transition $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ (resp.

$J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$). En particulier, on retrouve le long de lignes parallèles à Oz une mémoire de la configuration 1D d'origine lin ⊥ lin. Le long de ces lignes, un refroidissement Sisyphe analogue au cas 1D est attendu. Cependant, il existe aussi des lignes le long desquelles on attend un refroidissement moins efficace. On remarquera en particulier des lignes parallèles à l'axe Oz où le champ électrique est nul ou des lignes diagonales dans le plan xOy, pour lesquelles la lumière garde la même polarisation circulaire (pas de gradient de polarisation). Ces lignes disparaissent dans la configuration étudiée au paragraphe II.C.2.

En général, les fréquences de vibration sont différentes dans les trois directions x, y, z. Le développement au second ordre en x, y, z du potentiel optique au fond d'un puits de potentiel σ^- donne pour une transition $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$:

$$U_-(x,y,z) = -6U_0 + U_0\left((3k^2 \sin^2\theta_x)x^2 + (3k^2 \sin^2\theta_y)y^2 + k^2(\cos\theta_x + \cos\theta_y)^2 z^2\right) \quad \text{(II-8)}$$

où U_0 désigne la profondeur du puits de potentiel 1D à deux faisceaux donnée par Eq. (I-7).

A partir de l'Eq. (II-8) on peut déduire les fréquences de vibration associées aux trois directions:

$$\Omega_{x,y} = \frac{2\sin\theta_{x,y}\sqrt{3U_0 E_r}}{\hbar} \quad \text{(II-9)}$$

$$\Omega_z = \frac{2(\cos\theta_x + \cos\theta_y)\sqrt{U_0 E_r}}{\hbar} \quad \text{(II-10)}$$

Ces formules dépendent des coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$. Elles doivent être adaptées pour les autres transitions. Dans le cas où on utilise les potentiels diabatiques pour la transition $J_g = J \rightarrow J_e = J+1$, il faut remplacer U_- par [5]:

$$U_-(x,y,z) = -\hbar\Delta' + \hbar\Delta'/4\left((2k^2 \sin^2\theta_x)x^2 + (2k^2 \sin^2\theta_y)y^2 + k^2(\cos\theta_x + \cos\theta_y)^2 z^2\right) \quad \text{(II-11)}$$

où $\Delta' = 8\Delta_1'$ est maintenant la profondeur du puits de potentiel à trois dimensions sur la transition $J_g = J \rightarrow J_e = J+1$ (au terme $|C|^2$ près). On trouve alors pour les fréquences de vibration :

$$\Omega_{x,y} = \sin\theta_{x,y}\sqrt{\frac{2\Delta' E_r}{\hbar}} \quad \text{(II-12)}$$

[5] Nous négligeons ici le terme en C^2 du paragraphe I.A.3.b

$$\Omega_z = (\cos\theta_x + \cos\theta_y)\sqrt{\frac{E_r\Delta'}{\hbar}} \qquad \text{(II-13)}$$

Ces réseaux sont d'autant plus intéressants qu'on peut changer la dimension de la cellule élémentaire en faisant varier les angles entre les faisceaux θ_x et θ_y. Les pas du réseau selon les trois directions sont ainsi, si l'on prend en compte uniquement les puits d'une polarisation *donnée* (par exemple σ^+)

- pour la direction x: $\lambda_x = \lambda/\sin\theta_x$
- pour la direction y: $\lambda_y = \lambda/\sin\theta_y$ (II-14)
- pour la direction z: $\lambda_z = \lambda/(\cos\theta_x + \cos\theta_y)$

Notons que pour des angles θ_x et θ_y petits, la période[6] spatiale le long de Ox et de Oy peut être significativement plus grande que λ.

Nous montrons maintenant comment les caractéristiques du réseau sont modifiables :

CARACTÉRISTIQUES DU RÉSEAU

- **profondeur des puits** $U_0 \propto I/\Delta$

Elle est modifiable en changeant l'intensité ou le désaccord à résonance des faisceaux.

- **fréquence de vibration** $\Omega_x \propto \sin\theta_x\sqrt{I/\Delta}$ $\Omega_z \propto (\cos\theta_x + \cos\theta_y)\sqrt{I/\Delta}$

En plus de l'intensité et du désaccord des faisceaux, on peut modifier les angles entre les faisceaux pour faire varier les fréquences de vibration. Notons alors que, les fréquences étant couplées (l'angle θ_x (resp. θ_y) intervenant à la fois dans les expressions de Ω_x (resp. Ω_y) et de Ω_z), on change au moins deux fréquences simultanément.

[6] Ces réseaux ne sont pas restreints à des angles θ_x ou θ_y plus petits que $\pi/2$. Quand θ_x est près de π - θ_y, on peut avoir une grande période pour le pas du réseau le long de Oz.

• **pas du réseau** $\lambda_x \propto \lambda / \sin\theta_x$

En ce qui concerne le pas du réseau, quand θ_x et θ_y sont compris entre 0 et $\pi/2$, il peut être augmenté à souhait au-dessus de la longueur d'onde optique dans les directions transverses (x et y) pendant qu'il est diminué le long de la direction longitudinale z (jusqu'à la valeur $\lambda/2$). (Inversement, on peut augmenter à souhait le pas dans la direction longitudinale et le diminuer dans les directions transverses). Néanmoins, si la période spatiale suivant une direction devient trop importante par rapport à la taille des faisceaux piégeants, le refroidissement risque de devenir inefficace dans cette direction et les atomes peuvent fuir suivant cette direction. On aboutit alors à une situation bidimensionnelle. En particulier pour $\theta_x = \theta_y = \pi/2$, on obtient la situation bidimensionnelle étudiée par l'équipe de T.W. HÄNSCH [21]

2. Un réseau optique 3D non-standard

Une deuxième généralisation possible de la configuration lin ⊥ lin consiste à séparer chaque bras, non pas orthogonalement à la polarisation de ce bras, mais dans le plan de polarisation [20] (voir Figure 7). Dans ce cas, il existe une composante π de la lumière et Cécile ROBILLIARD *et al.* ont montré [9] que pour des angles du tétraèdre supérieurs à 45 °, les atomes sont localisés dans des puits où la lumière est polarisée linéairement π.

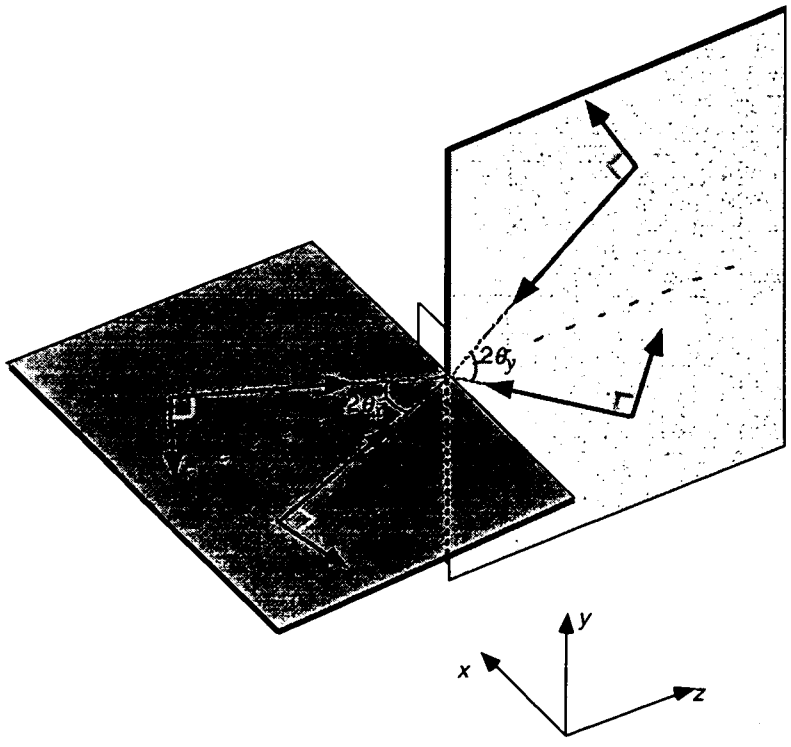


Figure 7 : *Configuration à quatre faisceaux non-standard. Les deux faisceaux de la configuration lin ⊥ lin sont ici séparés en deux bras dans le plan formé par l'axe Oz et la polarisation initiale. Dans cette configuration la polarisation des bras de chaque paire est dans le plan de propagation de la paire, impliquant une composante linéaire de la lumière suivant l'axe Oz.*

Il apparaît donc que la condition de polarisation circulaire au fond des puits est une condition suffisante mais non nécessaire de localisation. En fait, dans le cas du réseau non standard de la Figure 7, les atomes restent localisés autour d'un point tout en sautant rapidement d'une courbe de potentiel à l'autre. La forte localisation qui conduisait à des durées de vie longues des niveaux vibrationnels pour la nappe de potentiel la plus profonde dans un réseau standard (mises en évidence par des raies fines pour les transitions vibrationnelles sur les spectres pompe-sonde) est maintenant remplacée par une oscillation dans un potentiel moyen (moyenne pondérée des différentes nappes de potentiel) qui conduit tout de même à des raies fines sur les spectres par un processus de rétrécissement par le mouvement. Ces points seront détaillés et illustrés dans la thèse de Cécile ROBILLIARD.

Finalement, le "hasard" (ou doit-on dire l'intuition ?) de la configuration choisie (4 faisceaux formant un tétraèdre) semble nous avoir placés sous une bonne étoile. En effet ces réseaux optiques à 4 faisceaux paraissent être des configurations robustes vis à vis de la polarisation des faisceaux, ce qui n'est pas le cas des configurations bidimensionnelles à quatre faisceaux à phase verrouillée. Ainsi plusieurs configurations de polarisation ont été testées dans notre équipe par Cécile ROBILLIARD et Luca GUIDONI et ont conduit chaque fois à un refroidissement efficace et à des raies fines sur les spectres pompe-sonde obtenus.

III. MÉTHODES D'INVESTIGATION DES RÉSEAUX OPTIQUES

Il paraît quelque peu artificiel de vouloir séparer dans cette partie, théorie et expérience tant il est vrai que chacune s'est toujours fortement nourrie des enseignements de l'autre. C'est particulièrement vrai dans le cas des réseaux optiques où la théorie a parfois été motrice vis à vis de l'expérience, mais a aussi dû s'incliner devant les résultats expérimentaux qu'elle n'avait pas prévus. C'est pourquoi cette présentation en séparant théorie et expérience n'a pour but que la clarté de l'exposé, mais ne reflète en rien la réalité d'une vie de laboratoire, même s'il est vrai que certaines équipes concentrent leur réflexion uniquement sur la partie théorique.

A. Étude expérimentale

Dans cette partie, nous exposons brièvement les principales techniques expérimentales utilisées jusqu'à présent pour tirer des informations de notre milieu de prédilection. Nous abordons dans une première partie les techniques d'étude de grandeurs macroscopiques telles que la

température, la magnétisation, la taille du réseau (qui est reliée à la diffusion spatiale) ou la périodicité du réseau atomique. Dans une deuxième partie, nous exposerons les techniques permettant d'étudier la dynamique microscopique des atomes, aussi bien à l'échelle d'un puits de potentiel (oscillation) qu'à une échelle plus vaste (phénomènes de transport atomique).

Le cloisonnement entre ces approches n'est pas étanche. Une même grandeur (la diffusion spatiale par exemple) peut être sondée par des techniques macroscopiques et microscopiques.

1. Investigation de grandeurs macroscopiques

a) Mesure de température par temps de vol

La technique la plus couramment utilisée pour mesurer des températures de l'ordre du μK est la technique dite de "temps de vol". Celle-ci consiste dans un premier temps à lâcher les atomes originellement piégés, c'est-à-dire à couper tous les faisceaux piégeants ainsi que le champ magnétique éventuel. Les atomes n'étant plus soumis à aucune force sauf la gravité tombent et traversent un faisceau placé quelques dizaines de centimètres au dessous de la zone de piégeage. Ce faisceau est accordé sur une transition atomique résonnante et on mesure soit l'absorption de ce faisceau en observant directement sa transmission, soit la fluorescence émise par les atomes lors de leur passage dans ce faisceau. Dans tous les cas, le paramètre important est la largeur δt du signal enregistré (distribution des temps d'arrivée des atomes) qui est reliée à la largeur δv de la distribution de vitesse des atomes piégés. Pour un nuage d'atomes de petite taille sans vitesse d'ensemble (de vitesse moyenne nulle) on a $\delta v = g\ \delta t$. On remonte alors à la température T par la relation :

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}M(\delta v)^2 \qquad \text{(III-1)}$$

δv désigne ici la composante de la vitesse quadratique moyenne suivant la direction verticale (puisque c'est elle qu'on mesure dans la chute des atomes). Pour une distribution de vitesse gaussienne, δv doit plus précisément être assimilé à la demi-largeur à $1/e^{1/2}$ de la hauteur totale. Ces définitions impliquent bien sûr qu'on puisse parler de température pour notre ensemble d'atomes. Si une distribution gaussienne ne pose pas de problème pour la définition de T, il en est autrement de distributions lorentziennes ou de profils de Voigt (trouvés en refroidissement par piégeage cohérent de population sélectif en vitesse (VSCPT)), sans parler de distributions multipics (trouvés également en refroidissement VSCPT) . Dans ces derniers cas, la température est un moyen de parler de la même chose, même si elle ne représente pas effectivement la température d'équilibre du système (qui ne saurait, elle, être définie).

Notons également qu'il est possible de mesurer des températures à l'aide de résonances induites par le recul [22]. Ces résonances peuvent être interprétées en termes de transition Raman entre deux états d'énergie externe de l'atome libre (énergie cinétique). Cette technique a été utilisée dans notre équipe pour mesurer des températures dans un piège magnéto-optique et des mélasses optiques et a donné des résultats en accord avec les mesures effectuées par temps de vol [23]. Avec cette technique, il faut également couper les faisceaux piégeants pour faire des mesures sur des atomes libres, de sorte que ces deux méthodes sont destructives.

b) Mesure du magnétisme

Il peut être intéressant d'avoir accès à la magnétisation du milieu. C'est le cas par exemple lorsque l'on observe du paramagnétisme dans les réseaux optiques [24]. Deux méthodes s'offrent alors à l'expérimentateur: la mesure de la rotation Faraday d'un faisceau polarisé linéairement ou l'absorption d'une sonde polarisée circulairement.

Dans le cas des réseaux optiques, nous avons vu que les atomes sont essentiellement piégés dans les niveaux magnétiques extrêmes $m_g = \pm J$. Nous ne nous intéressons donc qu'à ces niveaux. A cause des valeurs faibles des coefficients de Clebsch-Gordan reliant un niveau magnétique $m_g = -J$ et $m_e = -J+1$ (ou $m_g = J$ et $m_e = J-1$) pour des transitions de J élevé (le carré de ce coefficient vaut 1/45 pour la transition $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$), une sonde polarisée σ^+ (resp. σ^-) est essentiellement absorbée par les atomes dans l'état $m_g = J$ (resp. $m_g = -J$). Cette absorption différentielle donne ainsi accès aux populations dans les puits de potentiel σ^+ et σ^-.

De même la rotation Faraday d'un faisceau polarisé linéairement dépendra des populations dans les deux niveaux extrêmes. C'est l'analogue dispersif du dichroïsme mentionné dans le paragraphe précédent.

c) Mesure de la diffusion spatiale

L'une des méthodes les plus directes pour observer la diffusion spatiale d'un ensemble d'atomes piégés dans un réseau optique consiste à faire des images du milieu atomique à différents instants de la phase de piégeage. Ces images sont faites grâce à une caméra CCD (charged coupled device), soit en observant directement l'image de la fluorescence du réseau (due à la diffusion de photons issus des faisceaux formant le réseau par les atomes piégés), soit en regardant l'image de l'absorption (l'ombre) par les atomes piégés, d'un faisceau traversant le milieu. La première technique a été utilisée au NIST [25] mais s'est révélée être une technique délicate à mettre en oeuvre. La deuxième technique peut-être utilisée lorsque les atomes ont une fluorescence faible ou nulle, mais il ne faut pas perdre de vue qu'elle est destructive. Elle est actuellement très utilisée dans l'observation des condensats de Bose-Einstein [26].

Une méthode plus indirecte et plus approximative utilise la spectroscopie pompe-sonde et s'appuie sur l'exploitation de la composante Rayleigh du spectre. Cette méthode sera présentée dans le paragraphe III.A.2.a. Notons également qu'il est possible de donner une estimation du coefficient de diffusion spatiale à l'aide de la technique de corrélation de photons exposée au paragraphe III.A.2.d. Nous verrons que cette technique apporte des informations sur le transport atomique dans les réseaux. Cette méthode souffre toutefois des mêmes limitations que la spectroscopie pompe-sonde.

d) Mise en évidence de la structure périodique de la densité atomique par diffraction de Bragg

Cette méthode est une transposition directe de celle utilisée en physique des solides pour étudier les cristaux. Ainsi par analogie avec ce qui se passe dans les réseaux solides, il est possible de sonder la périodicité de la localisation des atomes. Chaque atome représente un centre diffuseur pour la lumière comme dans un cristal habituel. La différence essentielle avec la physique du solide est que, dans le cas des réseaux optiques, les distances entre sites étant déterminées par la longueur d'onde optique des faisceaux du réseau, les faisceaux utilisés pour la diffraction de Bragg sont dans la même gamme optique que les faisceaux du réseau.

Dans le cas des réseaux optiques, les vecteurs du réseau réciproque sont formés par les différences $\vec{k}_i - \vec{k}_j$ des vecteurs d'onde des faisceaux formant le réseau. En effet, considérons le champ de polarisation σ^+ créé par la configuration à 4 faisceaux de la Figure 6 [7]. D'après la formule (II-6) on peut l'écrire :

$$E_+(\vec{r}) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sum_{j=1}^{4} \alpha_j e^{i\vec{k}_j \cdot \vec{r}} \qquad \alpha_j = \pm 1 \tag{III-2}$$

L'intensité de ce champ s'écrit :

$$\frac{I_+(\vec{r})}{\left|E_0^2\right|} = 1 + \sum_{i<j} \frac{1}{2} \alpha_i \alpha_j \cos\left[(\vec{k}_i - \vec{k}_j)\vec{r}\right] \tag{III-3}$$

D'après cette expression, la condition de périodicité sur le réseau réel $I_+(\vec{r} + \vec{R}) = I_+(\vec{r})$ avec $\vec{R}$ vecteur du réseau réel s'écrit :

$$(\vec{k}_i - \vec{k}_j)\vec{R} = 2\pi p \quad p \in Z \tag{III-4}$$

ce qui démontre que les vecteurs $\vec{k}_i - \vec{k}_j$ appartiennent au réseau réciproque. La

[7] Le raisonnement ci-dessous peut-être généralisé à toute configuration à 4 faisceaux. Il faut décomposer la polarisation du faisceau incident sur les vecteurs $\vec{e}_+$, $\vec{e}_-$ et $\vec{e}_z$ et faire éventuellement des translations pour obtenir des α_j réels.

démonstration faite ici pour l'intensité lumineuse est généralisable aux observables atomiques (et donc la densité) qui ont évidemment la même périodicité que la lumière dans le sens où la position des atomes est périodique même si le remplissage des puits, lui, est aléatoire. En particulier, la transformée de Fourier spatiale de la densité atomique donnerait des pics périodiques correspondant aux vecteurs du réseau réciproque.

La condition de Bragg sur les faisceaux incident ($\vec{k}_{inc}$) et diffracté ($\vec{k}_{diff}$) stipule que la différence des vecteurs d'onde appartient au réseau réciproque. Cette condition est réalisée en particulier lorsque :

$$\vec{k}_{diff} = \vec{k}_{inc} + \vec{k}_i - \vec{k}_j \qquad \text{(III-5)}$$

D'après la formule ci-dessus, nous voyons qu'il est possible de mettre le faisceau incident dans des directions où la condition s'écrit de manière particulièrement simple.

- Par exemple si l'on choisit $\vec{k}_{inc} = -\vec{k}_i$, le faisceau diffracté peut être récupéré dans les directions $-\vec{k}_j$. C'est la méthode introduite par notre équipe [14] puis utilisée de façon intensive dans l'équipe de W.D. PHILLIPS [27].
- Il est également possible de choisir $\vec{k}_{inc} = \vec{k}_j$. Dans ce cas $\vec{k}_{diff} = \vec{k}_i$; si l'on a pris soin de décaler la fréquence du faisceau incident par rapport aux faisceaux du réseau, alors la détection peut se faire sur le signal de battement entre le faisceau diffracté et le faisceau du réseau ($\vec{k}_i$) se propageant dans le même sens. Cette technique a été utilisée dans notre équipe par Luca GUIDONI pour étudier la localisation d'atomes dans des réseaux quasi-périodiques [28].
- Enfin, il est possible de choisir une autre direction (et une fréquence radicalement différente) pour le faisceau incident et de calculer les directions éventuelles des faisceaux diffractés [8]. C'est la méthode employée par l'équipe de T.W. HÄNSCH pour étudier des réseaux gris [29]. Néanmoins, cette dernière méthode est plus délicate à mettre au point puisqu'il faut connaître très précisément la direction du faisceau diffracté. En effet, l'acceptance angulaire du faisceau diffracté est très faible (de l'ordre du mrad). Dans les deux autres méthodes présentées ci-dessus, l'alignement du détecteur se fait grâce aux faisceaux du réseau ($\vec{k}_{diff} = \pm\vec{k}_i$).

2. Étude de la dynamique microscopique

a) Spectroscopie pompe-sonde

Cette méthode repose sur l'excitation des modes dynamiques du milieu à étudier par un

[8] Pour une direction arbitraire du faisceau incident, la condition de Bragg peut ne jamais être satisfaite.

faisceau annexe (appelé sonde). La réponse du milieu (linéaire tant que le faisceau sonde est de faible intensité) se répercute sur la sonde, dont il suffit alors d'observer la transmission.

Plus précisément, l'interférence de cette sonde avec un faisceau d'intensité moyenne qui est conventionnellement appelé pompe et qui coïncidera fréquemment avec un des faisceaux créant le réseau dans nos expériences, engendre une excitation modulée dans le milieu qui a les caractéristiques de l'interférence pompe-sonde. Le faisceau pompe peut se diffracter sur cette excitation et créer ainsi un faisceau cohérent dans la direction de la sonde. Ce faisceau diffracté a les mêmes caractéristiques (fréquence, vecteur d'onde) que la sonde à la phase près et peut donc interférer avec elle; la nature (constructive ou destructive) de l'interférence dépend du déphasage entre les deux faisceaux. On peut ainsi observer directement sur l'intensité de la sonde transmise la réponse du milieu à l'excitation. En balayant la fréquence de la sonde, on excite divers modes dynamiques du milieu qui se révèlent sous forme de résonances sur le spectre de transmission de la sonde.

Nous montrons sur la Figure 8 un exemple de spectre obtenu expérimentalement dans un réseau standard 3D, en balayant la fréquence de la sonde ω_s (plutôt que ω_s, on utilise généralement le désaccord $\delta = \omega_s - \omega$ entre la fréquence du faisceau sonde et celle des ondes créant le réseau).

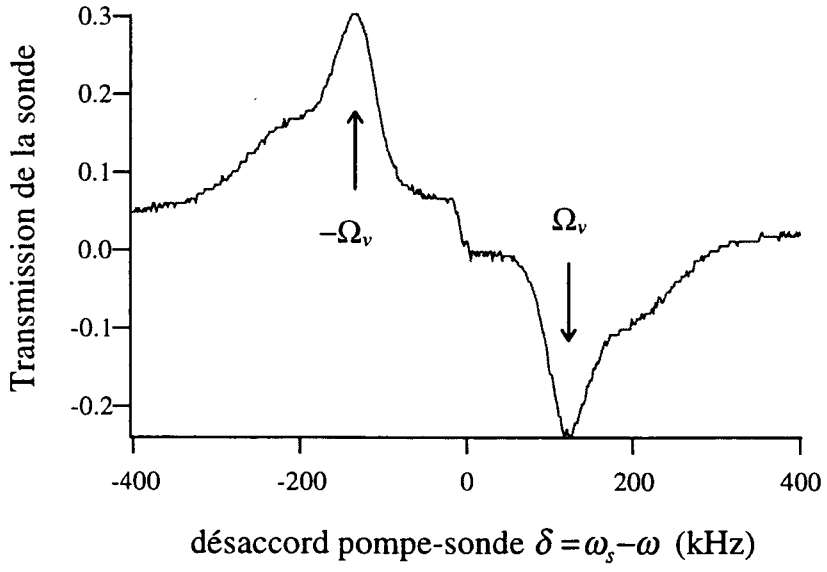


Figure 8 : *Spectre pompe-sonde expérimental obtenu avec des atomes de Césium sur la transition $6S_{1/2}$ (F=4) → $6P_{3/2}$ (F=5). L'intensité de la sonde transmise est portée en fonction du désaccord δ (la valeur 0 correspond à une transmission de 1). La sonde se propage suivant la direction Oz. Au centre du spectre apparaît une résonance Rayleigh fine. De part et d'autre de $\delta = 0$, un pic en absorption et un pic en amplification correspondent à des transitions Raman stimulées entre niveaux vibrationnels. Ils sont situés à $\delta = \pm\Omega_v$.*

Deux contributions essentielles sont visibles sur ce spectre :

→ une autour de $\delta = 0$ appelée communément *Rayleigh* qui est reliée à des mécanismes de diffusion et de relaxation dans le milieu.

→ une symétrique autour de $\delta = 0$ composée d'un pic en amplification autour de $\delta = -\Omega_v$ et d'un pic en absorption autour de $\delta = \Omega_v$ (Ω_v désigne ici la fréquence d'oscillation des atomes au fond des puits de potentiel). Cette composante correspond à une transition *Raman* faisant intervenir la pompe et la sonde.

Nous donnons ci-dessous l'interprétation et les caractéristiques de ces résonances:

(1) Composante Rayleigh

Cette composante du spectre résulte de la modulation dans le milieu d'une observable pouvant être par exemple une densité, une magnétisation, ou un alignement atomique. Cette modulation est induite par l'interférence pompe-sonde. Si cette interférence conduit à une modulation de l'intensité lumineuse (même polarisation des deux faisceaux), les atomes s'accumulent indépendamment de leur niveau interne au voisinage des endroits d'intensité maximum, il se crée dans le milieu un réseau de densité atomique[9]. La pompe peut alors se diffracter sur ce réseau, le faisceau diffracté ayant les mêmes caractéristiques que la sonde à la phase près, comme expliqué précédemment. Cette phase est déterminée par la réaction du milieu à l'interférence pompe-sonde. En effet les atomes ont besoin de temps pour suivre l'interférence lumineuse (qui se déplace à une vitesse proportionnelle à δ). Ceci engendre un déphasage du réseau de densité par rapport au réseau lumineux qui dépend du désaccord δ.

Dans le cas des réseaux optiques, la forme prédite pour le spectre est une dispersion centrée en $\delta = 0$ (voir Figure 9), lorsque la seule force agissant sur les atomes est la force dipolaire dérivant du potentiel optique (dans ce cas, le réseau de densité et le réseau lumineux se superposent lorsque $\delta = 0$). Néanmoins, lorsque le désaccord à résonance Δ n'est pas grand devant la largeur naturelle Γ du niveau excité et que les angles entre faisceaux sont petits, on ne peut plus négliger l'influence de la force de pression de radiation sur la dynamique des atomes. Cette force est en quadrature par rapport à la force dipolaire et conduit à un décalage spatial entre le réseau de densité et le réseau lumineux lorsque $\delta = 0$. Dans ce cas, il se rajoute donc à la dispersion de la Figure 9 une composante lorentzienne visible sur le spectre expérimental de la Figure 10. Ceci a été montré

[9] Si l'interférence conduit à une modulation de la polarisation de la lumière, l'observable modulée dans le milieu est la magnétisation atomique (aux endroits où la lumière est polarisée σ^+, les atomes sont pompés dans l'état $|m_g=+J>$).

expérimentalement par Samuel GUIBAL *et al.* [30]. Dans le cas général, les deux composantes existent avec un rapport dépendant des paramètres expérimentaux.

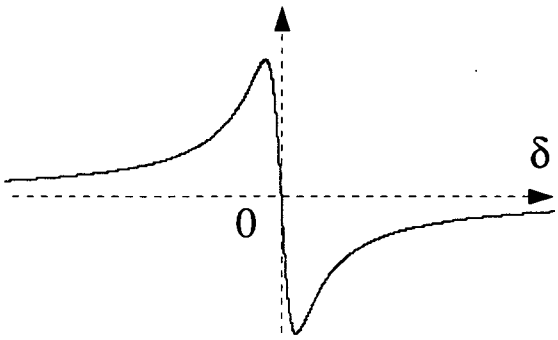


Figure 9 : *Allure générale dispersive d'un spectre Rayleigh, lorsque la pression de radiation est négligeable dans le réseau optique.*

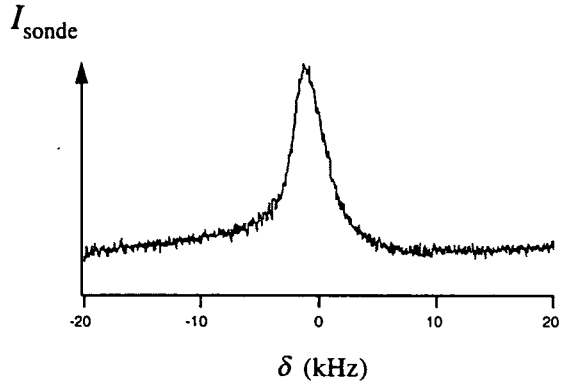


Figure 10 : *Spectre expérimental dans le cas où la pression de radiation ne peut pas être négligée (angles petits θ=20°, et petit désaccord Δ=−3Γ)*

Notons que l'existence d'une amplification de la sonde à $\delta = 0$ (i.e. lorsque le réseau d'interférence est statique) est à rapprocher du comportement observé dans certains cristaux photoréfractifs tel $BaTiO_3$ [31]. Dans les deux cas, il y a un déphasage entre le réseau d'indice et le réseau lumineux même si la physique conduisant à ce décalage est très différente.

La largeur de la résonance Rayleigh observée est de l'ordre du kHz et correspond à l'inverse du temps de réponse du milieu à l'excitation. En d'autres termes, ce temps correspond à la durée nécessaire pour brouiller le réseau de densité induit, une fois la sonde éteinte. Nous donnerons dans le chapitre 4 plus de détails sur cette largeur et sa dépendance en fonction des paramètres expérimentaux.

(2) Composante Raman

Cette composante correspond à une *transition Raman stimulée* entre deux niveaux vibrationnels adjacents d'un puits de potentiel (Voir Figure 11).

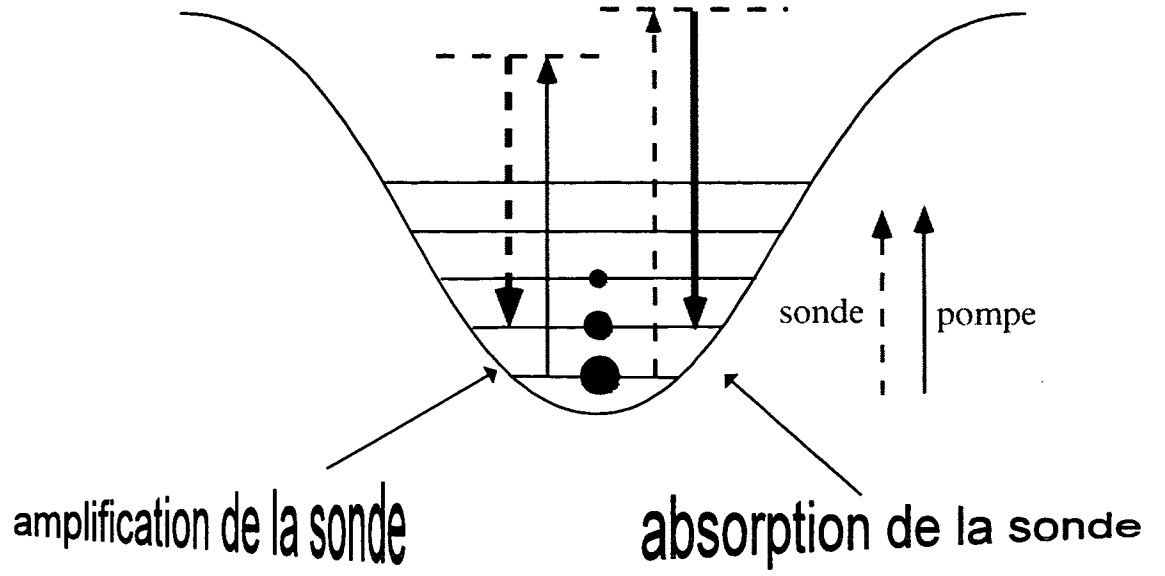


Figure 11 : *Transitions Raman stimulées entre niveaux vibrationnels d'un puits de potentiel. A cause de la différence de population existant entre les niveaux vibrationnels (représentée par les boules noires), la sonde est amplifiée lorsque sa fréquence est inférieure à celle de la pompe et absorbée lorsque sa fréquence est supérieure à celle de la pompe. Dans notre cas le rôle de la pompe est joué par un des faisceaux du réseau optique.*

D'un point de vue classique, l'interférence pompe-sonde secoue le potentiel optique du réseau à la fréquence δ, ce qui a pour effet d'amplifier de manière cohérente l'oscillation des atomes dans les puits avec une résonance marquée autour de la fréquence d'oscillation Ω_v.

En termes quantiques, les deux faisceaux créent une cohérence entre niveaux vibrationnels dépendant de la différence de population entre ces niveaux. Cette cohérence à son tour donne lieu à un faisceau diffracté ayant les caractéristiques de la sonde. Ainsi c'est la différence de population entre niveaux vibrationnels qui détermine l'amplification ou l'absorption de la sonde autour des résonances vibrationnelles. La largeur de ces résonances est en première approximation liée à la durée de vie des niveaux vibrationnels (voir paragraphe I.C). Le fait que cette largeur est plus petite que la fréquence de vibration indique que le temps nécessaire pour brouiller la phase des oscillations est supérieur à la période d'oscillation dans le puits.

Ces transitions obéissent à certaines règles de sélection, à savoir qu'une sonde peut ne pas exciter les vibrations dans toutes les directions de l'espace et ceci pour des raisons de symétrie. En effet, l'élément de matrice $I_{nn'}$ de l'opérateur de transition Raman entre deux états vibrationnels $|\, J_g,m_g;n \,\rangle$ et $|\, J_g,m_g;n' \,\rangle$ d'un puits de potentiel où l'atome peut être considéré comme étant dans l'état interne $|\, J_g,m_g \,\rangle$ s'écrit [10] :

$$I_{nn'} = \sum_{q=0,\pm1,m_e,n''} \left\langle J_g,m_g;n' \left| \bar{\mathbf{D}}_q^- . \vec{\varepsilon}_q^{\,*} E_{sq}^* \right| J_e,m_e;n'' \right\rangle \left\langle J_e,m_e;n'' \left| \bar{\mathbf{D}}_q^+ . \vec{\varepsilon}_q E_q \right| J_g,m_g;n \right\rangle \quad \text{(III-6)}$$

[10] Nous adoptons ici implicitement l'approximation des potentiels diabatiques

(où $\vec{\mathbf{D}}^+$ et $\vec{\mathbf{D}}^- = (\vec{\mathbf{D}}^+)^\dagger$ sont les opérateurs moments dipolaires de l'atome et n" fait référence aux variables externes quand l'atome est dans l'état excité)

L'expression (III-6) peut s'écrire en séparant les contributions relatives aux variables interne et externe et en utilisant le théorème de Wigner-Eckart:

$$I_{nn'} = \left[CG_+ \langle n'|E_{s+}^* E_+|n\rangle + CG_- \langle n'|E_{s-}^* E_-|n\rangle\right] \frac{\left|\left\langle J_e \middle\| \vec{\mathbf{D}}^+ \middle\| J_g \right\rangle\right|^2}{2J_e+1} \qquad \text{(III-7)}$$

où $CG_\pm$ sont les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan : $CG_\pm = \left|\langle J_e, m_g \pm 1 | 1, J_g, \pm 1, m_g \rangle\right|^2$ et $\left\langle J_e \middle\| \vec{\mathbf{D}}^+ \middle\| J_g \right\rangle$ est un élément de matrice réduit. En remplaçant $\frac{\left|\left\langle J_e \middle\| \vec{\mathbf{D}}^+ \middle\| J_g \right\rangle\right|^2}{2J_e+1}$ par D^2 introduit p. 18, $I_{nn'}$ se réécrit :

$$I_{nn'} = \left[CG_+ \langle n'|E_{s+}^* E_+|n\rangle + CG_- \langle n'|E_{s-}^* E_-|n\rangle\right] D^2$$

(Notons que nous avons supposé implicitement que le champ pompe n'avait pas de composante π. Le rôle de la pompe peut être joué par le champ du réseau dans une configuration du type de celle présentée en Figure 6).

Plaçons-nous dans le cas général où la sonde a des composantes suivant σ^+ et σ^-. Celles-ci peuvent s'écrire $E_{s\pm}(\vec{r}) = \alpha_\pm^* e^{i\vec{k}_s.\vec{r}}$ ($\vec{k}_s$ étant le vecteur d'onde de la sonde et $\alpha_\pm$ des constantes associées à la polarisation).

En remplaçant les composantes des champs sonde (E_s) et pompe (E) par leur valeur (voir Eq. (II-6)), on obtient pour le réseau 3D standard :

$$\begin{aligned} I_{nn'} = &\left[\alpha_+ CG_+ \langle n'|e^{-i\vec{k}_s.\vec{r}}.e^{ik_-z}\left[\cos(k\sin\theta_x x)e^{ik_+z} - \cos(k\sin\theta_y y)e^{-ik_+z}\right]|n\rangle + \right. \\ &\left. + \alpha_- CG_- \langle n'|e^{-i\vec{k}_s.\vec{r}}.e^{ik_-z}\left[\cos(k\sin\theta_x x)e^{ik_+z} + \cos(k\sin\theta_y y)e^{-ik_+z}\right]|n\rangle\right]\sqrt{2}E_0 D^2 \end{aligned} \qquad \text{(III-8)}$$

Considérons un atome localisé au fond d'un puits de polarisation σ^- (par exemple autour de $x = y = z = 0$). L'état interne de l'atome est $m_g = -J$ (on a alors $CG_+ = |C|^2$ et $CG_- = 1$ (voir paragraphe I.A.3.b). Rappelons que pour des J élevés, CG_+ est très petit par rapport à $CG_- = 1$ ($CG_+ = 1/45$ pour $J = 4$).

Pour des atomes très localisés (x, y, z petits devant λ) il est possible d'effectuer un développement à l'ordre 1 en x,y,z des champs dans l'expression (III-8). Il reste finalement :

$$I_{nn'} = \sqrt{2}E_0 D^2 \left[2i\alpha_+ |C|^2 \langle n'|k_+ z|n\rangle + 2\alpha_- \langle n'|1 + i(k_- z - \vec{\mathbf{k}}_s.\vec{\mathbf{r}})|n\rangle \right] \qquad \text{(III-9)}$$

que l'on peut encore écrire :

$$I_{nn'} = \sqrt{2}E_0 D^2 \left[2\alpha_- \delta_{nn'} + 2i\langle n'|\alpha_+ |C|^2 k_+ z + \alpha_- (k_- z - \vec{\mathbf{k}}_s.\vec{\mathbf{r}})|n\rangle \right] \qquad \text{(III-10)}$$

Le terme $\delta_{n,n'}$ ne concerne que les transitions Rayleigh. Les transitions entre deux niveaux vibrationnels adjacents ($n' = n \pm 1$) (dans chacune des directions de l'espace) sont dues aux termes d'ordre 1 en x, y, z.

Ainsi une sonde se propageant suivant l'axe z ($\vec{\mathbf{k}}_s.\vec{\mathbf{r}} = k_s z$) ne peut pas exciter la vibration suivant la direction x ou y puisqu'il n'y a pas de terme d'ordre 1 en x ou y dans l'opérateur de transition. De même pour un réseau symétrique pour lequel $\theta_x = \theta_y$ et donc $k_- = 0$, une sonde transverse se propageant suivant l'axe x ($\vec{\mathbf{k}}_s.\vec{\mathbf{r}} = k_s x$) n'excite pas la vibration selon y et très faiblement la vibration selon z puisque $C << 1$ pour J grand.

En règle générale, la sonde excite donc dans le réseau standard essentiellement la vibration dans sa direction de propagation, ce qui paraît assez intuitif [11].

Indiquons pour finir que la formule (III-10) est également bien adaptée pour comparer les intensités des raies Raman obtenues pour des sondes de même vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}_s$, mais de polarisations différentes (ce sont alors les coefficients α_+ et α_- qui changent). Dans cette approche qui utilise le modèle des états diabatiques, l'intensité d'une transition vibrationnelle est en effet proportionnelle à $|I_{nn'}|^2$.

(3) Transitions Brillouin en spectroscopie pompe-sonde

Pour certaines configurations de la polarisation de la sonde et des angles θ_x et θ_y pas trop grands (typiquement θ_x et $\theta_y \leq 30°$), une résonance supplémentaire notée Ω_B apparaît sur le spectre de transmission de la sonde (voir Figure 12). Le spectre de la Figure 12 étant obtenu avec une sonde alignée le long de Oz [12], la résonance Ω_B ne peut être due à une résonance Raman associée aux modes de vibration le long de Ox ou Oy comme le montrent les règles de sélection exposées au III.A.2.a.2. D'ailleurs contrairement aux résonances Raman (ou à la résonance Rayleigh) dont la

[11] Ceci n'est toutefois pas une règle généralisable à tous les réseaux comme cela a été montré par Cécile ROBILLIARD.
[12] Par rapport à la Figure 8, la polarisation (linéaire) de la sonde a été tournée de $\pi/2$.

position est indépendante de la direction de la sonde, la résonance Ω_B se déplace quand on change la direction de la sonde. Une étude expérimentale [32] montre que Ω_B suit la loi suivante :

$$\Omega_B = k\alpha v \qquad \text{(III-11)}$$

où α est l'angle entre la sonde et une onde du réseau de même polarisation et v est une vitesse caractéristique des atomes dans le réseau (v est indépendant de α). Puisque $k\alpha$ correspond au module de la différence des vecteurs d'onde (sonde-réseau), la loi (III-11) présente une analogie très forte avec la résonance Brillouin observée dans les milieux denses. Cependant, v n'est pas ici la vitesse d'une excitation collective comme le son, mais la vitesse moyenne d'atomes se propageant dans le réseau en sautant successivement et de façon cohérente de puits en puits comme cela a été montré théoriquement par Jean-Yves COURTOIS *et al.* [33].

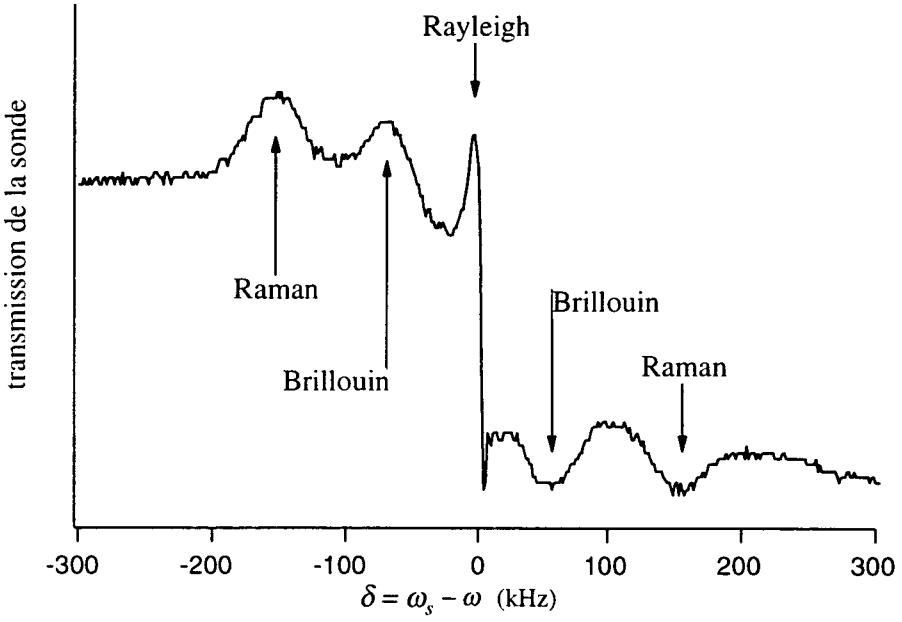


Figure 12 : *Spectre pompe-sonde obtenu avec une sonde se propageant le long de l'axe Oz et polarisée comme les faisceaux copropageants. En plus des résonances Raman et Rayleigh, on observe l'existence d'une troisième résonance appelée Brillouin. Cette dénomination vient du parallèle existant entre l'origine de cette résonance due à une onde de matière se propageant dans le milieu avec une vitesse caractéristique et la propagation d'une onde acoustique dans les milieux denses.*

b) Spectroscopie hétérodyne de fluorescence

Cette technique fut utilisée d'abord pour des mélasses optiques dans le groupe de W.D. PHILLIPS [34]. Elle met à profit la fluorescence émise par un nuage d'atomes froids. Plus précisément, cette fluorescence est mélangée à un oscillateur local (il s'agit en général d'une partie d'un faisceau de la mélasse ou du réseau décalée en fréquence) et détectée sur une photodiode.

Ensuite, ce signal de battement est observé à l'aide d'un analyseur de spectre radiofréquence qui donne directement accès au spectre en puissance de la fluorescence atomique.

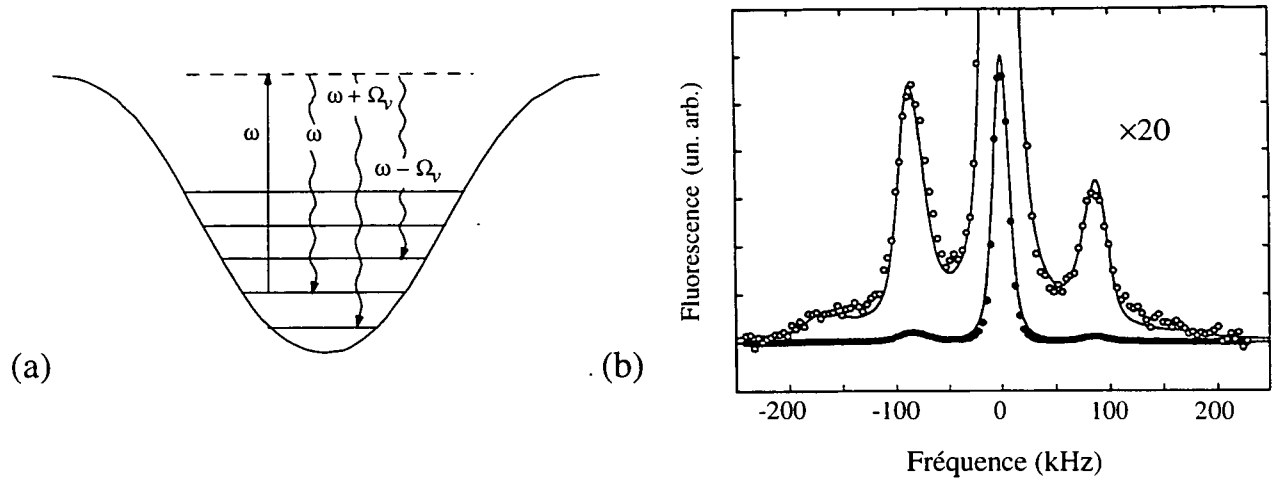


Figure 13 : (a) *Transitions Rayleigh et Raman spontanées entre niveaux vibrationnels d'un puits de potentiel. Les atomes absorbent la lumière des faisceaux laser et réémettent de la lumière aux trois fréquences possibles* ω, $\omega+\Omega_v$, $\omega-\Omega_v$ *correspondant respectivement à une transition sans changement de niveau (diffusion élastique), à un changement de niveau avec diminution du nombre vibrationnel (transition antiStokes), et changement de niveau avec augmentation du nombre vibrationnel (transition Stokes).*

(b) *Spectre de fluorescence obtenu par le groupe de W.D. Phillips en 1992 (ref. [11]) avec des atomes de* ^{85}Rb *dans un réseau unidimensionnel lin ⊥ lin. De part et d'autre du pic central correspondant à une diffusion élastique, les bandes latérales correspondant à des transitions vibrationnelles sont réduites par le facteur Lamb-Dicke et présentent une dissymétrie due à la différence de population entre les niveaux vibrationnels* [13].

Nous montrons sur la Figure 13.b un exemple de spectre obtenu par cette méthode. Nous voyons apparaître trois pics distincts sur le signal. Ces trois pics correspondent à des *transitions Rayleigh et Raman spontanées* entre les niveaux de vibration dans les puits (voir Figure 13.a). Le pic central correspond à une diffusion élastique sans changement d'état vibrationnel. Comme nous l'avons signalé plus haut (p. 33), cette composante est dominante par rapport aux bandes latérales et correspond au fait que les atomes retombent la plupart du temps dans leur niveau initial après absorption d'un photon. Les bandes latérales correspondent à des transitions entre niveaux vibrationnels adjacents et leur amplitude est réduite par le facteur Lamb-Dicke[14]. Leur position donne la valeur de la fréquence de vibration au fond d'un puits et leur largeur est liée à la durée de vie des niveaux vibrationnels.

---

[13] Notons que la dissymétrie vue sur ces spectres est très sensible aux paramètres expérimentaux et qu'elle ne représente donc pas simplement une différence de population entre niveaux vibrationnels.

[14] Ce résultat apparaît clairement dans la formule (III-10) où l'on voit que les transitions Raman diffèrent de la transition Rayleigh par un facteur de l'ordre de $\left|\langle n\pm1|(k\_z-\vec{k}_s.\vec{r})|n\rangle\right|^2$.

Notons enfin que cette méthode permet d'obtenir une estimation non destructive de la température dans le réseau. Celle-ci est déduite de la différence de hauteur des bandes latérales Stokes et antiStokes qui est une marque de la répartition des populations dans les niveaux vibrationnels.

c) Diffraction de Bragg

La diffraction de Bragg permet non seulement de mettre en évidence le caractère périodique de la localisation atomique (comme nous l'avons vu au paragraphe III.A.1.d) mais elle donne également accès au degré de localisation des atomes dans les puits de potentiel. En effet, le signal de Bragg est proportionnel au facteur de Debye-Waller qui rend compte de la déviation de la position atomique par rapport au centre du puits (qui représente la périodicité parfaite). Celui-ci s'écrit :

$$\beta = \exp\left[-(2\pi\Delta x / d)^2\right] \qquad \text{(III-12)}$$

Dans cette expression d représente la distance entre deux plans de Bragg et Δx la largeur de la distribution spatiale atomique. Cette méthode permet donc d'étudier le degré de confinement $\Delta x/\lambda$ des atomes dans les puits en fonction des paramètres expérimentaux [27].

d) Corrélations de photons

La méthode des corrélations de photons (appelée aussi parfois corrélation d'intensité) a été utilisée dans le groupe d' A. ASPECT en particulier par Christophe JURCZAK [35]. Elle est à rapprocher de la spectroscopie hétérodyne de fluorescence. En effet pour cette dernière, le spectre de puissance de la fluorescence atomique est obtenu par battement avec un faisceau annexe servant de référence. Le spectre n'est donc pas centré autour de la fréquence nulle mais autour d'une fréquence de référence choisie par l'expérimentateur. Dans le cas de la corrélation d'intensité, le spectre est obtenu en analysant directement le signal de fluorescence récolté sur un détecteur (il s'agit en général d'un photomultiplicateur puisque le nombre de photons reçus n'est pas énorme). Le signal d'autobattement provient de l'interférence entre la fluorescence émise par deux atomes différents du réseau. Dans le cas général, cette méthode permet d'obtenir des résultats similaires à ceux obtenus avec la spectroscopie hétérodyne mis à part le fait que le spectre est centré sur la fréquence nulle (ou plutôt y a son origine) et qu'il n'existe bien sûr qu'une seule bande latérale (pas de fréquence négative[15]). Cette technique a permis notamment d'étudier le transport atomique dans les réseaux optiques [17] en utilisant le signal de corrélation croisée pour deux polarisations circulaires opposées de la lumière émise. En effet, un atome situé dans un puits σ^- rayonne essentiellement des photons de fluorescence σ^-; le saut d'un atome d'un site σ^- vers un site voisin associé à la

[15] On peut obtenir un signal pour des fréquences négatives mais ce signal n'apporte pas d'information supplémentaire puisqu'il est le miroir du signal pour fréquence positive.

polarisation σ^+ se manifeste sur ce signal. Les coefficients de diffusion estimés par cette méthode sont inférieurs d'un ordre de grandeur [17] à ceux mesurés dans les mélasses optiques [25]. Cela souligne l'importance de la localisation atomique dans les réseaux optiques.

B. Méthodes d'étude théorique

La plupart des méthodes d'étude théorique des réseaux optiques ont comme point de départ l'équation pilote :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{i\hbar}[Heff, \sigma] + \dot{\sigma}_{relax} \qquad \text{(III-13)}$$

Cette équation décrit l'évolution de la restriction de la matrice densité atomique σ à l'état fondamental, dans le cas d'une faible saturation de la transition atomique (les états excités et les cohérences optiques sont "éliminés" adiabatiquement dans les équations de Bloch optiques). Cette matrice densité prend aussi bien en compte les degrés de liberté *externes,* qu'*internes* des atomes. Le premier terme de (III-13) décrit l'évolution hamiltonienne, alors que le second rend compte de la relaxation de la matrice due à l'émission spontanée. Malgré sa simplicité d'écriture, cette équation n'est pas triviale à résoudre et plusieurs approches sont possibles pour l'exploiter.

1. Méthode semi-classique : simulation Monte-Carlo semi-classique

Nous nous plaçons dans le cas où le décalage Doppler est petit devant la largeur naturelle du niveau excité (i.e. tous les atomes voient la même excitation lumineuse quelque soit leur vitesse). Lorsque la longueur de cohérence spatiale du paquet d'onde atomique Δz est petit devant la longueur d'onde optique λ (ce qui revient à dire $\Delta p >> \hbar k$), alors il est possible de traiter les coordonnées du centre de masse atomique comme des variables classiques. En d'autres termes, on considère que l'atome se comporte comme une bille classique dans un potentiel. L'adaptation de l'équation pilote à la limite semi-classique se fait à partir de la transformée de Wigner de cette équation. On substitue à la matrice densité la quantité $W(\vec{r}, \vec{p})$, appelée distribution de Wigner, qui s'apparente à une quasi-probabilité dans l'espace des phases (position, impulsion). Il est alors possible d'effectuer des approximations et des simplifications sur l'équation pilote transformée. On obtient ainsi des équations du mouvement classiques pour chacun des états internes de l'atome. Celles-ci permettent de simuler l'évolution d'une particule soumise à des forces réactives et dissipatives et à une diffusion en impulsion dans notre potentiel, à l'aide d'un programme du type Monte-Carlo.

Cette méthode permet de calculer des trajectoires atomiques dans un potentiel optique, la densité spatiale stationnaire atomique, la température cinétique des atomes ou des spectres pompe-sonde [7].

2. Méthodes quantiques

Malgré l'image intuitive apportée par la vision semi-classique, cette méthode a un domaine de validité limité. De plus d'autres approches apportent des informations complémentaires (ou supplémentaires). En particulier, bien que coûteuses en temps de calcul, les méthodes quantiques permettent de traiter les degrés de liberté interne et externe dans le même formalisme quantique.

a) Modèle des bandes

Ce modèle proposé par Yvan CASTIN et Jean DALIBARD en 1991 pour étudier les réseaux unidimensionnels [8,36] s'inspire de l'analogie existant entre le potentiel vu par des atomes dans des réseaux optiques et celui vu par des électrons dans un cristal. Cette analogie conduit à décrire les fonctions d'onde atomiques sous forme de fonctions de Bloch. Ce traitement aboutit notamment à l'existence de bandes énergétiques pour les atomes comme c'est le cas en physique des solides pour les électrons.

Pour trouver les populations dans les bandes et autres quantités intéressantes, il est possible d'effectuer une approximation supplémentaire (à savoir l'approximation séculaire) pour simplifier la résolution de l'équation du pompage optique. Celle-ci consiste à négliger le couplage entre cohérences et populations des différentes bandes. Elle correspond au cas où les fréquences de Bohr ω_{nm} (n et m désignant deux niveaux d'énergie du système) sont grandes devant les taux γ_{nm} caractérisant la relaxation du système. Formellement cela revient à effectuer un traitement perturbatif de la relaxation (deuxième terme de l'équation pilote) par rapport à la partie hamiltonienne (premier terme) de l'équation. On obtient dans le cadre de cette approximation des équations de taux sur les populations, et pour les cohérences, des équations dans lesquelles les cohérences correspondant à des fréquences de Bohr comparables ne sont couplées qu'entre elles.

Le couplage tunnel de site à site est faible.

Cette méthode fut utilisée dans notre groupe par Jean-Yves COURTOIS et Konstantinos PETSAS pour calculer les populations stationnaires dans les différents niveaux énergétiques, la température cinétique des atomes dans des réseaux ainsi que des spectres pompe-sonde théoriques [7][37].

b) Simulation Monte-Carlo quantique

Cette méthode est tout à fait générale et ne concerne pas seulement des atomes piégés dans des structures périodiques de potentiel. Elle consiste à remplacer la matrice densité atomique par un ensemble de fonctions d'ondes stochastiques. Elle fut initialement introduite par Jean DALIBARD *et al.* en 1992 dans le cadre général des problèmes dissipatifs en optique quantique [38]. Dans ce modèle, l'évolution temporelle des fonctions d'onde stochastiques est caractérisée par des intervalles

de dynamique purement hamiltonienne, régie par un hamiltonien effectif non hermitien, ces intervalles étant interrompus par des sauts quantiques aléatoires correspondant à l'effet de l'émission spontanée. Ensuite une moyenne est faite sur ces trajectoires quantiques.

Cette méthode peut donner accès à des grandeurs telles que la température ou le spectre de fluorescence pour des réseaux unidimensionnels [39]. Elle fut ensuite généralisée à trois dimensions [40] et même utilisée pour prédire des phénomènes de diffusion anormale et de vols de Lévy dans des réseaux optiques unidimensionnels [41].

IV. CONCLUSION

Nous avons décrit une configuration de faisceaux laser unidimensionnelle (lin ⊥ lin) puis tridimensionnelle (tétraèdre) qui possèdent la double particularité de *refroidir* et de *piéger* des atomes dans un *ensemble périodique de puits de potentiel.* Le mécanisme de refroidissement repose sur le mariage du pompage optique et des déplacements lumineux des niveaux magnétiques de l'atome, modulés par la polarisation du champ électromagnétique. Le nouvel état de la matière ainsi créé, totalement artificiel, peut être considéré comme un milieu modèle dans le domaine des atomes froids, puisque l'atome est dans un état interne relativement pur, un état externe quantifié, et de surcroît manipulable. En ajoutant un champ magnétique par exemple, il est possible d'accumuler une grande partie des atomes dans un état magnétique donné (paramagnétisme observé dans la référence [24]). L'intérêt porté à ce domaine de recherche se manifeste en particulier dans la multitude des techniques d'investigation élaborées par les différentes équipes travaillant dans le domaine, pour avoir accès à des informations plus précises ou nouvelles sur ce milieu "gazeux ordonné" (un peu trop d'ailleurs pour avoir encore le droit d'être appelé gazeux).

Le domaine des réseaux optiques possède de plus la particularité d'être à la frontière des atomes froids et de la physique du solide. Cette double connotation lui permet d'exploiter sa maniabilité d'atome froid pour étudier des phénomènes issus de la physique du solide. Les oscillations de BLOCH par exemple ont pu être mises en évidence dans un réseau optique unidimensionnel très désaccordé en 1996 par Maxime BEN DAHAN [42] ainsi que les échelles de WANNIER [43] alors qu'elles sont difficiles à déceler directement dans des cristaux réels. De même, il paraît possible de réaliser des quasi-cristaux optiques par un choix judicieux du nombre et de la direction des faisceaux utilisés [44] et d'explorer ce domaine en collaboration avec les physiciens du solide.

Références:

[1] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow, *Opt. Comm.* **13** (1975) 68

[2] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. D. Phillips, P. Gould and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett* **61** (1988) 169

[3] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989) 2023

[4] C. Cohen-Tannoudji, in *Fundamental systems in quantum optics (Les Houches, Session LIII, 1990)* edited by J. Dalibard, J. M. Raimond et J. Zinn Justin (North-Holland, Amsterdam, Elsevier Science Publishers B. V.)

[5] C. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys. Fr.* **7** (1962) 423

[6] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis and S. Chu, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989) 2058

[7] K.I. Petsas, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris (1996)

[8] Y. Castin and J. Dalibard, *Europhys. Lett.* **14** (1991) 761

[9] C. Mennerat-Robilliard, L. Guidoni, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **38** (6) (1997) 429

[10] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **46** (1992) 7060

[11] P. S. Jessen, C. Gerz, P. Lett, W. D. Phillips, and C. Westbrook, *Phys. Rev. Lett* **69** (1992) 49

[12] W.D. Phillips, in *Coherent and collective interactions of particles and radiation beams*, édité par A. Aspect, W. Barletta, R. Bonifacio, International school of physics "Enrico Fermi", CXXXI Course (ETS Editrice, Pise, 1996) p. 209

[13] A. Hemmerich, C. Zimmerman and T. W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **22** (1993) 89

[14] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett* **70** (1993) 2249

[15] P. Verkerk, D. R. Meacher, A. B. Coates, J.-Y. Courtois, S. Guibal, C. Salomon and G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **26** (1994) 171

[16] A. Kastberg, W. D. Phillips, S.L. Rolston, R.J.C. Spreeuw and P. S. Jessen, *Phys. Rev. Lett* **74** (1995) 1542

[17] C. Jurczak, B. Desruelle, K. Sengstock, J.-Y. Courtois, C.I. Westbrook and A. Aspect, *Phys. Rev. Lett* **77** (1996) 1727-1730

[18] B. Sheehy, S.Q. Shang, P. Van der Straaten, S. Hatamian and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett* **64** (1990) 858

[19] B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois, C. Salomon and G. Grynberg, *Europhys. Lett* **21** (1993) 13

[20] K. I. Petsas, A. B. Coates and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **50** (1994) 5173

[21] A. Hemmerich, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett* **70** (1993) 410

[22] J. Guo, P. R. Berman, B. Dubetsky and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **46** (1992) 1426; J.-Y. Courtois, G. Grynberg, B. Lounis and P. Verkerk, *Phys. Rev. Lett* **72** (1994) 3017

[23] D. R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf, C. Salomon and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **50** (1994) R1992

[24] D. R. Meacher, S. Guibal, C. Mennerat, J.-Y. Courtois, K. I. Petsas and G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett* **74** (1995) 1958

[25] T.W. Hodapp, C. Gerz, C. Furthlehner, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, J. Dalibard, *Appl. Phys.* **B 60** (1995) 135

[26] K.B. Davis *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **75** (1995) 3969; M.H. Anderson *et al.*, Science **269** (1995) 198

[27] G. Birkl, M. Gatzke, I.H. Deutsch, L.S. Rolston., W.D. Phillips, *Phys. Rev. Lett* **75** (1995) 2823

[28] L. Guidoni, C. Triché, P. Verkerk and G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett* **79** (1997) 3363

[29] M. Weidemüller, A. Hemmerich, A. Görlitz, T. Esslinger, T.W. Hänsch., *Phys. Rev. Lett* **75** (1995) 4583

[30] S. Guibal, C. Robilliard, D. Larousserie, C. Triché, J.-Y. Courtois and G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett* **78** (1997) 4709

[31] N. Kukhtarev *et al.*, *Ferroelectronics* **22** (1979) 949 ; *ibid.* **22** (1979) 961

[32] J.-Y. Courtois, S. Guibal, D.R. Meacher, P. Verkerk and G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett* **77** (1996) 40

[33] J.-Y. Courtois, in *Coherent and collective interactions of particles and radiation beams*, édité par A. Aspect, W. Barletta, R. Bonifacio, International school of physics "Enrico Fermi", CXXXI Course (ETS Editrice, Pise, 1996) p. 341

[34] C.I. Westbrook, R.N. Watts, C.E. Tanner, S.L. Rolston, W.D. Phillips and P.D. Lett, *Phys. Rev. Lett* **65** (1990) 33

[35] C. Jurczak, K. Sengstock, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook and A. Aspect, *Opt. Comm.* **115** (1995) 480

[36] Y. Castin, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris (1992)

[37] J.-Y. Courtois, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau (1992)

[38] J. Dalibard, Y. Castin and K. Molmer *Phys. Rev. Lett* **68** (1992) 580

[39] P. Marte, R. Dum, R. Taïeb, P.D. Lett, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett* **71** (1993) 1335; R. Taïeb, P. Marte, R. Dum, and P. Zoller, *Phys. Rev. A* **47** (1993) 4986

[40] Y. Castin and K. Molmer, *Phys. Rev. Lett* **74** (1995) 3772

[41] S. Marksteiner, K. Ellinger, and P. Zoller, *Phys. Rev. A* **53** (1996) 3409

[42] M. Ben Dahan, E. Peik, J. Reichel, Y. Castin, C. Salomon, *Phys. Rev. Lett* **76** (1996) 4508

[43] S.R. Wilkinson, C.F. Bharucha, K.W. Madison, Q. Niu, M.G. Raizen, *Phys. Rev. Lett* **76** (1996) 4512

[44] L. Guidoni, C. Triché, P. Verkerk and G. Grynberg, *O.S.A. Trends in Optics and Photonics : Ultracold Atoms and Bose-Einstein Condensation*, edited by K. Burnett, **7** (1996) 77

CHAPITRE 2

Mélasses et réseaux gris

I. NOTION D'ÉTAT NOIR ET D'ÉTAT NON COUPLÉ **67**

A. TRANSITION 1 → 1. CAS GÉNÉRAL **67**
1. État non-couplé *67*
2. État noir 69
B. CONFIGURATION σ^+ - σ^-; REFROIDISSEMENT VSCPT **70**
1. Configuration des faisceaux. Expression de l'état noir *71*
2. Mécanisme de refroidissement VSCPT *72*
C. CONFIGURATION LIN θ LIN (VSCPT ET SISYPHE BLEU) **73**
1. Configuration des faisceaux et état noir *73*
2. Refroidissement Sisyphe *75*
D. CONFIGURATION LIN ⊥ LIN À QUATRE FAISCEAUX **77**
E. AUTRES TRANSITIONS: **77**
1. Transitions $J_g=J \rightarrow J_e=J$ ($J>1$) *77*
2. Transitions $J_g=J \rightarrow J_e=J-1$ ($J>1$); la transition $3 \rightarrow 2$ *78*

II. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES D'ÉTUDE DES MÉLASSES ET RÉSEAUX GRIS **79**

A. ATOME ET TRANSITION **79**
B. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL **81**
1. Source de Césium *81*
2. Sources laser *82*
3. Configuration de faisceaux et cycle de travail *87*
4. Champs magnétiques *88*
C. TECHNIQUE DE MESURE DE TEMPÉRATURE : LE TEMPS DE VOL **89**
1. Principe de la méthode *90*
2. Limitations de cette méthode *90*
3. Le double temps de vol *91*
4. Mise en oeuvre expérimentale *92*
5. Autres précautions expérimentales *93*
D. MONTAGE EXPÉRIMENTAL POUR LA SPECTROSCOPIE DE TRANSMISSION **94**

III. MÉLASSES GRISES 94

A. POTENTIEL OPTIQUE ET MÉCANISME DE REFROIDISSEMENT SISYPHE 95
1. Etude quantitative du refroidissement unidimensionnel par le modèle des bandes 95
2. Etude qualitative du refroidissement 96
B. EFFICACITÉ DU REFROIDISSEMENT ET DE LA CAPTURE 101
1. Résultats expérimentaux sur la température 101
2. Résultats expérimentaux sur le nombre d'atomes 109
3. Comparaison avec les réseaux brillants 112
C. SPECTROSCOPIE POMPE-SONDE 113
1. Règle de sélection : cas particulier des mélasses grises 113
2. Spectre expérimental 114

IV. RÉSEAU GRIS. UN RÉSEAU DE PLOTS 115

A. RÉALISATION D'UN RÉSEAU GRIS À L'AIDE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE 116
1. La situation unidimensionnelle : un réseau de puits 116
2. Potentiels dans une configuration bi ou tridimensionnelle 117
B. MÉCANISME DE REFROIDISSEMENT DANS LES RÉSEAUX DE PLOTS 119
C. TEMPÉRATURE DANS LES RÉSEAUX GRIS 122
1. Prédictions théoriques 123
2. Variation avec l'intensité 125
3. Variation avec le champ magnétique 126
4. Variation avec le désaccord 126
5. Conclusion 127
D. SPECTROSCOPIE - LES RÉSONANCES FLIPPER 128
1. Les résultats expérimentaux 128
2. Les simulations théoriques 130
3. Interprétation : l'effet Flipper 132
4. Excitation d'une résonance flipper en spectroscopie pompe-sonde 134
5. Conclusion 137
E. COMPARAISON AVEC LA PHYSIQUE DU SOLIDE ET PERSPECTIVES 137
1. Introduction 137
2. Trajectoires commensurables avec la périodicité du réseau 138
3. Réseaux carrés et réseaux hexagonaux 139
4. Quantification du flux magnétique 140
5. Perspectives dans les réseaux atomiques 141

V. RÉGIME DE CHAMP MAGNÉTIQUE INTERMÉDIAIRE 143

A. VARIATION DE LA TEMPÉRATURE AVEC LE CHAMP MAGNÉTIQUE 143
B. DISTRIBUTION DE VITESSE EN RÉGIME DE CHAMP INTERMÉDIAIRE. GROUPEMENT EN ÉTOILE DES VITESSES ATOMIQUES 146
1. Signaux de temps de vol 146
2. Refroidissement Sisyphe et redistribution de photons 147
3. Généralisation à des situations bi et tridimensionnelles 148
4. Application au réseau standard 3D lin ⊥ lin 152
5. Cas du réseau 3D non standard 153
6. Conclusion 155
C. TRANSITIONS RAMAN ENTRE NAPPES DE POTENTIEL DIFFÉRENTES 156
1. Généralités 156
2. Résonances dans le réseau 3D lin ⊥ lin standard 157
3. Résonance dans le réseau 3D non standard 158

Chapitre 2

MÉLASSES ET RÉSEAUX GRIS

L'étude des réseaux dits "brillants" entamée au chapitre 1 a montré que les atomes sont localisés en des endroits où leur interaction avec la lumière est maximale. En conséquence, les atomes diffusent en permanence des photons, ce qui accroît l'interaction entre atomes et provoque un accroissement de leur énergie cinétique[1]. Ces deux phénomènes conduisent à une limitation de la température minimale obtenue (puisque le recul d'un seul photon sera en tout état de cause la limite ultime) et de la densité atteinte, à cause des interactions entre atomes. En effet, la coexistence de deux atomes dans un même puits de potentiel, tout comme la définition d'un puits de potentiel lorsque l'interaction dipôle-dipôle devient trop grande, constitue un problème.

Une cause essentielle aux problèmes de chauffage et de limitation de densité est donc l'effet néfaste du fort couplage à la lumière des atomes localisés et en particulier l'émission spontanée. Néanmoins, n'oublions pas que c'est grâce à l'émission spontanée que l'atome est ralenti et piégé dans le refroidissement Sisyphe. Ainsi on ne peut pas éliminer totalement l'émission spontanée du système sans ajouter un autre processus de refroidissement. Plusieurs solutions pour limiter l'effet néfaste de l'émission spontanée sont en fait envisageables.

La première solution consiste à augmenter énormément le désaccord à résonance des faisceaux utilisés [1]. Cette technique, très utilisée actuellement pour étudier des effets spécifiquement quantiques sur les états atomiques externes [2], nécessite néanmoins un refroidissement préalable des atomes servant à remplir le réseau optique. En effet, ce réseau très désaccordé ne refroidit pas (ou refroidit beaucoup trop lentement) et sert seulement de piège. Notons qu'il faut alors travailler avec des faisceaux très intenses pour avoir des profondeurs de puits encore raisonnables pour piéger des atomes.

Une autre solution consiste à utiliser des états noirs de la matière [3]. Un atome dans un tel état n'interagissant plus avec la lumière, n'émet plus de photons spontanés. L'idée est donc de trouver un mécanisme de refroidissement qui conduise à un piégeage des atomes dans un tel état. C'est cette dernière technique qui est utilisée dans le cas de mélasses et de réseaux gris. Dans le cas

[1] L'absorption par un atome d'un photon diffusé par un autre crée une interaction répulsive. Par ailleurs, l'interaction dipôle-dipôle est d'autant plus grande que le couplage avec le niveau excité est important.

de mélasses grises, les atomes sont dans un état pour lequel l'interaction avec la lumière est nulle et par conséquent leur déplacement lumineux est nul. Ils évoluent donc principalement sur un *potentiel adiabatique plat*. Dans ce cas, il n'y a pas de localisation possible des atomes. Pour moduler le potentiel et donner naissance à un réseau gris, nous rajoutons un champ magnétique statique comme suggéré par Gilbert GRYNBERG et Jean-Yves COURTOIS en 1994 [4]. Ce chapitre s'attache à l'étude expérimentale de ces deux types de structures : mélasses grises et réseaux gris.

Dans ce chapitre nous reviendrons dans un premier temps sur la notion d'état non-couplé à la lumière (**I**). Nous verrons en particulier que ces états existent pour toute transition $J \rightarrow J$ (avec J entier) et $J \rightarrow J-1$ (avec $J \geq 1$). Nous présenterons quelques configurations simples de faisceaux lumineux pour lesquelles ces états ont une expression simple pour la transition $1 \rightarrow 1$ (**I.A**). Nous commencerons par le piégeage cohérent de population sélectif en vitesse (VSCPT en anglais) dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, qui fut historiquement la première à utiliser cette notion d'état noir [5] pour le refroidissement d'atomes (**I.B**). Nous exposerons ensuite brièvement les caractéristiques du refroidissement dans le cas de la configuration lin θ lin (**I.C**) en montrant en particulier que dans ce cas, nous avons aussi un refroidissement Sisyphe mais d'un type nouveau. Nous adapterons ensuite ces notions au cas particulier de la configuration tridimensionnelle utilisée de manière courante dans notre équipe, à savoir la configuration tétraédrique décrite au chapitre 1 (**I.D**). Cette partie se terminera enfin en évoquant le cas des transitions autres que $1 \rightarrow 1$ (**I.E**).

Nous exposerons ensuite, dans une deuxième partie, comment nous avons réalisé expérimentalement des mélasses grises (gris voulant dire ici presque noir). Nous donnerons la transition atomique choisie pour étudier ces mélasses grises (**II.A**) et nous décrirons le dispositif expérimental utilisé (**II.B**). Nous insistons plus particulièrement sur la technique de mesure de température utilisée (**II.C**) et le montage de spectroscopie pompe-sonde (**II.D**).

Nous parlerons dans une troisième partie (**III.A**) des résultats expérimentaux obtenus dans les mélasses grises, qu'il s'agisse de l'efficacité du refroidissement ou de capture (**III.B**) ou des spectres pompe-sonde révèlant l'accumulation des atomes dans les états non-couplés (**III.C**).

Une étude similaire sera effectuée dans la quatrième partie de ce chapitre pour le cas des réseaux gris obtenus à partir des mélasses grises en ajoutant un champ magnétique statique fort (**IV**). Après avoir exposé les différents types de potentiels que l'on peut obtenir en ajoutant un champ magnétique (**IV.A**), nous décrirons le mécanisme de refroidissement mis en jeu dans des structures de potentiel de type "plot" (**IV.B**). Nous verrons que ces structures refroidissent encore de manière efficace, malgré la présence d'un champ magnétique (**IV.C**), et que le mouvement de l'atome est totalement différent de celui dans un potentiel de réseau brillant classique. En particulier, l'atome n'oscille pas dans un puits de potentiel mais peut se déplacer le long de lignes attractives en rebondissant sur les plots avoisinants (effet flipper) (**IV.D**). Nous comparerons enfin ces résultats et

les évolutions envisageables avec les possibilités offertes en physique du solide dans ce type de structures (**IV.E**).

Enfin, nous verrons la transition des mélasses aux réseaux gris pour des champs magnétiques de valeur intermédiaire (**V**). Après avoir montré la variation de la température avec le champ magnétique (du régime de champ faible au régime de champ fort) (**V.A**), nous verrons que les signaux de temps de vol nous révèlent un groupement d'atomes autour de plusieurs valeurs particulières de la vitesse formant une "étoile" dans l'espace des vitesses (**V.B**) et que les signaux spectroscopiques sont riches de résonances (**V.C**).

Dans tout ce chapitre, nous reprendrons les notations utilisées dans le chapitre 1.

I. NOTION D'ÉTAT NOIR ET D'ÉTAT NON COUPLÉ

Considérons une transition $J_g=J \rightarrow J_e=J$ (J entier) et un champ lumineux $\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}})$ quasi-résonnant avec cette transition. Nous choisissons l'axe de quantification parallèle à Oz. Lorsque la lumière est polarisée circulairement σ^+, il paraît clair que l'état Zeeman $m_g=+J$ n'est pas couplé à la lumière puisque l'état excité $m_e=J+1$ n'existe pas. De même lorsque la polarisation de la lumière est σ^-, l'état $m_g=-J$ n'est pas couplé à la lumière. On peut montrer [3] en fait, que pour n'importe quelle polarisation de la lumière, il existe un état atomique non-couplé à la lumière. Nous allons expliciter cet état dans le cas simple $J = 1$.

A. Transition 1 → 1. Cas général

1. État non-couplé

Plaçons-nous donc pour commencer dans le cas plus simple de la transition $J_g=1 \rightarrow J_e=1$. Le champ électrique s'écrit de manière générale :

$$\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}}) = \tfrac{1}{2}\left(\vec{\mathbf{E}}^+(\vec{\mathbf{r}})e^{-i\omega t} + \vec{\mathbf{E}}^-(\vec{\mathbf{r}})e^{i\omega t}\right)$$

La composante de fréquence positive complexe $\vec{\mathbf{E}}^+(\vec{\mathbf{r}})$ peut toujours s'écrire:

$$\vec{\mathbf{E}}^+(\vec{\mathbf{r}}) = E_+(\vec{\mathbf{r}})\vec{\mathbf{e}}_+ + E_z(\vec{\mathbf{r}})\vec{\mathbf{e}}_z + E_-(\vec{\mathbf{r}})\vec{\mathbf{e}}_-$$

où $\vec{\mathbf{e}}_+$, $\vec{\mathbf{e}}_-$, $\vec{\mathbf{e}}_z$ sont définis par rapport à l'axe de quantification Oz.

Considérons l'état atomique suivant :

$$|\Phi(\vec{r})\rangle = \alpha(\vec{r})\left[E_+(\vec{r})|m_g=+1\rangle + E_z(\vec{r})|m_g=0\rangle + E_-(\vec{r})|m_g=-1\rangle\right] \qquad \text{(I-1)}$$

(α est ici un facteur de normalisation de la fonction d'onde au point $\vec{r}$))

L'action du hamiltonien d'interaction entre atome et champ $H_I = -\frac{1}{2}(\vec{D}^+.\vec{E}^+(\vec{r})e^{-i\omega t} + \vec{D}^-.\vec{E}^-(\vec{r})e^{i\omega t})$ sur l'état $|\Phi(\vec{r})\rangle$ se réduit au seul terme : $-\frac{1}{2}(\vec{D}^+.\vec{E}^+(\vec{r})e^{-i\omega t})|\Phi(\vec{r})\rangle$.

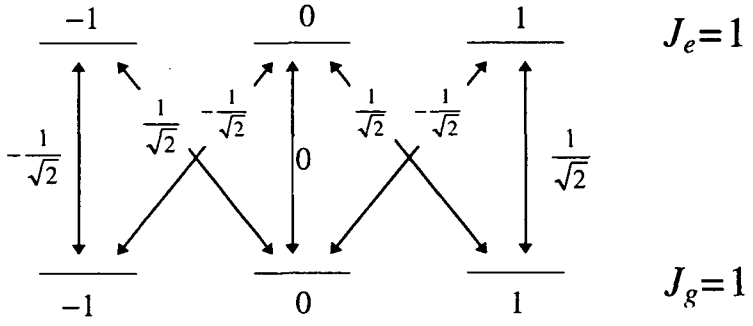


Figure 1 : *Coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition J_g=1 → J_e=1.*

En calculant ce terme à l'aide des coefficients de Clebsch-Gordan associés à la transition J_g=1 → J_e=1 (voir Figure 1) on obtient pour le couplage :

$$-\frac{1}{2}(\vec{D}^+.\vec{E}^+(\vec{r})e^{-i\omega t})|\Phi(\vec{r})\rangle = -D\alpha(\vec{r})e^{-i\omega t}/2\sqrt{2}\begin{bmatrix} E_z(\vec{r})E_+(\vec{r})|m_e=+1\rangle + E_-(\vec{r})E_+(\vec{r})|m_e=0\rangle \\ -E_+(\vec{r})E_z(\vec{r})|m_e=+1\rangle + E_-(\vec{r})E_z(\vec{r})|m_e=-1\rangle \\ -E_+(\vec{r})E_-(\vec{r})|m_e=0\rangle - E_z(\vec{r})E_-(\vec{r})|m_e=-1\rangle \end{bmatrix} = 0 \qquad \text{(I-2)}$$

(D désigne l'élément de matrice réduit du dipole atomique associé à la transition 3 → 2. Plus précisément, on a la relation suivante pour D (voir chapitre 1) : $D = \frac{\langle J_e \| \vec{D}^+ \| J_g \rangle}{\sqrt{2J_e+1}}$ qui dépend donc en toute rigueur de la transition choisie[2]).

La nullité du terme couplant $|\Phi(\vec{r})\rangle$ à tout état du niveau excité montre que l'état $|\Phi(\vec{r})\rangle$ est un état *non couplé* à la lumière. Ceci signifie en particulier que cet état ne subit pas de déplacement lumineux. Il est possible d'interpréter ce résultat en disant que les amplitudes de transition vers les états excités interfèrent destructivement. En conclusion, dans le cas d'une transition J_g=1 → J_e=1,

[2] En fait la valeur de D trouvée pour la transition 4 → 5 (utilisée pour étudier les réseaux brillants) et la transition 3 → 2 (utilisée pour étudier les mélasses et réseaux gris) est la même, car ce sont toutes deux des transitions fermées.

une des trois valeurs propres de l'opérateur "déplacement lumineux" est nulle, l'état propre correspondant étant l'état non couplé. Les deux autres valeurs propres diffèrent généralement de 0 et sont associées aux états couplés.

2. État noir

Prenons en compte maintenant non seulement l'état interne, mais aussi les degrés de liberté externes de l'atome, pour lesquels une description quantique est également adoptée. Il faut rajouter dans l'expression du hamiltonien, l'opérateur énergie cinétique $\frac{\hat{P}^2}{2M}$.

- L'état $|\Phi(\vec{\mathbf{r}})\rangle$ (pour lequel la position est maintenant une observable) introduit dans l'équation (I-1) peut s'écrire comme une superposition de fonctions d'onde $|\Phi^{\vec{\mathbf{p}}}(\vec{\mathbf{r}})\rangle$ paramétrées par l'impulsion $\vec{\mathbf{p}}$ (de module p):

$$|\Phi^{\vec{\mathbf{p}}}(\vec{\mathbf{r}})\rangle = \alpha\, e^{i\vec{\mathbf{p}}.\vec{\mathbf{r}}/\hbar}\left[E_+(\vec{\mathbf{r}})|m_g=+1\rangle + E_z(\vec{\mathbf{r}})|m_g=0\rangle + E_-(\vec{\mathbf{r}})|m_g=-1\rangle\right] \qquad \text{(I-3)}$$

(c'est-à-dire que $\alpha(\vec{\mathbf{r}})$ peut s'exprimer comme superposition d'ondes planes $e^{i\vec{\mathbf{p}}.\vec{\mathbf{r}}/\hbar}$)

- D'autre part le champ total résultant de la superposition d'ondes planes progressives de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}_j$ (de même module k), de vecteur polarisation $\vec{\mathbf{e}}_j$ et de même amplitude E_0, la composante de fréquence positive $\vec{\mathbf{E}}^+(\vec{\mathbf{r}})$ peut s'écrire :

$$\vec{\mathbf{E}}^+(\vec{\mathbf{r}}) = E_0 \sum_j e^{i\vec{\mathbf{k}}_j.\vec{\mathbf{r}}}\vec{\mathbf{e}}_j \qquad \text{(I-4)}$$

ce qui donne pour les composantes E_+, E_- et E_z (le long des vecteurs polarisation $\vec{\mathbf{e}}_+, \vec{\mathbf{e}}_-$ et $\vec{\mathbf{e}}_z$) :

$$E_{+,-,z}(\vec{\mathbf{r}}) = E_0 \sum_j \alpha_{+,-,z;j}\, e^{i\vec{\mathbf{k}}_j.\vec{\mathbf{r}}} \qquad \text{(I-5)}$$

En remplaçant (I-5) dans (I-3) on obtient pour $|\Phi^{\vec{\mathbf{p}}}(\vec{\mathbf{r}})\rangle$ (en redéfinissant α):

$$|\Phi^{\vec{\mathbf{p}}}(\vec{\mathbf{r}})\rangle = \alpha e^{i\vec{\mathbf{p}}.\vec{\mathbf{r}}/\hbar}\left[\sum_j \alpha_{+;j} e^{i\vec{\mathbf{k}}_j.\vec{\mathbf{r}}}|m_g=+1\rangle + \sum_j \alpha_{z;j} e^{i\vec{\mathbf{k}}_j.\vec{\mathbf{r}}}|m_g=0\rangle + \sum_j \alpha_{-;j} e^{i\vec{\mathbf{k}}_j.\vec{\mathbf{r}}}|m_g=-1\rangle\right] \text{(I-6)}$$

- Finalement l'action de l'opérateur énergie cinétique sur $\left|\Phi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle$ donne :

$$\frac{\hat{P}^2}{2M}\left|\Phi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle=\frac{p^2}{2M}\left|\Phi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle+\frac{\hbar^2k^2}{2M}\left|\Phi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle+$$
$$+\alpha e^{i\vec{p}.\vec{r}/\hbar}\,\frac{\vec{p}}{M}.\left[\sum_j \hbar\vec{k}_j\alpha_{+;j}e^{i\vec{k}_j.\vec{r}}\left|m_g=+1\right\rangle+\sum_j \hbar\vec{k}_j\alpha_{z;j}e^{i\vec{k}_j.\vec{r}}\left|m_g=0\right\rangle+\sum_j \hbar\vec{k}_j\alpha_{-;j}e^{i\vec{k}_j.\vec{r}}\left|m_g=-1\right\rangle\right] \tag{I-7}$$

Cette expression peut s'écrire de manière plus condensée :

$$\frac{\hat{P}^2}{2M}\left|\Phi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle=\frac{p^2}{2M}\left|\Phi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle+\frac{\hbar^2k^2}{2M}\left|\Phi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle+\frac{p\hbar k}{M}\left|\Psi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle. \tag{I-8}$$

(dans cette expression, l'état $\left|\Psi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle$ est un état couplé à la lumière)

Nous voyons de manière immédiate, d'après l'expression (I-8), que l'état $\left|\Phi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle$ est un état propre de l'hamiltonien total à la seule condition que $p = 0$. L'état $\left|\Phi^{\vec{p}=\vec{0}}(\vec{r})\right\rangle$ est alors un état propre de l'opérateur énergie cinétique (associé à la valeur propre $\hbar^2k^2/2M$) et de l'énergie potentielle (avec la valeur propre 0). Cet état est un état stationnaire qui n'est pas couplé au champ laser et donc pas aux autres états atomiques internes non plus. De plus, il n'est pas couplé aux autres états atomiques externes. Un tel état est appelé *état noir*.

Dans le cas où $p \neq 0$, cet état est couplé par l'opérateur $\frac{\hat{P}^2}{2M}$ à l'état $\left|\Psi^{\vec{p}}(\vec{r})\right\rangle$ tout en restant non couplé vis à vis des états internes. Il ne s'agit pas d'un état stationnaire. En particulier, il acquiert une durée de vie finie.

Dans toute la suite nous adopterons la notation Ψ_{NC} pour les états non couplés au rayonnement, Ψ_C pour les états couplés et Ψ^D pour les états noirs.

B. Configuration σ^+ - σ^-; Refroidissement VSCPT

La configuration unidimensionnelle la plus simple pour comprendre le mécanisme de refroidissement spécifique à la transition $J_g=1 \rightarrow J_e=1$ est la configuration σ^+ - σ^-. Elle fut utilisée

expérimentalement [5] et étudiée théoriquement [6] de manière extensive car elle donne des résultats relativement simples à interpréter. Dans cette configuration, le refroidissement a pour origine un piégeage des atomes autour de la vitesse $v = 0$ avec recyclage des atomes ayant une vitesse différente de $v = 0$. Il s'agit donc de mécanismes physiques différents d'une simple force de friction. Nous allons exprimer l'état noir dans ce cas et décrire brièvement le principe du mécanisme de refroidissement.

1. Configuration des faisceaux. Expression de l'état noir

Cette configuration est composée de deux faisceaux se propageant en sens opposé le long d'un axe Oz et de polarisations circulaires opposées σ^+ et σ^- (voir Figure 2). Nous considérons donc ici un problème unidimensionnel suivant l'axe Oz.

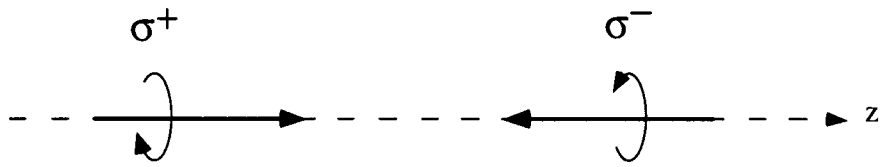


Figure 2 : *Configuration des faisceaux dans le schéma habituel du refroidissement VSCPT unidimensionnel.*

Le champ électrique s'écrit pour un certain choix des phases entre les faisceaux :

$$\vec{\mathbf{E}}^{+}(z) = E_0\left(e^{ikz}\vec{\mathbf{e}}_{+} + e^{-ikz}\vec{\mathbf{e}}_{-}\right) \tag{I-9}$$

Dans ce cas, l'état non couplé calculé ci-dessus prend la forme suivante (en représentation position):

$$\left|\Psi_{NC}{}^{p_z}(z)\right\rangle = \tfrac{1}{\sqrt{2}} e^{ip_z z/\hbar}\left[e^{ikz}\left|m_g = +1\right\rangle + e^{-ikz}\left|m_g = -1\right\rangle\right] \tag{I-10}$$

ou de manière équivalente en représentation impulsion :

$$\left|\Psi_{NC}{}^{p_z}\right\rangle = \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|m_g = +1;\, p_z + \hbar k\right\rangle + \left|m_g = -1;\, p_z - \hbar k\right\rangle\right] \tag{I-11}$$

En prenant $p_z = 0$ on obtient l'expression particulièrement simple de l'état noir :

$$\left|\Psi^D\right\rangle = \left|\Psi_{NC}{}^0\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|m_g = +1; +\hbar k\right\rangle + \left|m_g = -1; -\hbar k\right\rangle\right] \qquad \text{(I-12)}$$

Cet état noir est donc la superposition de deux états qui diffèrent non seulement par leur état interne mais aussi par leur impulsion : $+\hbar k$ pour $|m_g{=}+1\rangle$ et $-\hbar k$ pour $|m_g{=}-1\rangle$.

2. Mécanisme de refroidissement VSCPT

Nous avons vu dans le paragraphe I.A. que l'état noir est un état propre du hamiltonien total. Un atome dans un tel état y reste indéfiniment. Lorsque l'impulsion p_z s'éloigne de la valeur nulle, la probabilité de départ d'un état $\left|\Psi_{NC}{}^{p_z}\right\rangle$ augmente parce qu'alors l'atome est couplé par l'opérateur énergie cinétique aux autres états. Ce couplage motionnel est représenté par le dernier terme de l'équation (I-8).

Dans le cas de la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, l'état couplé $\left|\Psi_C{}^{p_z}\right\rangle$ superposition linéaire de $|m_g{=}+1\rangle$ et $|m_g{=}-1\rangle$ pour la valeur p_z s'écrit :

$$\left|\Psi_C{}^{p_z}\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\left|m_g = +1; p_z + \hbar k\right\rangle - \left|m_g = -1; p_z - \hbar k\right\rangle\right] \qquad \text{(I-13)}$$

Cet état couplé subit des cycles d'absorption-émission spontanée qui peuvent le faire aboutir dans un état $\left|\Psi_{NC}{}^{p'_z}\right\rangle$. Cet état n'est pas stationnaire si $p'_z \neq 0$ de sorte que p'_z effectue une marche au hasard à cause de la modification aléatoire d'impulsion à chaque émission spontanée, jusqu'au moment où p'_z atteint la valeur $p'_z = 0$ pour laquelle l'atome est dans l'état noir. Ainsi deux mécanismes oeuvrent pour la réussite du refroidissement :

- une sélection en vitesse des atomes autour de $v_z = 0$, qui sont piégés dans un état "intouchable" (d'où le nom : Velocity Selective Coherent Population Trapping et l'acronyme généralement utilisé VSCPT; la version française est : Piégeage Cohérent de Population Sélectif en Vitesse)
- un recyclage des atomes de vitesse non nulle, par le biais du pompage optique dans l'espace des impulsions.

Dans ce processus, le temps d'interaction avec les faisceaux joue un rôle crucial. C'est lui qui détermine la largeur de la distribution en impulsion des atomes piégés. En effet, pour qu'un atome reste dans un état piégé pendant tout le temps d'interaction avec la lumière, il faut que sa durée de vie, liée au couplage motionnel avec les états couplés soit supérieure au temps d'interaction. Or cette durée de vie varie en $1/p_z^2$ ce qui donne une limite supérieure à l'impulsion des atomes piégés. Il paraît important donc d'avoir des temps d'interaction longs, pour avoir une distribution en impulsion fine. Notons toutefois que la distribution en impulsion n'est pas centrée autour de la valeur 0 mais se compose de deux pics centrés en $-\hbar k$ et $+\hbar k$ comme cela est visible sur l'expression (I-12) de l'état noir. En pratique le temps d'interaction est limité par la gravité ou par la fuite des atomes dans les directions non refroidies.

Notons que ce processus de refroidissement VSCPT existe sur la transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 1$ pour toute configuration laser[3] et pas seulement dans ce cas simple $\sigma^+ - \sigma^-$ [7] puisqu'il existe toujours un état noir et des états couplés.

Notons enfin que pour la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$, l'intensité lumineuse totale et donc le déplacement lumineux de l'état couplé, sont constants et ne dépendent donc pas de la position.

C. Configuration lin θ lin (VSCPT et Sisyphe bleu)

Lorsque l'on essaie de généraliser le mécanisme décrit ci-dessus à plus d'une dimension, on se heurte au problème du temps d'interaction nécessaire pour que le mécanisme soit efficace. En effet, la chance que la marche au hasard dans l'espace des impulsions nous amène près de $\vec{\mathbf{p}} = 0$ diminue considérablement lorsque l'on augmente la dimension du problème (de une dimension à trois dimensions). Il paraît donc intéressant "d'aider" l'atome à trouver l'impulsion nulle. Pour cela l'idée a germé qu'il fallait refaire travailler Sisyphe et l'adapter à ce nouvel environnement. Cette partie décrit une configuration modèle permettant de concilier refroidissement VSCPT et prérefroidissement Sisyphe [8,9].

1. Configuration des faisceaux et état noir

Considérons maintenant deux ondes de même amplitude réelle E_0, même vecteur d'onde k, se propageant en sens opposé le long de l'axe Oz et ayant des polarisations linéaires $\vec{\mathbf{e}}_1$ et $\vec{\mathbf{e}}_2$, faisant des angles $+\theta/2$ et $-\theta/2$ respectivement avec l'axe Oy (voir Figure 3).

[3] Il existe en fait pour d'autres systèmes en Λ que l'on trouve en particulier dans les transitions $1 \rightarrow 0$ ou $2 \rightarrow 1$ pour certains choix de polarisations.

Le champ laser s'écrit dans ce cas :

$$\vec{\mathbf{E}}^{+}(z) = E_0\sqrt{2}\left[\cos(kz+\tfrac{\theta}{2})\vec{\mathbf{e}}_{+} + \cos(kz-\tfrac{\theta}{2})\vec{\mathbf{e}}_{-}\right] \qquad \text{(I-14)}$$

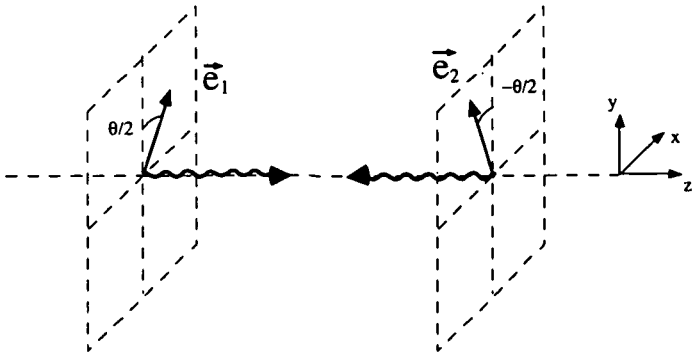


Figure 3 : *Configuration unidimensionnelle de faisceaux adaptée à un piégeage VSCPT et un refroidissement Sisyphe simultanés.*

A partir de l'expression du champ (I-14) nous pouvons déduire immédiatement l'expression des états non couplé et couplé dans un traitement semi-classique (normalisés au point z):

$$\left|\Psi_{NC}(z)\right\rangle = \tfrac{1}{\sqrt{D(z)}}\left[\cos(kz+\tfrac{\theta}{2})\left|m_g=+1\right\rangle + \cos(kz-\tfrac{\theta}{2})\left|m_g=-1\right\rangle\right] \qquad \text{(I-15)}$$

$$\left|\Psi_{C}(z)\right\rangle = \tfrac{1}{\sqrt{D(z)}}\left[\cos(kz-\tfrac{\theta}{2})\left|m_g=+1\right\rangle - \cos(kz+\tfrac{\theta}{2})\left|m_g=-1\right\rangle\right] \qquad \text{(I-16)}$$

où $D(z) = \cos^2(kz+\frac{\theta}{2}) + \cos^2(kz-\frac{\theta}{2}) = 1+\cos\theta\cos 2kz$ représente la variation spatiale de l'intensité totale. Nous voyons ici que l'intensité est modulée pour tout $\theta \neq \pi/2$ (valeur qui correspond à la situation lin ⊥ lin).

En traitant la position et l'impulsion comme des observables, en développant les cos et en renormalisant la fonction d'onde, on obtient comme expression pour l'état noir dans cette configuration :

$$\left|\Psi^{D}\right\rangle = \tfrac{1}{2}\left[e^{i\frac{\theta}{2}}\left|m_g=+1;+\hbar k\right\rangle + e^{-i\frac{\theta}{2}}\left|m_g=+1;-\hbar k\right\rangle + e^{i\frac{\theta}{2}}\left|m_g=-1;-\hbar k\right\rangle + e^{-i\frac{\theta}{2}}\left|m_g=-1;+\hbar k\right\rangle\right] \qquad \text{(I-17)}$$

Déplacements lumineux et largeurs radiatives:

Nous introduisons la fréquence de Rabi associée à l'amplitude E_0 du champ : $\Omega = DE_0/\hbar$.

Le niveau non couplé n'est pas déplacé en énergie par le champ laser et a une largeur radiative nulle.

En revanche l'état couplé acquiert un déplacement lumineux $\hbar\Delta'_c$ et une largeur radiative Γ'_c donnés par (voir [8]):

$$\Delta'_c = \Delta' D(z) \qquad \Gamma'_c = \Gamma' D(z) \qquad \text{(I-18)}$$

$$\text{avec} \quad \Delta' = \Delta \frac{\Omega^2/4}{\Delta^2 + \Gamma^2/4} \qquad \Gamma' = \Gamma \frac{\Omega^2/4}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}$$

D'après ces formules, le déplacement lumineux du niveau couplé est modulé spatialement (par l'intermédiaire de $D(z)$). Cette caractéristique permet à l'atome de subir un refroidissement Sisyphe comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

2. Refroidissement Sisyphe

Pour comprendre et évaluer la force de friction apparaissant dans la configuration de faisceaux de la Figure 3, il est commode d'utiliser une approche semi-classique. Les variables externes position et impulsion sont considérées dans ce paragraphe comme classiques.

L'état non couplé n'absorbant pas de lumière est évidemment le plus peuplé. Considérons un atome initialement dans l'état non couplé : son énergie potentielle est nulle et indépendante de z. Sa fonction d'onde adiabatique est $|\Psi_{NC}(z)\rangle$. Supposons que cet atome soit animé d'une vitesse v.

Les fonctions d'onde adiabatiques $|\Psi_C(z)\rangle$ et $|\Psi_{NC}(z)\rangle$ dépendant de z, il y a pour un atome en mouvement ($z = vt$) des couplages "non-adiabatiques" entre $|\Psi_{NC}(z)\rangle$ et $|\Psi_C(z)\rangle$ proportionnels à :

$$\left\langle \Psi_C(z) \middle| \left(\frac{d}{dt} |\Psi_{NC}(z)\rangle \right) \right\rangle = v \left\langle \Psi_C(z) \middle| \left(\frac{d}{dz} |\Psi_{NC}(z)\rangle \right) \right\rangle \qquad \text{(I-19)}$$

soit en utilisant la relation $\frac{d}{dz}|\Psi_{NC}(z)\rangle = -\frac{k \sin\theta}{D(z)}|\Psi_C(z)\rangle$ déduite de (I-16), il vient :

$$\left\langle \Psi_C(z) \middle| \left(\frac{d}{dt} |\Psi_{NC}(z)\rangle \right) \right\rangle = -\frac{kv \sin\theta}{D(z)} \qquad \text{(I-20)}$$

Comme $D(z)$ figure au dénominateur de (I-20), le couplage non-adiabatique entre $|\Psi_{NC}(z)\rangle$ et $|\Psi_C(z)\rangle$ est maximal aux minima d'intensité, où $|\Psi_C(z)\rangle$ est le plus proche de $|\Psi_{NC}(z)\rangle$. Il va se

produire des transitions non-adiabatiques entre $|\Psi_{NC}(z)\rangle$ et $|\Psi_{C}(z)\rangle$ préférentiellement aux minima d'intensité, par exemple au voisinage de $z = \lambda/4$ (voir Figure 4).

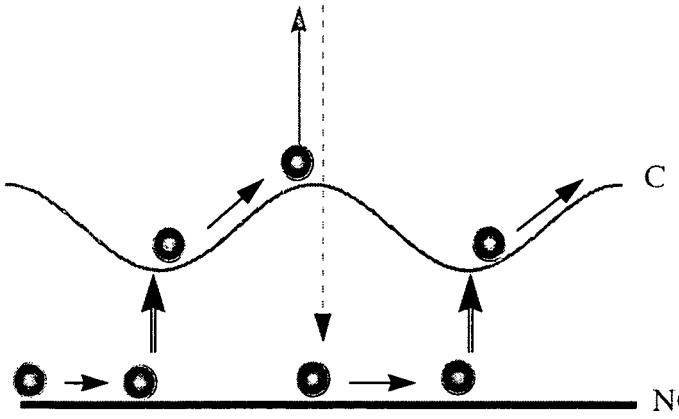


Figure 4 : *Refroidissement Sisyphe dans les mélasses grises. Contrairement au refroidissement Sisyphe rencontré dans les réseaux brillants, le passage entre niveaux d'énergie ne se fait pas uniquement par pompage optique. Le passage d'un état non couplé vers un état couplé se fait par transition non adiabatique rendue possible par le couplage motionnel entre les deux états couplés et non couplés (voir texte).*

Nous supposons maintenant les faisceaux lumineux accordés sur le bleu de la transition atomique : le désaccord à résonance Δ des faisceaux laser est positif et les déplacements lumineux Δ' ont le même signe (voir (I-18)). La courbe de potentiel associée à l'état $|\Psi_{C}(z)\rangle$ est donc située au-dessus du potentiel plat de l'état non couplé $|\Psi_{NC}(z)\rangle$ (Voir Figure 4). Une fois passé par transition non adiabatique dans $|\Psi_{C}(z)\rangle$, l'atome gravit donc une colline de potentiel. Au fur et à mesure qu'il se rapproche du sommet, $\Gamma'_{c}(z)$ augmente comme $D(z)$. L'atome a alors une chance de plus en plus grande de subir un cycle de pompage optique qui le ramène dans $|\Psi_{NC}(z)\rangle$ (voir Figure 4). A l'issue de ce cycle, l'énergie cinétique de l'atome a diminué d'une quantité d'autant plus grande que la hauteur de la colline gravie par l'atome est grande.

En fait ces transitions non-adiabatiques peuvent également être considérées comme des transitions Raman spontanées Stokes induites par le mouvement [8]. Ces transitions interdites pour $v = 0$ sont rendues permises à cause de la contamination de l'état non couplé par l'état couplé dû au hamiltonien motionnel. Cette contamination induit, pour l'état non couplé, une durée de vie finie dépendant de la vitesse v.

Ce prérefroidissement Sisyphe crée donc une force de rappel vers $v = 0$ pour les vitesses et permet donc de réduire la plage des vitesses accessibles pour les atomes. Ceux-ci sont donc limités à un espace des impulsions moins important et se rapprochent plus facilement de l'impulsion nulle. Nous reviendrons dans le § III.A.2 sur l'évaluation de cette force de friction.

D. Configuration lin ⊥ lin à quatre faisceaux

Dans cette partie, nous étudions la configuration tridimensionnelle utilisée couramment par notre équipe et exposée au chapitre 1, à savoir la configuration lin ⊥ lin à quatre faisceaux.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les composantes du champ s'écrivent dans ce cas :

$$E_{\pm} = \sqrt{2}E_0 e^{ik_- z}\left[\cos(k\sin\theta_x x)e^{ik_+ z} \mp \cos(k\sin\theta_y y)e^{-ik_+ z}\right] \qquad \text{(I-21)}$$

Cette expression des composantes du champ implique pour l'état non-couplé sur la transition $1 \rightarrow 1$ l'expression suivante :

$$\left|\Psi_{NC}(z)\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{D(z)}}\left[\begin{array}{l}\left(\cos(k\sin\theta_x x)e^{ik_+ z} - \cos(k\sin\theta_y y)e^{-ik_+ z}\right)\left|m_g = +1\right\rangle \\ +\left(\cos(k\sin\theta_x x)e^{ik_+ z} + \cos(k\sin\theta_y y)e^{-ik_+ z}\right)\left|m_g = -1\right\rangle\end{array}\right] \qquad \text{(I-22)}$$

avec $D(z) = \cos^2(k\sin\theta_x x) + \cos^2(k\sin\theta_y y)$

Cette configuration tridimensionnelle possède en fait les mêmes caractéristiques que la configuration lin θ lin : l'intensité totale est modulée spatialement, impliquant la possibilité d'un refroidissement Sisyphe analogue.

E. Autres transitions

1. Transitions $J_g=J \rightarrow J_e=J$ ($J>1$)

Dans le cas d'une transition $J_g=J \rightarrow J_e=J$ (J entier $J>1$) il existe aussi toujours un état non couplé mais dont l'expression ne se déduit pas aussi facilement de celle du champ lumineux. Cependant cet état coïncide de manière évidente avec $m_g = +J$ quand la lumière est polarisée σ^+, et $m_g = -J$ quand la lumière est polarisée σ^-.

Notons par ailleurs qu'en l'absence de champ supplémentaire, un état noir ne peut exister que sur la transition $J_g=1 \rightarrow J_e=1$. Pour des valeurs du moment cinétique total supérieures à 1, les états déduits des états non-couplés pour lesquels l'indice p est égal à 0 ne sont plus états propres du hamiltonien total. Ces états sont alors appelés "gris" (presque noirs) car ils sont couplés aux autres états atomiques et ne restent donc pas indéfiniment dans l'état non couplé, même pour une impulsion nulle.

2. Transitions $J_g=J \rightarrow J_e=J-1$ ($J>1$); la transition $3 \rightarrow 2$

Dans le cas d'une transition $J_g=J \rightarrow J_e=J-1$, au lieu d'un seul état non couplé, il existe deux états non couplés (pour une lumière σ^+, $m_g=+J$ et $m_g=+J-1$). Pour $J>2$ il n'existe pas d'état noir mais seulement des états non couplés (on parle alors d'état "gris"). Dans le cas où le champ électromagnétique appliqué ne possède pas de composante π, les deux états non-couplés sont des superpositions de niveaux Zeeman de parité donnée pour le nombre quantique magnétique, puisque les états $m_g=m$ ne sont couplés par le champ électromagnétique qu'aux états $m_g=m\pm2$.

Nous avons choisi de travailler expérimentalement sur une transition du type $J_g=J \rightarrow J_e=J-1$ à savoir la transition $6S_{1/2}$ $F=3 \rightarrow 6P_{3/2}$ $F'=2$ du Césium (raie D_2). La plupart des mécanismes mis en jeu sont proches de ceux vus dans la configuration lin θ lin sur la transition $1 \rightarrow 1$, en particulier le refroidissement Sisyphe. En écrivant que les états non-couplés ne sont connectés à aucun état excité et en utilisant la valeur des coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition $3 \rightarrow 2$ donnés en Figure 5, il est possible de trouver les expressions des deux états non-couplés des familles paire et impaire pour cette transition :

$$\left|\Psi_{NC\,paire}(\vec{r})\right\rangle = \alpha(\vec{r})\left[\sqrt{3}E_-{}^2(\vec{r})\left|m_g=-2\right\rangle - \sqrt{10}E_-(\vec{r})E_+(\vec{r})\left|m_g=0\right\rangle + \sqrt{3}E_+{}^2(\vec{r})\left|m_g=+2\right\rangle\right] \quad \text{(I-23)}$$

$$\left|\Psi_{NC\,impaire}(\vec{r})\right\rangle = \beta(\vec{r})\begin{bmatrix} E_-{}^3(\vec{r})\left|m_g=-3\right\rangle - \sqrt{15}E_-{}^2(\vec{r})E_+(\vec{r})\left|m_g=-1\right\rangle + \\ +\sqrt{15}E_-(\vec{r})E_+{}^2(\vec{r})\left|m_g=+1\right\rangle - E_+{}^3(\vec{r})\left|m_g=+3\right\rangle \end{bmatrix} \quad \text{(I-24)}$$

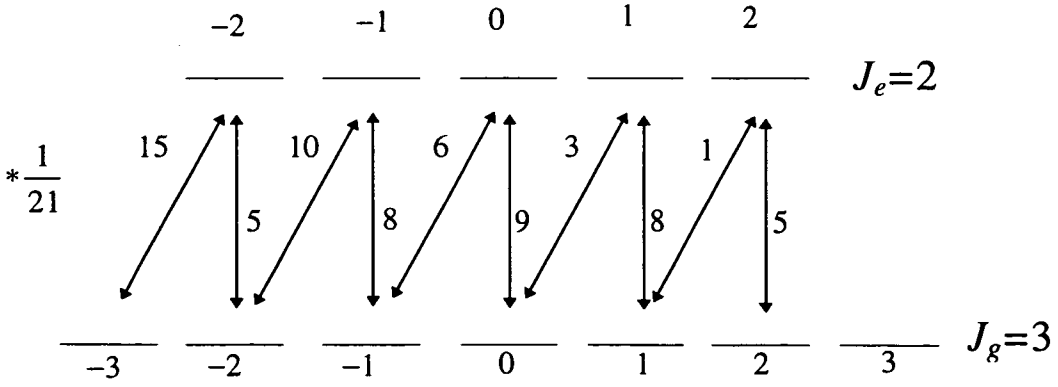


Figure 5 : *Carré des coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition $J_g=3 \rightarrow J_e=2$.*

II. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES D'ÉTUDE DES MÉLASSES ET RÉSEAUX GRIS

A. Atome et transition

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, il faut, pour obtenir des états non-couplés pour l'atome, avoir des faisceaux lumineux dont la fréquence est proche d'une transition atomique $J_g=J \rightarrow J_e=J$ ou $J_g=J \rightarrow J_e=J-1$. Nous avons donc choisi la transition $6S_{1/2}$ ($F=3$) $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ ($F'=2$) du Césium (raie D_2) (voir Figure 6) qui avait été utilisée auparavant dans l'équipe de P. PILLET [10] pour l'étude de mélasses unidimensionnelles. Comme dans le cas d'un réseau brillant, nous avons choisi une *transition fermée* pour les faisceaux formant le tétraèdre : les atomes dans l'état $F'=2$ ne peuvent retomber par désexcitation radiative que dans l'état $F=3$. Malgré ces précautions, les niveaux hyperfins $F'=2$ et $F'=3$ étant proches (150 MHz), les transitions non résonnantes vers l'état $F'=3$ sont assez fréquentes et l'atome a une chance non négligeable d'aboutir ainsi dans le niveau $F=4$. Les niveaux $F=3$ et $F=4$ étant distants de 9 GHz, les atomes tombant dans $F=4$ sont perdus car ils ne sont plus sensibles aux faisceaux piégeants. Il est donc nécessaire d'avoir un faisceau repompeur pour récupérer les atomes dans le niveau $F=4$. Dans notre cas, le repompeur est à résonance sur la transition $6S_{1/2}$ ($F=4$) $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ ($F'=4$) (voir Figure 6). Ce choix de transition implique que nous avons également un état gris pour le repompeur. Néanmoins, le repompeur étant résonnant, il n'y a pas de refroidissement Sisyphe sur cette transition.

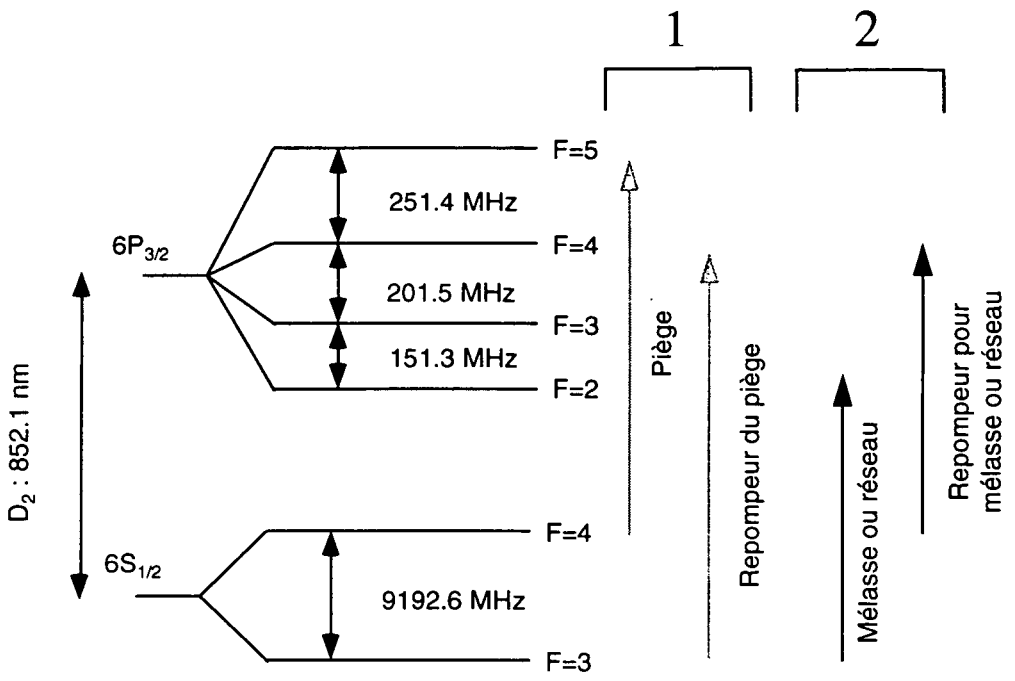


Figure 6 : *Niveaux hyperfins impliqués dans la transition D_2 du césium à 852 nm. Transitions utilisées par les faisceaux du piège et du repompeur d'une part, et par les faisceaux de la mélasse (ou du réseau) gris et du repompeur dédié au réseau gris d'autre part.*

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.C.2, il est nécessaire, pour avoir un mécanisme de refroidissement Sisyphe efficace, de travailler avec des faisceaux désaccordés sur le bleu de la transition atomique choisie. Nous accordons donc les faisceaux du tétraèdre entre les transitions $3 \rightarrow 2$ et $3 \rightarrow 3$ tout en étant plus près de la transition $3 \rightarrow 2$ que de la transition $3 \rightarrow 3$. Notons que dans ce cas de faisceaux désaccordés sur le bleu de la transition $3 \rightarrow 2$, le mécanisme Doppler conduit à un réchauffement et non plus à un refroidissement comme c'était le cas pour des faisceaux désaccordés sur le rouge de la transition. Cette propriété a des conséquences sur le déroulement de l'expérience comme nous le verrons dans le paragraphe suivant ; en particulier elle rend impérativement nécessaire l'utilisation d'un piège magnéto-optique pour prérefroidir les atomes et pour charger le réseau ou la mélasse.

Nous indiquons ci-dessous quelques grandeurs caractéristiques de l'atome de Césium.

Masse (^{133}Cs)	M	$2{,}21 \times 10^{-25}$ kg
Longueur d'onde (raie D_2)	λ	852,124 nm
Largeur naturelle	Γ	$2\pi \times 5{,}22$ MHz
Vecteur d'onde	$k=2\pi/\lambda$	$7{,}37 \times 10^{6}$ m^{-1}
Vitesse de recul	$v_r=\hbar k/M$	3,5 mm/s
Énergie de recul	$E_r=\hbar^2k^2/2M$	$1{,}37 \times 10^{-30}$ J
Fréquence de recul	$\vartheta_r = E_r / h$	2,07 kHz
Température de recul	$T_r=\hbar^2k^2/Mk_B$	198 nK
Intensité de saturation[4]	$I=I_s \quad \Omega=\Gamma/\sqrt{2}$	1,12 mW/cm^2

B. Dispositif expérimental

1. Source de Césium

L'expérience est réalisée dans une cellule constituée d'un parallélépipède rectangle en quartz. Les dimensions sont : hauteur : 15 cm, largeur : 10 cm, profondeur : 5 cm. L'axe de symétrie Oz du tétraèdre utilisé dans l'expérience est parallèle aux arêtes de plus petite dimension du parallélépipède. Ces dispositions permettent d'avoir des angles de tétraèdre relativement grands (≈ 40 °). La hauteur importante de la cellule permet d'autre part d'installer un dispositif de mesure de la distribution de vitesse des atomes par temps de vol en bas de la cellule. Chaque face extérieure du parallélépipède est traitée antireflet. La jointure entre les différentes faces du parallélépipède est effectuée par adhésion moléculaire entre des faces polies.

Le pompage pour réaliser un bon vide dans la cellule s'effectue à travers un conduit comprenant un raccord verre-métal et débouchant sur l'une des faces du parallélépipède. Il est assuré

[4] Le fait que le moment dipôlaire atomique D ait la même valeur pour la transition 4 → 5 et la transition 3 → 2 nous permet d'utiliser ici la même valeur de l'intensité de saturation que pour les réseaux brillants.

par une pompe ionique de débit 25 litres/seconde et la pression résiduelle est inférieure à 10^{-8} Torr. Un queusot contenant du césium à température ambiante est séparé de la cellule par une vanne qui permet de régler la pression de vapeur de césium dans l'enceinte.

2. Sources laser

Les faisceaux principaux du réseau sont accordés sur le bleu de la transition $6S_{1/2}$ (F=3) $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ (F'=2) du Césium, correspondant à une longueur d'onde de 852.1 nm. Cette longueur d'onde est courante dans les laser à semi-conducteurs qui peuvent délivrer des puissances de quelques dizaines voire quelques centaines de mW. Cette gamme de puissance permet d'obtenir des faisceaux ayant des intensités supérieures à l'intensité de saturation du césium (1,12 mW/cm^2). Cette réserve de puissance est bien utile dans les expériences de refroidissement (en effet, un grand nombre de cycles absorption-émission spontanée est nécessaire pour ralentir les atomes; le taux de pompage optique $\Gamma' \approx \Gamma s$ doit donc être élevé). Nous utilisons uniquement des diodes laser comme source lumineuse dans nos expériences. Nous décrivons ci-dessous les montages nécessaires pour obtenir des faisceaux correspondant à nos exigences.

a) Introduction

Les mécanismes de ralentissement et de piégeage sont très sensibles au désaccord Δ de la fréquence des lasers à la transition atomique. Le refroidissement Doppler par exemple, s'obtient avec un petit désaccord sur le rouge de la transition atomique. Le mécanisme Sisyphe fait intervenir le déplacement lumineux des niveaux atomiques qui dépend également du désaccord Δ. On voit donc qu'il est nécessaire d'avoir une fréquence stable et bien définie par rapport aux transitions atomiques (l'échelle naturelle de précision recherchée est donnée par la largeur du niveau excité Γ). Cette contrainte impose l'utilisation de systèmes de sélection et d'asservissement de longueur d'onde qui seront décrits dans cette partie.

b) Principes

Les sources utilisées sont des diodes laser, dont la fréquence dépend de la température et du courant d'alimentation. Leur largeur en fréquence est de l'ordre de quelques dizaines de mégahertz, ce qui est beaucoup plus grand que la largeur naturelle du niveau excité de la transition atomique ($\approx$ 5 MHz). Pour obtenir un affinement et une sélection de la fréquence émise par la diode, on réalise une cavité étendue en plaçant la diode face à un réseau de diffraction. Ce montage induisant des pertes importantes, on choisit en général d'injecter une autre diode avec le faisceau émis par ce système. Ceci permet de travailler avec la puissance maximale de la diode esclave (injectée) tout en

gardant les propriétés de finesse spectrale de la diode maître (injectrice). Pour cela, il faut bien sûr que le mode injecté ne soit pas trop loin du maximum de la courbe de gain de la diode esclave.

c) Diode sur réseau

(1) Laser avec cavité étendue

On utilise la configuration de Littrow: le réseau est placé de telle sorte que l'ordre un de diffraction soit renvoyé dans la cavité, l'ordre zéro (la réflexion spéculaire) étant alors la partie utile du faisceau (voir Figure 7). Il y a deux sélections en fréquence : une grossière grâce au choix de l'inclinaison du réseau et une seconde plus fine en variant la longueur de la cavité (c'est-à-dire en déplaçant le réseau suivant l'axe de la cavité).

Ce montage est réalisé autour d'une diode laser de marque SDL dont le boîtier a l'avantage d'intégrer une sonde de température et un module à effet Peltier qui permet de chauffer ou refroidir la diode très rapidement (faible masse à thermostater). La température est asservie à une valeur réglable.

Ce laser reçoit une alimentation régulée en courant. Il délivre nominalement 50 mW en fonctionnement libre (sans cavité étendue) pour un courant de 100 mA. Le courant de seuil se situe autour de 40 mA. Ce seuil est nettement diminué lorsqu'un bon couplage avec la cavité étendue est réalisé et tombe à environ 20 mA. Compte tenu de l'efficacité de diffraction du réseau, on obtient alors des puissances de sortie entre 10 et 20 mW pour un courant de 40 mA environ.

Un objectif de collimation (marque Melles Griot modèle GLC 002, focale 8 mm, ouverture numérique 0.5) est placé devant la diode.

Le réseau est fixé sur une cale piézo-électrique qui permet de modifier relativement rapidement (le temps de réponse de la cale est limité par la masse du réseau, en pratique on peut moduler à quelques kilohertz) et finement la longueur de la cavité et donc la longueur d'onde du laser.

La diode, l'objectif et le réseau sont montés sur une base en laiton maintenue à une température supérieure à celle du laboratoire (il n'y a pas de dispositif de refroidissement actif, le contrôle de la température nécessite donc une possibilité de dissipation "naturelle" de la chaleur excédentaire). Le chauffage est assuré par des transistors disposés sous la plaque en laiton, le courant de chauffe est contrôlé par une thermistance associée à un circuit d'asservissement.

L'ensemble est contenu dans une boîte fermée protégeant le montage des courants d'air qui pourraient modifier la longueur optique de la cavité, ainsi que des ondes sonores qui pourraient faire vibrer les différents éléments.

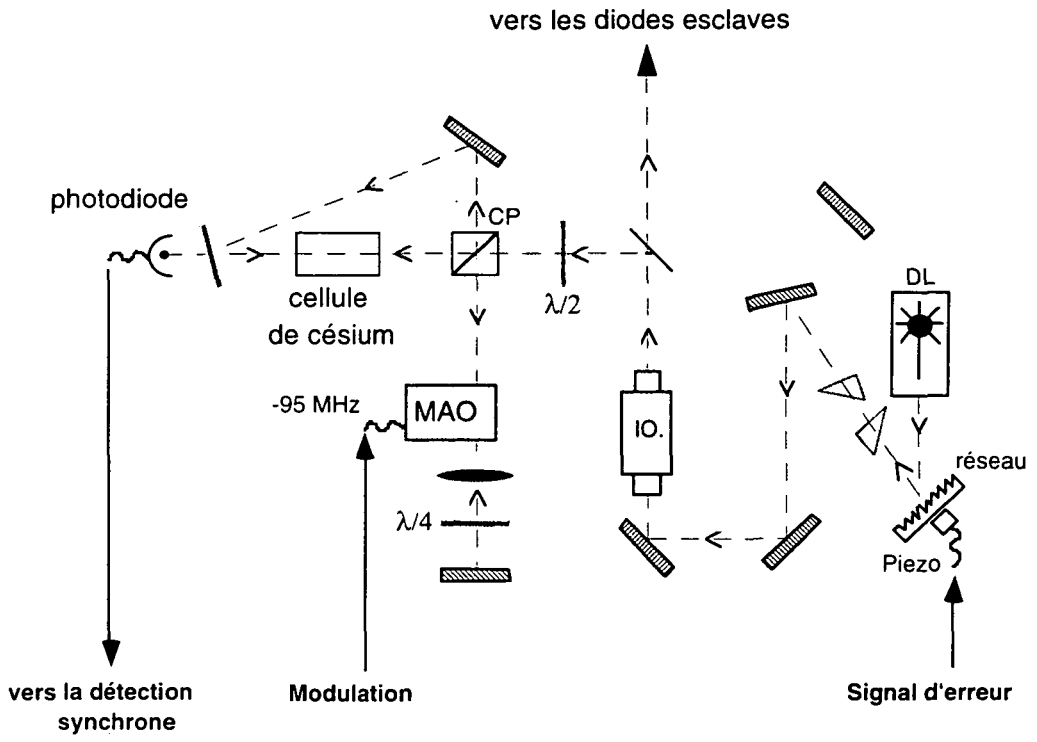


Figure 7 : *Diode sur réseau : Le faisceau sortant de la diode (DL) passe par un objectif de collimation et éclaire le réseau; l'ordre de diffraction -1 est réinjecté dans la diode alors que la réflexion spéculaire constitue le faisceau utile. L'asservissement se fait grâce à un signal d'absorption saturée : après l'isolateur optique (IO), une partie du faisceau laser est prélevée et séparée en deux par un cube polariseur (CP) La composante de faible intensité (sonde) traverse une cellule contenant une vapeur de césium avant d'être détectée par une photodiode. Le faisceau intense (pompe) passe par un modulateur acousto-optique (MAO) alimenté par une source modulée en fréquence avant de traverser la cellule en sens inverse. Les deux faisceaux n'ayant pas la même fréquence, l'absorption saturée ne sélectionne pas ici la classe de vitesse nulle.*

(2) Absorption saturée

La longueur d'onde du laser devant être définie par rapport à une transition atomique, il faut donc une référence précise qui peut être donnée par le césium. La transition est repérée grâce à un montage d'absorption saturée dont le principe est rapidement rappelé ici.

Une partie de la lumière du laser est prélevée puis divisée en deux faisceaux d'intensités inégales. On mesure la transmission du faisceau faible (sonde) à travers une cellule contenant une vapeur de césium. Le faisceau intense (pompe) suit la même direction que la sonde mais en sens inverse; sur le profil Doppler correspondant à l'absorption linéaire de la sonde (environ 500 MHz de large à température ambiante) se superposent des pics fins où l'absorption est diminuée : lorsque la fréquence du laser coïncide avec une des transitions de l'atome de Césium (il y a plusieurs

transitions à cause de la structure hyperfine), celle-ci est saturée pour les atomes ayant une vitesse nulle (seule classe de vitesse pour laquelle les deux faisceaux se propageant en sens inverse ont même fréquence) et l'absorption diminue. Il existe en outre des résonances de "croisement de niveaux" se situant au milieu de deux résonances d'absorption saturée qui sont dues à des classes de vitesse pour lesquelles l'effet Doppler permet aux deux ondes d'être résonnantes mais sur des transitions différentes.

(3) Asservissement

La spectroscopie par absorption saturée permet de s'affranchir de l'élargissement Doppler et donne accès à la largeur naturelle des transitions hyperfines; on peut alors exploiter ce signal pour fixer la fréquence du laser par rapport à une de ces transitions.

On réalise l'asservissement de la longueur de la cavité en modulant (à l'aide d'un modulateur acousto-optique) la fréquence du faisceau pompe du montage d'absorption saturée (voir Figure 7); le signal d'absorption est ensuite démodulé par un amplificateur à détection synchrone. On obtient alors, autour d'une résonance, un signal d'erreur en forme de dispersion, qui est transmis via un circuit intégrateur à l'amplificateur haute tension qui contrôle la position de la cale piézo-électrique (attachée au réseau). Notons que cette méthode évite d'imposer une modulation au faisceau utile (en particulier une modulation de courant aurait pour effet de moduler également l'intensité du faisceau).

Le montage présenté ci-dessus de diodes dans une cavité étendue asservie sur un signal atomique permet d'obtenir des lasers dont la fréquence est définie à mieux qu'une largeur naturelle. En fait, la largeur de raie mesurée[5] sur ce type de montage est de l'ordre de 100 kHz et le "jitter", qui représente la déviation à plus long terme de la fréquence centrale, vaut environ 1 MHz.

Notre montage utilise deux diodes à cavité étendue. L'une, asservie au voisinage de la transition F=4 → F'=5, sert de faisceau maître à deux diodes injectées fournissant les faisceaux du piège magnéto-optique et ceux du repompeur pour le réseau optique. L'autre, asservie sur la transition F=3 → F'=4, sert de repompeur pour le piège et de faisceau injecteur pour la diode de la mélasse grise (ou du réseau gris).

d) Diode laser injectée

Le faisceau issu du laser maître peut être décalé en fréquence grâce à un double passage dans un modulateur acousto-optique monté en "œil de chat" Ce montage présente l'avantage de garder constante la direction du faisceau sortant du montage quand la fréquence du modulateur change. On

[5] Cette mesure est réalisée en observant le signal de battement résultant de la superposition de faisceaux issus de deux diodes de même type.

peut ainsi faire varier la fréquence des faisceaux utiles sans perdre l'alignement géométrique précis nécessaire à l'injection de la diode esclave et celui des faisceaux dans la cellule d'expérience.

L'injection proprement dite se fait via le port de sortie de l'isolateur optique de la diode esclave. Ce système permet d'optimiser l'utilisation de la puissance disponible dans le faisceau injecteur et réalise une adaptation automatique de la polarisation. Une superposition parfaite entre faisceau injecteur et injecté doit évidemment être réalisée ainsi qu'une bonne adaptation des caractéristiques géométriques (tailles et longueurs de Rayleigh des faisceaux). Le schéma du montage est présenté sur la Figure 8.

Pour l'injection de la diode servant au piège il n'est pas nécessaire de réaliser un montage en oeil de chat car on change rarement la fréquence des faisceaux du piège. En revanche, le faisceau injectant la diode servant de repompeur pour la mélasse ou le réseau passe par ce type de montage en oeil de chat. Il passe ensuite dans un modulateur acousto-optique centré autour de la fréquence 200 MHz, pour atteindre la résonance de la transition $4 \rightarrow 4$ qui est à 251 MHz de la transition $4 \rightarrow 5$.

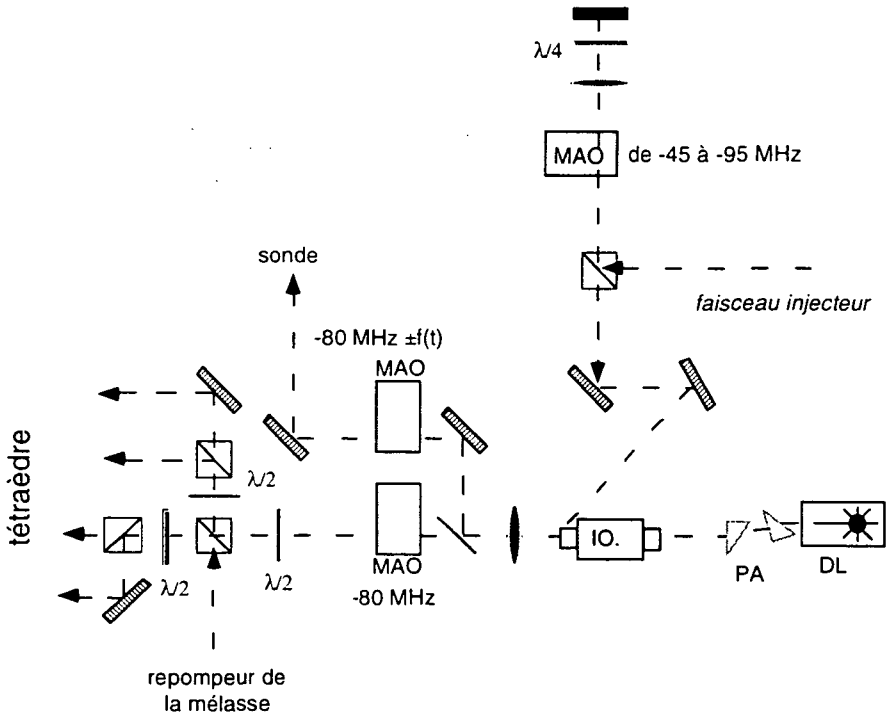


Figure 8 : *Injection de la diode esclave générant la mélasse ou le réseau gris et trajet des faisceaux du tétraèdre.*

De même, le faisceau injectant la diode formant le réseau (qui n'est pas issu du même laser maître que dans les deux cas précédents) passe par un montage en oeil de chat (voir Figure 8). Il est à la sortie de la diode maître à 80 MHz sur le rouge de la transition $3 \rightarrow 4$. Le double passage décale la fréquence vers le rouge de $2x$ ($45 < x < 95$). La fréquence du faisceau injecteur est donc avant

injection : $\nu=\nu_{3\to4} -80 -2x$. Enfin un dernier modulateur acousto-optique est placé sur le faisceau sortant de la diode injectée et sert en même temps d'interrupteur rapide pour ce faisceau (temps de coupure de l'ordre de la centaine de nanosecondes). La fréquence du faisceau envoyé dans la cellule est alors $\nu = \nu_{3\to4} -80 -2x -80$. En faisant varier x il est possible d'explorer une large gamme de désaccords pour ce faisceau (pour x = 95 MHz le faisceau est à résonance sur la transition 3 → 2 et pour x = 45 MHz le désaccord est de 20 Γ sur le bleu de la transition 3 → 2).

3. Configuration de faisceaux et cycle de travail

La configuration des faisceaux du réseau optique est généralement la configuration standard exposée au chapitre 1 (§ II.C.1). Le faisceau après passage dans le dernier modulateur acousto-optique est séparé en quatre bras pour constituer les quatre faisceaux du tétraèdre (voir Figure 8). Cette séparation s'effectue à l'aide de cubes polariseurs et de lames demi-onde qui servent à régler de manière relativement fine l'égalité d'intensité des quatre faisceaux du réseau. Le repompeur, quant à lui, est mélangé au faisceau de la mélasse (ou du réseau) grâce à la seconde entrée du premier cube polariseur placé sur le trajet du faisceau source pour la mélasse (voir Figure 8). Le repompeur est donc lui aussi en configuration tétraédrique. Avant l'entrée dans la cellule, des lames demi-ondes sont placées sur le trajet de certains faisceaux pour obtenir la polarisation souhaitée pour la configuration choisie. Lorsque l'on voudra par exemple passer d'une configuration standard à une configuration non-standard (voir chapitre 1 § II.C.2) pour laquelle toutes les polarisations sont tournées de 90 °, il suffira de déplacer la lame demi-onde sur l'autre faisceau de la paire et de la tourner.

Les faisceaux de la mélasse étant désaccordés sur le bleu de la transition, il n'y a pas de refroidissement Doppler dans ce système (il y a au contraire un réchauffement). Il est donc nécessaire de partir d'atomes suffisamment froids pour être dans la zone de capture du refroidissement Sisyphe. Le chargement de la mélasse grise se fait donc à partir d'un piège magnéto-optique dans lequel les atomes sont à une température d'environ 70 µK. Les faisceaux du piège (faisceaux principaux et repompeur) sont ensuite éteints ainsi que le gradient de champ magnétique. Les faisceaux du piège sont éteints à l'aide d'éléments acousto-optiques et de bloqueurs mécaniques. Au même moment, les faisceaux de la mélasse et du repompeur de la mélasse sont allumés.

Comme nous l'avons signalé, le réseau optique ayant une durée de vie de l'ordre d'une seconde, il est appliqué transitoirement et nécessite un chargement par le piège magnéto-optique. Il faut donc effectuer un contrôle de l'allumage et de l'extinction des différents faisceaux, du champ magnétique et du balayage de la fréquence de la sonde dans le cas d'une mesure par spectroscopie pompe-sonde. L'expérience est pilotée par un micro-ordinateur; le programme engendre une séquence de durée réglable qui comprend une suite d'événements (allumage, extinction,

changement de niveau d'intensité des faisceaux ...) à des temps définis par l'utilisateur. Ce programme gère également l'acquisition et la sauvegarde des signaux enregistrés sur un oscilloscope numérique.

Le chargement du piège dure environ 1s. Il est suivi d'une phase de 500 ms environ de mélasse (faisceaux du tétraèdre et repompeur de la mélasse allumés). Cette phase se découpe en fait en plusieurs paliers correspondant à des intensités de faisceaux différentes (de la valeur la plus forte à la valeur voulue). Les atomes sont finalement laissés dans le noir pour faire des mesures de température par temps de vol. La spectroscopie pompe-sonde s'effectue pendant le temps d'existence de la mélasse, et plus précisément pendant le dernier palier d'intensité. Pour augmenter le rapport signal sur bruit, on peut choisir d'effectuer une moyenne du signal sur un certain nombre de séquences. Le signal moyenné peut ensuite être transféré vers l'ordinateur en vue d'une exploitation ultérieure.

4. Champs magnétiques

Plusieurs champs magnétiques interviennent dans cette expérience. Il y a d'abord le gradient de champ magnétique nécessaire au fonctionnement du piège magnéto-optique. Il y a également en permanence une compensation des champs magnétiques parasites. Enfin lorsque l'on veut étudier des réseaux gris, il faut ajouter au dispositif créant la mélasse grise, un champ fort, statique et homogène.

Le champ magnétique inhomogène pour le piège magnéto-optique est produit par une paire de bobines montée en anti-Helmholtz (le courant circule en sens inverse dans les deux bobines). Cette configuration engendre un champ magnétique avec un zéro au centre de symétrie des bobines et présentant une variation sensiblement linéaire suivant les trois directions d'espace. Les faisceaux du piège et du réseau optique se croisent au point où le champ magnétique s'annule. Le gradient est de l'ordre d'une dizaine de gauss par centimètre. Les bobines sont alimentées par une alimentation à découpage dont le temps d'extinction est relativement long (de l'ordre de 20 ms). Ce temps est trop long lorsque l'on veut étudier des mélasses grises pour lesquelles tout champ magnétique parasite augmente la température. Il a fallu donc mettre en place un montage électronique utilisant un FET commandé par un signal TTL (0-5V) et dans lequel l'énergie est dissipée par une diode mise en parallèle avec le FET. Ce montage permet l'extinction du courant en moins d'une milliseconde.

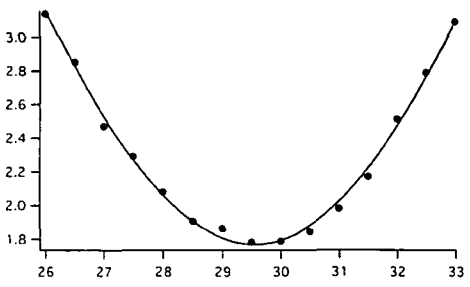


Figure 9 : *Variation de la température (en μK) autour du point de champ magnétique minimum (tension aux bornes des bobines en V). La compensation optimum se fait en cherchant successivement dans chaque direction le point de température minimum.*

D'autre part, une compensation du champ magnétique résiduel dans le laboratoire est nécessaire, et ceci, aussi bien au bon fonctionnement du piège, qu'à l'étude du réseau optique. Ceci est particulièrement vrai pour les mélasses grises, car un champ magnétique constant modifie les états propres, de sorte que la nappe de potentiel la plus basse n'est plus isolée du rayonnement. Ce couplage induit un réchauffement important des atomes et, dans notre système, est une cause supplémentaire de fuite pour un atome d'un état non-couplé. La compensation est réalisée au niveau de la cellule, qui est entourée de trois paires de bobines de Helmholtz d'environ un mètre de diamètre. Le réglage du courant dans ces bobines se fait grossièrement avec une sonde de champ magnétique 3 axes à l'extérieur de la cellule, de part et d'autre des faces de la cellule. Pour un réglage plus fin, nous avons cherché à minimiser la température en faisant varier le champ magnétique de compensation dans les trois directions de l'espace (voir Figure 9). La baisse de température dans cette dernière étape peut atteindre 50 %. Nous pensons compenser le champ magnétique à 1 mG près. Par ailleurs, la pompe ionique qui est nécessairement à proximité de la cellule est placée dans un blindage en μ-métal.

Enfin un champ magnétique constant est obtenu par addition de deux bobines en Helmoltz le long de l'axe de symétrie Oz. Ces bobines carrées, de côté 10 cm, créent un champ magnétique de 5.2 Gauss/A. L'alimentation permet de monter jusqu'à 8 A. En pratique nous sommes rarement allés au-delà de 9 Gauss, valeur qui correspond déjà pour nos expériences à un champ magnétique très fort; bien que possible, il n'était donc pas nécessaire d'aller au-delà de cette valeur.

Enfin, l'utilisation d'une cellule entièrement en verre permet de s'affranchir de toute perturbation magnétique due à la structure métallique de la cellule (en particulier les vis des cellules précédentes étaient parfois magnétiques).

C. Technique de mesure de température : le temps de vol

Nous décrivons dans cette partie la manière dont nous mesurons la température dans nos échantillons d'atomes froids. Nous mettrons particulièrement l'accent sur le dispositif mis en place dans le cas des mélasses grises pour avoir une précision accrue dans les mesures.

1. Principe de la méthode

Les mesures de température des atomes sont effectuées grâce à une technique de temps de vol. Après la phase de capture et de refroidissement, les faisceaux sont coupés brusquement[6], laissant les atomes tomber librement sous l'action du champ de pesanteur. La dimension du nuage d'atomes va augmenter au cours de la chute, à cause de la distribution de vitesse initiale. Après cette phase de vol libre, le nuage d'atomes va croiser un faisceau horizontal résonnant. L'enregistrement de l'absorption de ce faisceau lors du passage des atomes permet de connaître la distribution des temps d'arrivée, et donc la taille du nuage après le temps de vol. Connaissant la taille initiale du nuage atomique, on peut en déduire l'accroissement de ce nuage et donc la distribution de vitesse des atomes.

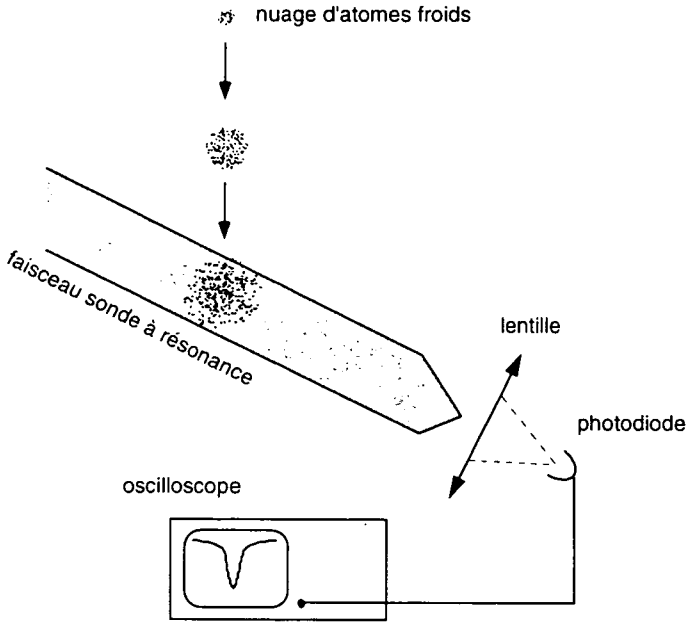


Figure 10 : *Mesure de distribution de vitesse par temps de vol. Au cours de la chute, la taille du nuage atomique augmente. Lorsqu'il croise le faisceau sonde, la mesure de l'absorption de la sonde au cours du temps permet d'en mesurer la taille et donc l'accroissement pendant le temps de vol. Cet accroissement est directement lié à la distribution de vitesse et donc à la température.*

2. Limitations de cette méthode

Cette technique est très commode lorsque la contribution de la taille initiale du nuage atomique à la distribution des temps d'arrivée est faible. En revanche, lorsque la température des

[6] Si le piège est éteint trop lentement, les atomes peuvent s'adapter adiabatiquement aux nouvelles conditions (raideur et amortissement du piège), aboutissant à un changement de température et de densité. En revanche, si on le coupe "brusquement", on mesure bien la distribution de vitesse stationnaire des atomes dans le piège.

atomes devient très petite (distribution de vitesse fine), l'importance relative de cette contribution croît de façon significative. La précision avec laquelle cette taille est connue conditionne alors de manière sensible celle sur la mesure de température. De plus, lorsqu'il s'agit de mélasses grises, les atomes étant essentiellement dans des états non-couplés, la fluorescence est très faible. C'est pourquoi, par exemple, il est difficile d'estimer la taille du nuage atomique par fluorescence. Un des moyens d'avoir une estimation du nuage est de mettre en place un système d'imagerie incluant l'éclairage du nuage par un faisceau annexe faisant sortir les atomes de l'état non-couplé. Cependant, cette technique étant destructive, elle ne peut pas s'effectuer en même temps que la mesure par temps de vol. C'est pour s'affranchir de cette incertitude que nous avons décidé de mettre en place, pour les mesures de température dans les mélasses, un deuxième faisceau sonde de temps de vol sur le trajet des atomes. Le faisceau de temps de vol réchauffant les atomes en chute libre, il est nécessaire de faire deux mesures séparées pour les deux faisceaux de temps de vol. Cette technique, bien que destructive elle aussi, permet d'avoir une précision accrue sur les mesures de température, et ne nécessite pas l'utilisation d'une caméra.

Nous allons montrer ci-dessous comment la température est déduite des signaux recueillis sur les deux photodiodes de temps de vol.

3. Le double temps de vol

Nous faisons l'hypothèse que le nuage atomique, ainsi que le faisceau sonde, ont une forme gaussienne (au moins dans la direction verticale qui est la direction de mesure). Nous notons Δx_0 la demi-largeur à $1/e^{1/2}$ du nuage atomique et Δe celle du faisceau sonde dans la direction verticale. Nous supposons d'autre part que la distribution des vitesses est également gaussienne, centrée en la vitesse nulle (pas de vitesse d'ensemble) et de vitesse quadratique moyenne Δv_0.

La dispersion des temps d'arrivée est due en premier lieu à la distribution de vitesse dans le nuage atomique. D'autre part, la taille non nulle du nuage d'atomes ainsi que l'épaisseur du faisceau sonde induisent une incertitude sur la durée de chute des atomes. Toutes ces contributions étant gaussiennes, on peut ajouter les carrés des écarts quadratiques, ce qui donne pour la demi-largeur à $1/e^{1/2}$ des temps d'arrivée Δt_1 (le signal temporel est gaussien si le temps de chute est bien supérieur à Δt_1):

$$(\Delta t_1)^2 = \frac{\Delta v_0^{\,2}}{g^2} + \frac{\Delta x_0^{\,2} + \Delta e^2}{g^2 t_1^{\,2}} \qquad \text{(II-1)}$$

t_1 désigne ici le temps de chute moyen et est lié à la hauteur de chute moyenne h_1 par la relation : $t_1 = \sqrt{\frac{2h_1}{g}}$ (expérimentalement la mesure de t_1 est plus précise que celle de h_1, car t_1 correspond au centre de la gaussienne des temps d'arrivée à partir de la coupure des faisceaux).

La relation (II-1) est vraie pour tout faisceau sonde. En particulier, il existe une relation analogue pour le deuxième faisceau sonde disposé à une hauteur h_2 différente. Si nous notons $t_2 = \sqrt{\frac{2h_2}{g}}$ et supposons que l'épaisseur du faisceau sonde Δe est la même pour les deux temps de vol, nous trouvons l'égalité suivante :

$$\frac{\Delta x_0^{\,2} + \Delta e^2}{g^2} = (\Delta t_1)^2 t_1^{\,2} - \frac{\Delta v_0^{\,2} t_1^{\,2}}{g^2} = (\Delta t_2)^2 t_2^{\,2} - \frac{\Delta v_0^{\,2} t_2^{\,2}}{g^2} \qquad \text{(II-2)}$$

Nous voyons dans cette expression, qu'à partir de la donnée expérimentale de t_1, Δt_1, t_2 et Δt_2, nous pouvons trouver la valeur de Δv_0, sans devoir connaître Δx_0 et Δe :

$$\Delta v_0^{\,2} = \frac{g^2}{t_1^{\,2} - t_2^{\,2}}\left[(\Delta t_1)^2 t_1^{\,2} - (\Delta t_2)^2 t_2^{\,2}\right] \qquad \text{(II-3)}$$

En utilisant le fait que la température T est reliée a Δv_0 par la relation :

$$k_B T = M \Delta v_0^{\,2} \qquad \text{(II-4)}$$

(où k_B désigne la constante de Boltzmann et M la masse atomique), on en déduit pour la température T la relation suivante :

$$T = \frac{M g^2}{k_B (t_1^{\,2} - t_2^{\,2})}\left[(\Delta t_1)^2 t_1^{\,2} - (\Delta t_2)^2 t_2^{\,2}\right] \qquad \text{(II-5)}$$

4. Mise en oeuvre expérimentale

La sonde à résonance est prélevée sur l'ordre zéro (non dévié) du modulateur acousto-optique des faisceaux piège. On lui donne un profil large et plat (largeur 20 mm, épaisseur 0.5 mm) pour capter un maximum d'atomes et minimiser l'élargissement du signal lié au temps de traversée de la sonde. Ce faisceau est envoyé dans la cellule et passe sous le piège. Une lentille est placée sur le faisceau soit directement après passage simple dans la cellule, soit après un aller-retour dans la cellule (pour avoir plus de signal) devant une photodiode. Le signal est ensuite observé à

l'oscilloscope. Il présente une allure de type gaussien qui traduit une distribution thermique (voir Figure 10).

Dans l'expérience, le premier temps de vol est situé à environ 30 cm au-dessous du nuage atomique, ce qui correspond à un temps de chute de l'ordre de 250 ms. Le faisceau passe en fait dans une des branches de la croix située au bas de la cellule permettant également le pompage ainsi que le remplissage en Césium de la cellule. Le deuxième temps de vol est situé, quant à lui, au ras du bas de la cellule (5 mm au dessus du bord) et correspond à une distance de chute de l'ordre de 10 cm et à un temps de chute de 130 ms. Ce faisceau de temps de vol est récupéré sur une photodiode après un passage simple dans la cellule. En revanche, pour le temps de vol du bas, un aller-retour est nécessaire puisque la divergence du nuage atomique ne permet de récupérer qu'une partie des atomes quand la température est supérieure à la dizaine de μK.

5. Autres précautions expérimentales

Toutes ces précautions sur la mesure de température dans les mélasses ne servent à rien si les faisceaux lumineux ne sont pas correctement coupés (i.e. totalement) lorsque les atomes sont lâchés. Une étude dans les réseaux brillants, effectuée par C. ROBILLIARD et L. GUIDONI, a montré qu'une coupure non totale pouvait conduire à une erreur de 50 % sur la température mesurée. Nous avons donc installé après les éléments acousto-optiques des différents faisceaux lumineux, des obturateurs mécaniques qui assurent l'extinction totale des faisceaux. Ces obturateurs sont mis en fonctionnement juste après le signal envoyé sur les modulateurs acousto-optiques. En effet les modulateurs acousto-optiques sont plus rapides (entre 50 ns s'ils sont commandés par un quartz et 2 μs s'ils sont commandés par un PAS-3) que les obturateurs mécaniques (temps de coupure de l'ordre de 500 μs) et nous voulons une coupure nette (i.e. rapide) des faisceaux. La commande de ces obturateurs se fait aussi grâce à l'ordinateur de contrôle. Cette coupure nette par les éléments acousto-optiques est très importante, car si la coupure n'est pas assez rapide, la température mesurée ne correspond pas à la température effective dans la mélasse ou le réseau. Une coupure lente peut en effet donner lieu à une sorte d'ouverture adiabatique des potentiels et conséquemment à un refroidissement supplémentaire. C'est une technique intéressante à mettre en oeuvre pour augmenter l'efficacité de refroidissement, mais si elle n'intervient qu'à la fin de l'expérience, elle ne reflète en rien la réalité expérimentale. En changeant l'élément de commande du modulateur acousto-optique (un PAS-3 remplacé par un quartz) nous avons vu des différences de température importantes.

D. Montage expérimental pour la spectroscopie de transmission

La technique de spectroscopie de transmission consiste à envoyer dans le milieu un faisceau sonde de faible intensité pour mesurer sa réponse linéaire. Dans toutes nos expériences, ce sont les faisceaux engendrant le réseau optique qui jouent le rôle de pompe vis à vis des processus de type pompe-sonde. Pour assurer un bon contrôle de la différence de fréquence entre pompes et sonde, on utilise le même laser pour les deux. La sonde est donc issue de la même diode injectée que les faisceaux du réseau optique. Une faible partie en est prélevée avant le modulateur acousto-optique de contrôle du tétraèdre. Elle traverse un autre modulateur dont la fréquence pourra être balayée autour de la fréquence du précédent (voir Figure 8). La radio-fréquence envoyée au modulateur provient d'un générateur de signaux avec modulation de fréquence pilotée par une rampe de tension externe. Le faisceau est collimaté avec un diamètre assez petit pour être inférieur à la taille du nuage d'atomes froids (environ 1 mm) et il est aligné sur le piège (en observant l'effet de pression de radiation sur les atomes piégés à forte intensité de sonde). A sa sortie de la cellule, il est envoyé sur une photodiode dont on enregistre le signal sur un oscilloscope, en fonction du temps. On a ainsi accès directement à un spectre en un seul balayage. En règle générale, ce balayage dure environ 30 ms. La spectroscopie de transmission de la sonde dans les mélasses et réseaux gris ne se différencie en rien au niveau expérimental de celle dans les réseaux brillants.

III. MÉLASSES GRISES

Dans cette partie, nous allons donner les caractéristiques expérimentales des mélasses obtenues par refroidissement tridimensionnel d'atomes de Césium sur le bleu de la transition $6S_{1/2}$ (F=3) $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ (F'=2) et dans la configuration tétraédrique standard exposée dans le chapitre 1 (§ II.C.1). Un des enjeux de cette expérience était de connaître comment se manifesterait le compromis entre refroidissement Sisyphe et réchauffement Doppler occasionné par le désaccord bleu des faisceaux. Des expériences à une dimension [10] donnaient déjà des éléments de réponse à cette question. Nous savions, par exemple, qu'il était possible de refroidir sur la transition 3 $\rightarrow$ 2 ; mais jusqu'à quelle limite ? En outre, ce système diffère de ceux étudiés antérieurement à trois dimensions par le fait qu'il n'existe pas d'états noirs sur la transition F=3 $\rightarrow$ F'=2. Au delà donc de l'étude de la faisabilité, il était également important de comparer l'efficacité de refroidissement par rapport aux réseaux brillants. Enfin une question se posait : que peut donner un signal de spectroscopie pompe-sonde dans un système où l'atome voit un potentiel plat ? La suite de cette partie donnera des réponses à ces questions.

A. Potentiel optique et mécanisme de refroidissement Sisyphe

Dans la configuration standard tridimensionnelle choisie, les courbes de potentiel obtenues sont similaires, dans chaque direction, au potentiel de la configuration lin θ lin du paragraphe I.C. Notons d'abord qu'un refroidissement Sisyphe bleu existe dans la configuration unidimensionnelle lin ⊥ lin pour toute transition $J \rightarrow J$ et $J \rightarrow J-1$ avec $J \geq 2$. Dans tous ces cas, il existe un niveau non-couplé (cas des transitions $J \rightarrow J$) ou deux niveaux non couplés (cas des transitions $J \rightarrow J-1$). Ces niveaux peuvent être reliés à des niveaux couplés, dont le déplacement lumineux varie spatialement, par des transitions non adiabatiques. La structure des courbes de potentiel et le mécanisme de refroidissement sont donc tout à fait analogues à ceux de la Figure 4. Dans le cas tridimensionnel, les courbes de potentiel deviennent des nappes de potentiel mais les caractéristiques du processus de refroidissement ne sont pas différentes.

Pour caractériser l'intensité et le désaccord, nous utiliserons dans toute la suite la notation $\hbar\Delta'$ qui correspond au déplacement lumineux total en un point où la lumière est circulaire et pour un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1 (i.e. $\Delta' = 8\Delta'_1$ pour notre configuration tridimensionnelle tétraédrique, où $\hbar\Delta'_1$ est le déplacement lumineux associé à une onde progressive pour un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1). Notons que $\hbar\Delta'$, contrairement aux réseaux brillants, ne correspond pas à une profondeur de puits de potentiel (puisque le potentiel du niveau non-couplé est plat et qu'il existe plusieurs courbes de potentiel par lesquelles l'atome peut transiter pour être refroidi). Cette quantité servira seulement de grandeur pertinente pour comparer les résultats.

1. Étude quantitative du refroidissement unidimensionnel par le modèle des bandes

L'étude de la température cinétique d'équilibre pour les configurations unidimensionnelles lin ⊥ lin est souvent faite en utilisant la théorie des bandes [11]. En particulier, K. PETSAS a calculé la température T en fonction du déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ pour la transition $3 \rightarrow 2$ (rappelons que pour une configuration lin ⊥ lin $\Delta' = 2\,\Delta'_1$). Le résultat obtenu est présenté sur la Figure 11.

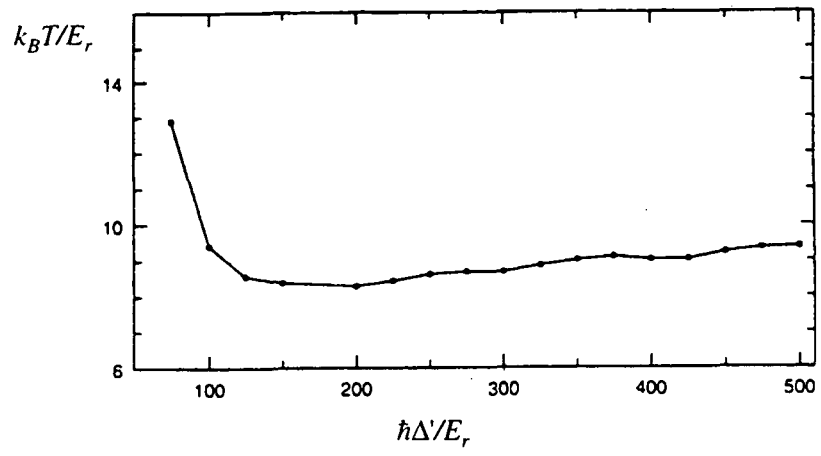


Figure 11 : *Variation de la température cinétique avec le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ pour la transition 3 → 2 et pour la configuration lin ⊥ lin. Cette température est calculée par le modèle des bandes.*

La dépendance de la température avec Δ' n'est pas très originale : on trouve une variation linéaire à grande valeur de Δ' (avec une pente toutefois plus petite que dans les réseaux brillants), un minimum voisin de $T = 8\ E_r/k_B$ et un décrochage aux petites valeurs de Δ'.

L'asymptote aux grandes valeurs de Δ' est de la forme :

$$\frac{k_B T}{E_r} = 0.005 \frac{\hbar\Delta'}{E_r} + 8 \qquad \text{(III-1)}$$

2. Étude qualitative du refroidissement

Pour comprendre les mécanismes en jeu pour le refroidissement dans les mélasses grises, nous rappelons brièvement quelques résultats présentés par C. COHEN-TANNOUDJI dans son cours au Collège de France [8]. Comme sur la Figure 4, la mélasse grise est schématisée par deux niveaux, un niveau non-couplé *NC* de déplacement lumineux nul et un niveau couplé *C* dont le déplacement lumineux varie avec l'espace. Du fait du couplage non adiabatique (voir § I.C.2), le niveau non couplé acquiert une durée de vie finie que l'on peut calculer par la formule de Bethe :

$$\Gamma'_{NC} \cong \Gamma' \frac{\left|\left\langle \Psi_C \left| \left(\frac{d}{dt}\right| \Psi_{NC} \right\rangle \right)\right|^2}{\Delta'^2} \qquad \text{(III-2)}$$

où $\hbar\Delta'$ caractérise la distance entre les niveaux couplés et non couplés et Γ' est le taux de diffusion de photons dans *C*.

En utilisant (I-20) il vient :

$$\Gamma'_{NC} \approx \Gamma' \frac{k^2 v^2}{\Delta'^2} \qquad \text{(III-3)}$$

Nous étudions à présent trois régimes de vitesse différents.

a) Le régime kv << Γ'

(1) Refroidissement

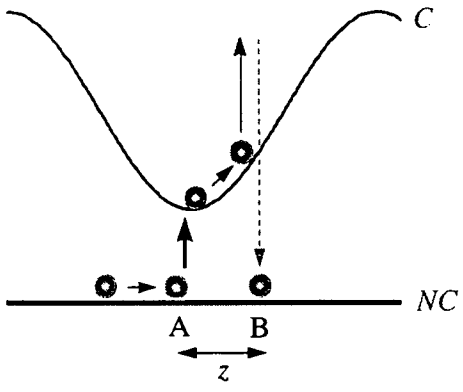


Figure 12 : *Refroidissement Sisyphe dans le cas où kv <<Γ'. L'atome ne parcourt qu'une petite portion du potentiel du niveau couplé C avant de retomber par pompage optique dans l'état non couplé NC.*

Les transitions non adiabatiques se font préférentiellement au voisinage des anticroisements entre les niveaux *C* et *NC*. Supposons qu'un atome transite de *NC* à *C* au point A (voir Figure 12); il gravit ensuite la courbe de potentiel du niveau *C* sur une distance de l'ordre de $z \cong v/\Gamma'$ (qui est petite devant λ dans le régime de vitesse étudié). En B, un cycle de pompage optique ramène l'atome dans le niveau *NC*. La perte d'énergie δE due à l'ascension de la courbe de potentiel est :

$$\delta E \approx \frac{d^2 \hbar \Delta'}{dz^2} \left(\frac{v}{\Gamma'}\right)^2 \approx k^2 \hbar \Delta' \left(\frac{v}{\Gamma'}\right)^2 \qquad \text{(III-4)}$$

Comme l'atome passe dans le niveau C avec un rythme déterminé par le taux Γ'_{NC}, la perte moyenne d'énergie due à l'effet Sisyphe est donc :

$$\frac{dE}{dt} = -\Gamma'_{NC} \delta E = -\hbar \frac{(kv)^4}{\Gamma' \Delta'} \qquad \text{(III-5)}$$

Dans ce régime, la force de friction est inefficace pour les petites vitesses mais très efficace pour les grandes puisqu'elle est de la forme : $F = -\alpha v^3$.

(2) Diffusion de l'impulsion

Les processus de diffusion empêchent la température de tendre vers 0. Le terme essentiel est ici lié aux fluctuations de la force F agissant sur l'atome quand celui-ci passe dans le niveau C. On trouve :

$$D \approx \frac{\Gamma'_{NC}}{\Gamma'} \int_0^{+\infty} \langle F(0)F(t) \rangle \, dt \approx \frac{\Gamma'_{NC}}{\Gamma'} \frac{(\hbar k \Delta')^2}{\Gamma'} \qquad \text{(III-6)}$$

soit en utilisant (III-3) :

$$D \approx \hbar^2 k^2 \frac{(kv)^2}{\Gamma'} \qquad \text{(III-7)}$$

Les autres contributions sont plus petites. Par exemple, le transfert d'impulsion lors de l'émission spontanée donne un terme de l'ordre de $\Gamma'_{NC} (\hbar k)^2$ qui est plus petit que D par un facteur $(\Gamma/\Delta)^2$.

(3) Équilibre

Le refroidissement et la diffusion s'équilibrent lorsque :

$$\frac{dE}{dt} + \frac{D}{M} = 0 \qquad \text{(III-8)}$$

c'est-à-dire pour :

$$Mv^2 \approx \hbar \Delta' \qquad \text{(III-9)}$$

On retrouve bien la variation linéaire de la température cinétique avec le déplacement lumineux ($k_B T \approx Mv^2$).

b) Le régime $\Gamma' << kv << \Delta'$

(1) Refroidissement

Dans cette situation, la distance $z \equiv v/\Gamma'$ parcourue par l'atome dans le niveau C est supérieure à la périodicité du potentiel lumineux ($\equiv \lambda$). La perte d'énergie δE par saut est donc de l'ordre de $\hbar\Delta'$. On trouve ainsi :

$$\frac{dE}{dt} \approx -\Gamma'_{NC}\hbar\Delta' \approx -\frac{\hbar\Gamma'}{\Delta'}(kv)^2 = -\hbar k^2 \frac{\Gamma}{\Delta} v^2 \qquad \text{(III-10)}$$

Dans ce régime la force de friction est linéaire en vitesse.

(2) Diffusion de l'impulsion

Pour évaluer l'intégrale $\int_0^{+\infty} \langle F(0)F(t)\rangle dt$, il faut prendre en compte le fait que $F(t)$ effectue plusieurs oscillations du fait de la trajectoire de l'atome dans le niveau C. Il en résulte une réduction du coefficient de diffusion d'un facteur $(\Gamma' / kv)^2$ par rapport au résultat du § a.2 :

$$D \approx \Gamma' \hbar^2 k^2 \qquad \text{(III-11)}$$

(3) Équilibre

Refroidissement et diffusion s'équilibrent ici aussi lorsque $Mv^2 \approx \hbar\Delta'$. Aussi bien dans le régime $kv << \Gamma'$ que dans le régime $\Gamma' << kv << \Delta'$, une variation linéaire de la température avec le déplacement lumineux est prédite.

c) Le régime $\Delta' << kv$

Dans ce régime, la formule (III-3) donnant Γ'_{NC} n'est plus valable, parce que la condition d'application de la théorie des perturbations ($kv << \Delta'$) n'est plus vérifiée. Dans le régime des fortes vitesses, les transitions non adiabatiques sont très efficaces de sorte que $\Gamma'_{NC} \approx \Gamma'$.

La perte moyenne d'énergie cinétique est égale à :

$$\frac{dE}{dt} \approx -\Gamma' \hbar\Delta' \qquad \text{(III-12)}$$

Exprimée en fonction de la vitesse, on trouve en remplaçant E par $\frac{1}{2}Mv^2$:

$$\frac{dv}{dt} \approx -\frac{\hbar}{M}\frac{\Gamma'\Delta'}{v} \qquad \text{(III-13)}$$

La force de friction devient très inefficace dans ce régime puisqu'elle est d'autant plus petite que la vitesse est grande.

Dans cette étude, il apparaît clairement que les mécanismes de refroidissement ne sont vraiment importants que pour $kv < \Delta'$ ce qui permet de définir la vitesse de capture v_c par la relation :

$$v_c = \frac{\Delta'}{k} \qquad \text{(III-14)}$$

d) Où situer les différents domaines sur une courbe de température ?

Considérons une variation typique de la température avec le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ et essayons de localiser les différents régimes de vitesse envisagés dans les § a, b et c sur cette courbe (voir Figure 13). Pour cela, nous traçons les courbes $kv = \Gamma'$ (ou de façon équivalente $k_B T = \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 \frac{(\hbar\Delta')^2}{E_r}$) et $kv = \Delta'$ (c'est-à-dire $k_B T = \frac{(\hbar\Delta')^2}{E_r}$). Il apparaît que la partie asymptotique correspondant aux grandes valeurs de Δ' correspond au régime $kv << \Gamma'$ alors que la zone de décrochage est associée au régime $kv >> \Delta'$ (i.e. $v >> v_c$).

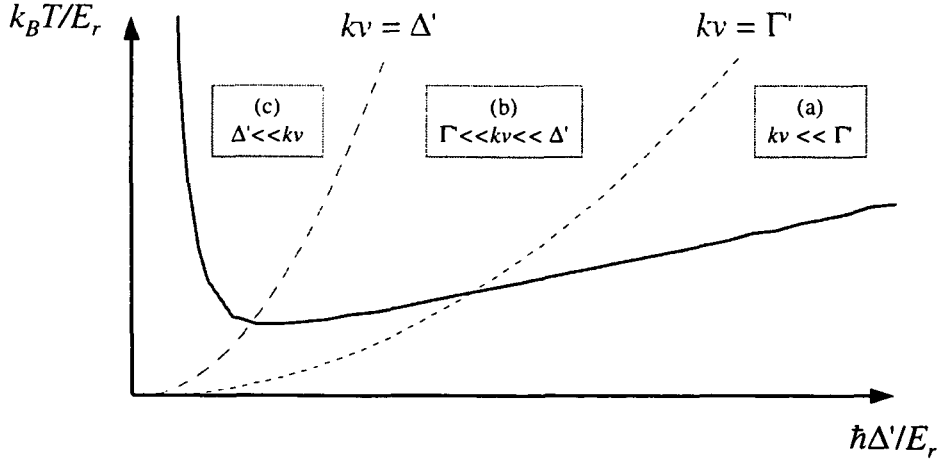


Figure 13 : *Différents régimes de vitesse positionnés sur une courbe de température en fonction du déplacement lumineux Δ'. Les parties* (a) *et* (b) *correspondent aux régimes pour lesquels la température est une fonction affine du déplacement lumineux $\hbar\Delta'$. Dans le régime* (c), *la vitesse est*

supérieure à la vitesse de capture et les atomes ne sont plus bien refroidis. Pour de faibles désaccords Δ, la partie centrale (b) *devient plus étroite.*

B. Efficacité du refroidissement et de la capture

1. Résultats expérimentaux sur la température

L'expérience est pilotée par un micro-ordinateur dont l'unité de temps dans le programme est la milliseconde. En conséquence, le temps minimum de mélasse accessible est la milliseconde. Ce temps d'1 ms apparaît néanmoins suffisant pour la thermalisation des atomes dans les mélasses grises qui s'avère donc assez rapide. Ce résultat est en accord avec les mesures effectuées dans les mélasses grises à 6 faisceaux [12].

Les températures mesurées par double temps de vol sont, pour les mêmes conditions de désaccord et d'intensité que les réseaux brillants, deux fois plus faibles que dans ces derniers. Alors qu'on trouve généralement des températures de l'ordre de 4 μK dans un réseau brillant (avec un minimum voisin de 2.5 μK sur notre montage expérimental et égal à 1.2 μK dans l'expérience du NIST [13]), les températures typiques dans ces mélasses grises sont de l'ordre de 2 μK. En faisant varier l'intensité et le désaccord des faisceaux et en contrôlant bien la nullité du champ magnétique, nous avons atteint un minimum de 0.8 ± 0.1 μK. Les atomes dans cet état sont particulièrement sensibles à tout champ parasite qu'il soit magnétique ou lumineux (d'où l'importance des précautions à prendre dont nous avons déjà parlé).

a) Variation de la température avec l'intensité des faisceaux

Nous montrons sur la Figure 14 la variation de la température avec l'intensité des faisceaux pour un désaccord $\Delta = 4\ \Gamma$. Nous avons délibérément laissé comme abscisse l'intensité des faisceaux et non pas le déplacement lumineux parce qu'il s'avère (voir plus loin) que la température ne dépend pas simplement du déplacement lumineux. La calibration de l'intensité se fait en mesurant avec une photodiode l'intensité transmise à travers un trou circulaire d'un diamètre calibré de 100 μm. Dans le cas des réseaux brillants, cette mesure d'intensité I peut être comparée à une valeur I' déduite de la mesure de la fréquence de vibration dans un puits de potentiel (puisque Ω_v est d'après la formule (I-17) du chapitre 1 proportionnel à $\sqrt{I'}$). Les deux valeurs obtenues pour l'intensité sont globalement en accord même s'il apparaît que I est généralement plus grand que I' (de l'ordre de 10 à 20 %).

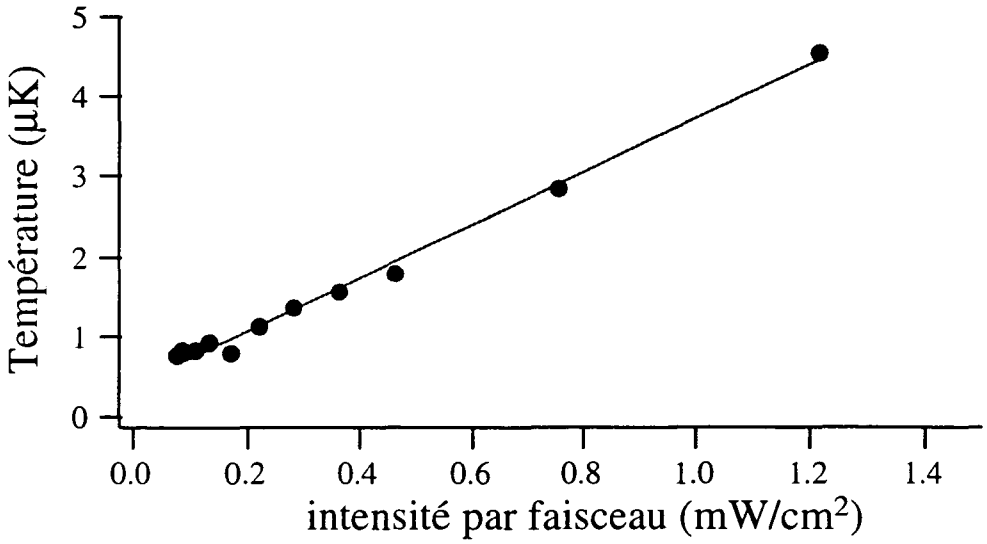


Figure 14 : *Température mesurée par double temps de vol dans une mélasse grise de Césium en fonction de l'intensité par faisceau. Le refroidissement se fait sur le bleu de la transition $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}$ $(F'=2)$ avec un désaccord des faisceaux de 4 Γ. Au minimum d'intensité ($I = 0.1$ mW/cm²) $\hbar\Delta'$ vaut 120 E_r.*

La variation linéaire de la température avec l'intensité est compatible avec un refroidissement Sisyphe. Néanmoins, nous n'avons pas observé de décrochage avec l'intensité. Un tel résultat est en accord avec les expériences effectuées par Denis BOIRON dans des mélasses à 6 faisceaux sur la même transition atomique [12]. Alors qu'il faut de multiples précautions pour descendre en dessous de 3 μK dans un réseau brillant, nous voyons que cette température est aisément franchie dans ces mélasses grises. Le minimum observé se situe à 0.8 ± 0.1 μK avec, dans ce cas, encore plus de 40 % des atomes piégés. Notons que cette température correspond à une vitesse quadratique moyenne égale à deux fois la vitesse de recul. L'incertitude sur la température vient essentiellement de l'incertitude de l'exploitation du signal (ajustement en gaussienne, bornes de l'ajustement (doublement puisqu'il y a deux signaux de temps de vol à exploiter) ....). La température minimum correspond à la valeur prédite théoriquement par Konstantinos PETSAS [14] par le modèle des bandes sur la transition $3 \rightarrow 2$ dans la configuration unidimensionnelle lin ⊥ lin (voir Figure 11). En revanche, la pente de la droite en fonction de Δ', tout comme l'absence de décrochage, ne correspondent pas aux prédictions du théoricien.

Pour des valeurs basses de l'intensité, le signal de temps de vol a une forme particulière qui semble indiquer qu'une fraction des atomes tombe en pluie avant l'extinction des faisceaux. Ce phénomène a également été observé dans des réseaux très désaccordés pour lesquels un passage par effet tunnel entre les puits de potentiel serait envisageable (communication privée J. Lawall). Dans notre situation, il faudrait plutôt incriminer le rôle de la gravité. Qualitativement, on peut dire que la mélasse devient inefficace lorsque l'accroissement de vitesse dû à g entre deux processus de

refroidissement Sisyphe est supérieur à v_c. Cette condition $g/\Gamma'_{NC} > v_c$ peut, à l'aide des équations (III-3) et (III-14), être réécrite :

$$v^2 < \frac{g}{k}\frac{\Delta}{\Gamma} \qquad \text{ou encore} \qquad k_B T < \frac{Mg\lambda}{2\pi}\frac{\Delta}{\Gamma} \qquad \text{(III-15)}$$

Sachant que $Mg\lambda$ est de l'ordre de E_r, nous voyons que lorsque la température devient de l'ordre de grandeur de E_r / k_B ; une fraction de plus en plus grande des atomes dépasse la vitesse de capture du fait de la gravité et tombe avant la coupure des faisceaux.

D'après la Figure 14, nous pouvons déduire l'expression de la température normalisée à l'énergie de recul en fonction du paramètre déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ (lui aussi normalisé à l'énergie de recul) :

$$\frac{k_B T}{E_r} = 0.05\frac{\hbar\Delta'}{E_r} + 2 \qquad (\text{à } \Delta = 4\Gamma) \qquad \text{(III-16)}$$

Cette expression, cependant, dépend du désaccord, c'est-à-dire qu'aussi bien la pente que le minimum atteint, changent avec le désaccord Δ. Ceci paraît en contradiction avec l'idée habituelle et avec les calculs selon lesquels la température dans les réseaux est (pour $\Delta >> \Gamma$) une fonction du déplacement lumineux uniquement. Nous allons donc étudier la variation de la température avec le désaccord.

b) Variation de la température avec le désaccord

Intuitivement, on pourrait penser que la température ne devrait varier qu'avec le déplacement lumineux (c'est d'ailleurs ce qui est observé dans les réseaux brillants). Il ne devrait donc pas être nécessaire d'étudier la variation de la température avec le désaccord, si l'étude a déjà été faite avec l'intensité des faisceaux. Pensant trouver le même type de courbe en fonction de l'intensité ou en fonction de l'inverse du désaccord, nous fûmes étonnés dans un premier temps des résultats obtenus avec le désaccord.

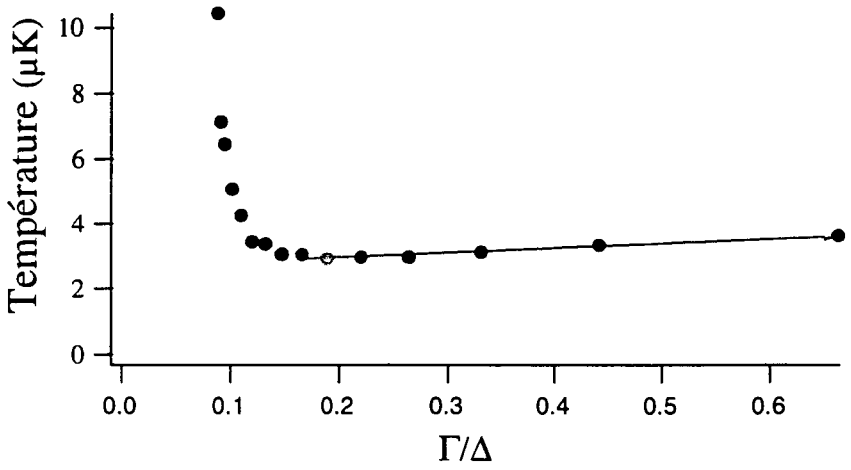


Figure 15 : *Température d'une mélasse grise de Césium sur la transition 3 → 2 en fonction du désaccord des faisceaux à résonance. L'intensité des faisceaux est de l'ordre de 0.8 mW/cm². Pour un désaccord plus petit que 6 Γ, la température varie linéairement avec l'inverse du désaccord. Pour des valeurs supérieures à 6 Γ la température augmente au fur et à mesure que l'on augmente le désaccord.*

Nous montrons Figure 15 la variation de la température avec l'inverse du désaccord. Une première remarque s'impose : pour une certaine plage de valeurs du désaccord, la variation est linéaire. Cela semble compatible avec la variation linéaire en fonction du déplacement lumineux déjà vu au paragraphe précédent. Néanmoins, à côté de cette droite, nous observons une remontée de la température pour des valeurs importantes du désaccord. Même s'il est tentant de dire, par un élan spontané, que cette remontée est un décrochage, une analyse plus précise semble indiquer que cette remontée est trop "molle" pour être la signature d'un décrochage. Enfin, lorsque l'on mesure la pente de la droite en fonction du paramètre déplacement lumineux total $\hbar\Delta'$, il s'avère que cette pente ne correspond pas du tout à celle trouvée lorsque l'on fait varier l'intensité des faisceaux. On trouve en effet :

$$\frac{k_B T}{E_r} = 0.007 \frac{\hbar\Delta'}{E_r} + 27 \qquad (I = 0.8 \text{ mW/cm}^2) \qquad \text{(III-17)}$$

La pente de la température comme fonction du déplacement lumineux est ainsi beaucoup plus faible lorsque l'on fait varier le désaccord que lorsque l'on fait varier l'intensité.

c) Interprétation des résultats sur la température - Effets des transitions voisines

Il ressort des résultats précédents que la température ne varie pas simplement avec le paramètre Δ'. Il semble donc qu'un élément non pris en compte par le modèle vienne troubler le fonctionnement du refroidissement Sisyphe. Cet élément, lorsqu'on a éliminé les champs magnétiques parasites qui agissent surtout sur le minimum de température accessible, n'est pas un

élément existant dans les simulations numériques de K. PETSAS. Il pourrait donc s'agir des transitions hyperfines voisines (à savoir les transitions 3 → 3 et 3 → 4). En effet, une modulation du potentiel optique et un pompage optique, même petits, peuvent avoir un effet significatif devant un potentiel plat et un pompage induit par transition non adiabatique ! De plus ces transitions voisines ne sont qu'à 30 Γ et 70 Γ de la transition 3 → 2, ce qui n'est pas beaucoup, compte tenu du fait que nous nous plaçons sur le bleu de la transition 3 → 2. Ainsi quand nous sommes à 10 Γ de 3 → 2, nous nous trouvons à 20 Γ de 3 → 3.

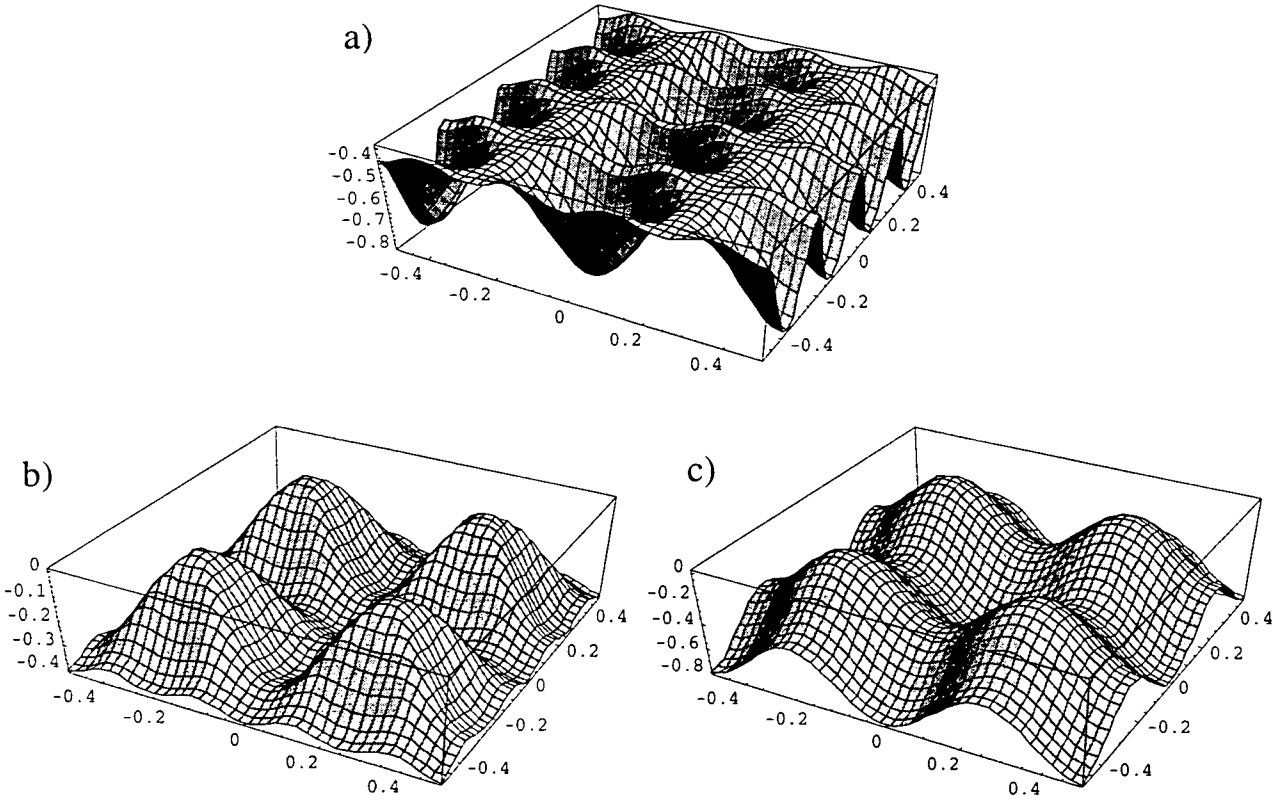


Figure 16 : *Coupe du potentiel optique en prenant en compte les transitions hyperfines voisines. Le désaccord par rapport à la transition 3 → 2 est* $\Delta = 4\Gamma$. *Sur cette échelle* $\hbar\Delta'$ *correspond à* 8.
(a) *Coupe dans le plan xOz (la lumière est circulaire au centre (0,0,0))*
(b) *Coupe dans le plan xOy (la lumière est circulaire au centre (0,0,0))*
(c) *Coupe dans le plan x(z=λ/4)y (la lumière est linéaire au centre (0,0, λ/4)).*

Nous montrons sur la Figure 16 le potentiel résultant de l'interaction de l'atome avec l'onde lumineuse, en prenant en compte les trois transitions hyperfines accessibles. Même pour un désaccord petit à la transition 3 → 2 (4 Γ) la profondeur des puits dûs aux autres transitions vaut $\hbar\Delta'_s = 0.05\ \hbar\Delta'$. Cette contribution devient $0.22\ \hbar\Delta'$ pour un désaccord de 12 Γ (alors que le désaccord à la transition 3 → 3 vaut encore 18 Γ). Ceci est à comparer à la profondeur des puits de

potentiel des états couplés pour la seule transition $3 \rightarrow 2$ qui valent au maximum (4/21) $\hbar\Delta' \cong 0.2\ \hbar\Delta'$.

Nous nous proposons de montrer de façon très schématique comment les autres transitions hyperfines influent sur le refroidissement. Pour cela nous partons du modèle simple du § A.2 et nous étudions plus particulièrement la situation du § b où la force de friction est linéaire en vitesse. Comparons d'abord Γ'_{NC} et le taux d'absorption Γ'_s associé aux autres transitions hyperfines. En remplaçant v^2 par $\hbar\Delta'/M$, nous trouvons :

$$\Gamma'_{NC} \approx \Gamma' \frac{E_r}{\hbar\Delta'} \qquad \text{(III-18)}$$

(Remarquons que dans la limite $kv << \Delta'$, Γ'_{NC} est indépendant de l'intensité des faisceaux créant le réseau). Quant à Γ'_s, une valeur typique est

$$\Gamma'_s \approx \Gamma' \left(\frac{\Delta}{\Delta_s} \right)^2 \qquad \text{(III-19)}$$

où Δ_s est le désaccord à résonance pour la transition $3 \rightarrow 3$. Nous voyons que même dans des conditions favorables à la transition $3 \rightarrow 2$ (par exemple $\hbar\Delta' = 100\ E_r$ et $\Delta/\Delta_s = 1/5$), la diffusion de photons est essentiellement due aux autres transitions hyperfines. Cela étant, il ne faut pas perdre de vue que les fonctions d'onde sont principalement déterminées par la transition $3 \rightarrow 2$ et que c'est cette transition qui assure le refroidissement (en l'absence de transition $3 \rightarrow 2$, un réseau décalé sur le rouge de la transition $3 \rightarrow 3$ provoque un échauffement Sisyphe).

Le taux de pompage Γ'_s ayant a priori la même dépendance spatiale que Δ'_s, les atomes sont extraits plus facilement des fonds des puits de potentiel que des sommets. Il en résulte un échauffement Sisyphe qui va se traduire par une force F_s s'opposant à la friction. Cette force résultant d'un mécanisme Sisyphe habituel, sa forme doit être du type [15] :

$$F_s \approx \hbar k^2 \frac{\Gamma'_s \Delta'_s}{\Gamma'^2_s + k^2 v^2} v \qquad \text{(III-20)}$$

Nous considérons le régime $\Gamma' << kv << \Delta'$; nous avons a fortiori d'après (III-19) $kv >> \Gamma'_s$ (puisque $|\Delta_s| > |\Delta|$). Pour estimer le coefficient d'accélération moyen α_s, nous évaluons l'expression (III-20) pour les deux valeurs limites de kv. On trouve ainsi :

$$\hbar k^2 \frac{\Gamma'_s \Delta'_s}{\Delta'^2} < \alpha_s < \hbar k^2 \frac{\Gamma'_s \Delta'_s}{\Gamma'^2} \qquad \text{(III-21)}$$

soit, en remplaçant Γ'_s et Δ'_s par leurs expressions :

$$\hbar k^2\left(\frac{\Delta}{\Delta_s}\right)^3\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)<\alpha_s<\hbar k^2\left(\frac{\Delta}{\Delta_s}\right)^3\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right) \qquad \text{(III-22)}$$

Par ailleurs le coefficient de diffusion calculé au § A.2.b.2 p. 99 doit aussi être modifié puisqu'un nombre significatif de sauts dans l'état couplé est dû à Γ'_s. Le nouveau coefficient de diffusion est :

$$D\approx\frac{\Gamma'_{NC}+\Gamma'_s}{\Gamma'}\frac{(\hbar k\Delta')^2}{\Gamma'}\frac{\Gamma'^2}{(kv)^2} \qquad \text{(III-23)}$$

soit :

$$D\approx\hbar^2k^2\left(\Gamma'+\Gamma'_s\frac{\Delta'^2}{k^2v^2}\right) \qquad \text{(III-24)}$$

En remplaçant k^2v^2 respectivement par Γ'^2 et Δ'^2, on obtient l'encadrement pour D suivant :

$$\hbar^2k^2(\Gamma'+\Gamma'_s)<D<\hbar^2k^2\left(\Gamma'+\Gamma'_s\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2\right) \qquad \text{(III-25)}$$

En combinant (III-21) et (III-25) on trouve l'encadrement suivant pour la température T :

$$\frac{\hbar(\Gamma'+\Gamma'_s)}{\frac{\Gamma}{\Delta}-\left(\frac{\Delta}{\Delta_s}\right)^3\frac{\Gamma}{\Delta}}<k_BT\equiv\frac{D}{\alpha}<\frac{\hbar\left(\Gamma'+\Gamma'_s\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2\right)}{\frac{\Gamma}{\Delta}-\left(\frac{\Delta}{\Delta_s}\right)^3\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)} \qquad \text{(III-26)}$$

que l'on peut encore écrire :

$$\hbar\Delta' \frac{\left(1+\left(\frac{\Delta}{\Delta_s}\right)^2\right)}{1-\left(\frac{\Delta}{\Delta_s}\right)^3} < k_B T \equiv \frac{D}{\alpha} < \hbar\Delta' \frac{\left(1+\left(\frac{\Delta}{\Delta_s}\right)^2\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2\right)}{1-\left(\frac{\Delta}{\Delta_s}\right)^3\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2} \qquad \text{(III-27)}$$

Dans ce modèle très approché, on retrouve bien la variation linéaire de la température avec l'intensité, mais la pente est plus importante et varie avec le désaccord. On trouve également que lorsque Δ croît, la température diverge, le chauffage causé par la transition $3 \rightarrow 3$ l'emportant sur le refroidissement dû à la transition $3 \rightarrow 2$. Ce modèle prédit des divergences différentes selon la limite dans laquelle se trouve la quantité kv (Γ' ou Δ'). Dans le cas où la vitesse est proche de Γ'/k (i.e. que le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ est relativement important), la divergence se produit pour $\Gamma/\Delta \cong 0.07$. Dans le cas où la vitesse est plutôt proche de Δ'/k (i.e. que le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ est relativement proche du décrochage), une divergence est attendue pour $\Gamma/\Delta \cong 0.15$.

Dans le régime $\Gamma'_s << kv << \Gamma'$, on peut tenter une approche analogue. Le coefficient de diffusion D vaut :

$$D \approx (\hbar k)^2 \left[\frac{k^2 v^2}{\Gamma'} + \Gamma'_s \left(\frac{\Delta'}{\Gamma'}\right)^2\right] \qquad \text{(III-28)}$$

Dans ce régime, la diffusion due à Γ'_s peut l'emporter sur la diffusion due à Γ'_{NC} qui devient très petit.

Le coefficient d'accélération α_s vaut :

$$\alpha_s \approx \hbar k^2 \frac{\Gamma'_s \Delta'_s}{k^2 v^2} \qquad \text{(III-29)}$$

On trouve alors pour T :

$$k_B T \approx \hbar \frac{\frac{k^2 v^2}{\Gamma'} + \Gamma'_s \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2}{\frac{k^2 v^2}{\Delta' \Gamma'} - \frac{\Delta'_s \Gamma'_s}{k^2 v^2}} \approx \hbar \frac{\Delta' + \Gamma'_s \frac{\Delta'^2}{k^2 v^2} \frac{\Delta}{\Gamma}}{1 - \frac{\Gamma' \Delta' \Delta'_s \Gamma'_s}{k^4 v^4}} \qquad \text{(III-30)}$$

En utilisant $kv << \Gamma'$, on peut trouver une borne inférieure (pour la prise en compte des autres transitions hyperfines) pour la température T :

$$k_B T > \hbar\Delta' \frac{\left[1+\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2\left(\frac{\Delta}{\Delta_s}\right)^2\right]}{1-\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2\left(\frac{\Delta}{\Delta_s}\right)^3} \qquad \text{(III-31)}$$

Dans ce régime, l'influence des autres transitions hyperfines est encore plus important que dans le régime $\Gamma' << kv << \Delta'$ parce que les transitions non adiabatiques sont bien moins probables, de sorte que le refroidissement décroît plus vite que le chauffage dû aux autres transitions hyperfines. La divergence du minimum de température est obtenue pour $\Gamma/\Delta \cong 0.15$.

d) Conclusion

La valeur du désaccord correspondant à la divergence dépend ainsi du régime de vitesse dans lequel on est et donc de la valeur de Δ' à laquelle la température T est reliée. Elle dépend de la position de kv par rapport aux domaines tracés sur la Figure 13. De manière générale, cette divergence se produit entre $\Gamma/\Delta \cong 0.07$ et $\Gamma/\Delta \cong 0.15$. C'est ce que nous voyons expérimentalement sur la Figure 15. Nous trouvons dans ce cas une divergence pour $\Gamma/\Delta \cong 0.09$ (l'intensité des faisceaux incidents vaut $I = 0.8$ mW/cm^2). Il apparaît donc que les transitions $3 \rightarrow 3$ et $3 \rightarrow 4$ modifient de façon significative la température qui ne peut donc pas être simplement comparée à un modèle restreint aux niveaux F=3 et F'=2.

2. Résultats expérimentaux sur le nombre d'atomes

Le nombre d'atomes est déduit de la surface du signal de temps de vol provenant du faisceau situé à 10 cm au dessous du nuage atomique. En effet, le deuxième faisceau de temps de vol, situé à 30 cm au dessous du nuage, ne récupère pas la totalité des atomes, car le nuage a eu le temps de beaucoup s'étendre avant de traverser ce faisceau.

Avant de rentrer dans des détails de variation en fonction des paramètres, notons que, dans les meilleurs cas, ces mesures conduisent à une estimation du nombre d'atomes capturés dans une mélasse grise supérieure à celui des atomes initialement piégés dans le piège magnéto-optique d'environ 15 %. Ce résultat paradoxal n'a pas obtenu pour l'instant d'explication vraiment satisfaisante. Cela montre en tous cas que le nombre d'atomes capturés par la mélasse grise peut être

très important et que pratiquement tous les atomes présents dans le piège magnéto-optique peuvent se retrouver dans la mélasse grise. Cette observation peut être comprise en comparant la température du piège magnéto-optique T_0 à la température T_c associée à la vitesse de capture dans la mélasse grise. En utilisant la relation (III-14) p. 100, on trouve que $k_B T_c \approx \hbar^2 \Delta'^2 / E_r$. La capture des atomes dans la mélasse grise doit être efficace tant que $\Delta' >> \Delta'_0$ avec $\hbar\Delta'_0 \approx \sqrt{k_B T_0 E_r}$. En prenant une valeur de l'ordre de 40 µK pour T_0, on trouve $\hbar\Delta'_0 \approx 20\, E_r$. Comme la gamme de Δ' étudiée atteint $10^3\, E_r$, la condition $\Delta' >> \Delta'_0$ est satisfaite dans la plus grande partie des situations expérimentales envisagées.

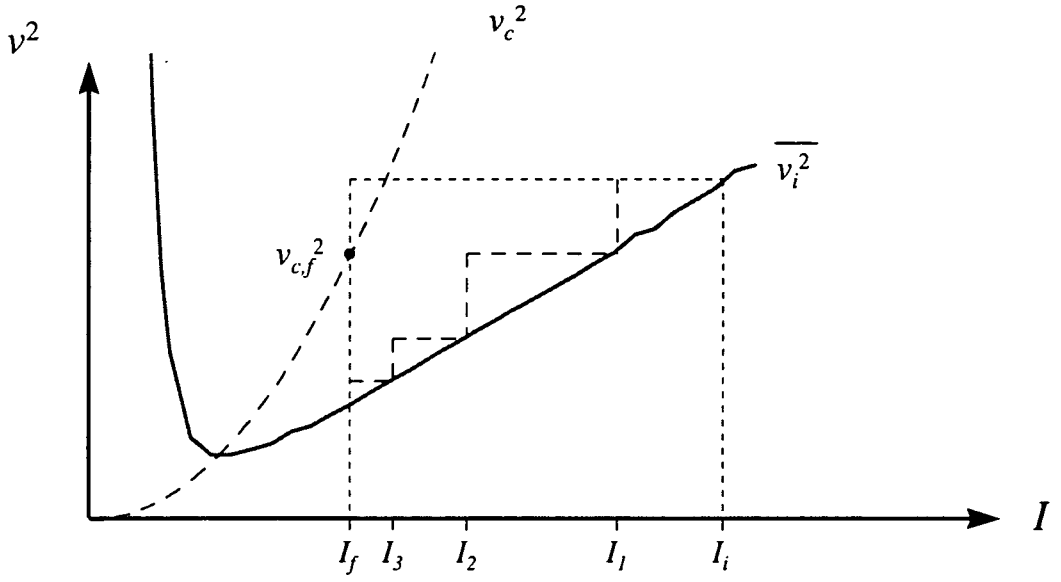


Figure 17 : *Schéma de principe pour justifier l'application de paliers d'intensité pour augmenter l'efficacité de capture des mélasses grises. Un passage direct de I_i à I_f entraîne la perte d'une importante partie des atomes, car la vitesse de ces atomes est supérieure à la vitesse de capture correspondant à l'intensité I_f. En revanche, un passage par paliers de I_i à I_f permet de garder un maximum d'atomes lorsque l'intensité vaut I_f. Nous voyons également sur ce schéma, qu'il est important de réduire la différence d'intensité entre les paliers au fur et à mesure qu'on veut atteindre des intensités plus basses (et se rapprocher du minimum de température) puisque les deux courbes se resserrent.*

Notons également, que pour garder un nombre maximum d'atomes avec des intensités faibles, nous procédons au refroidissement par paliers d'intensité successifs (c'est-à-dire que nous abaissons l'intensité des faisceaux jusqu'à sa valeur finale par paliers successifs d'une durée de 10 ms environ). La justification de principe de cette procédure peut être comprise à l'aide du schéma de la Figure 17 où nous avons porté la variation de $\overline{v}^2$ (c'est-à-dire la température cinétique) et de v_c^2 (carré de la vitesse de capture) en fonction de l'intensité I. La température est asymptotiquement une fonction affine de I alors que v_c^2 varie comme I^2 puisque v_c est proportionnel à Δ'/k. Le refroidissement est efficace tant que $\overline{v}^2$ est inférieur à v_c^2. Supposons que partant de l'intensité I_i,

nous passions brusquement à l'intensité $I_f < I_i$. Comme $\overline{v}_i^2$ est supérieur à $v_{c,f}^2$, une faible fraction des atomes sera refroidie efficacement. En revanche, si le passage de I_i à I_f se fait par paliers successifs I_1, I_2, ..., I_n de telle sorte que $\overline{v}_n^2 < v_{c,n+1}^2$, la majorité des atomes sera conservée dans le refroidissement de I_i à I_f.

Les mélasses grises piègent de manière efficace les atomes jusqu'à des intensités de faisceau très faibles (de l'ordre de 0.2 mW/cm^2 par faisceau) pour lesquelles on atteint déjà des températures très froides. Nous montrons sur la Figure 18 la variation du nombre d'atomes en fonction de l'intensité des faisceaux pour un désaccord de 4Γ. Au delà d'une certaine intensité, correspondant à une valeur de l'ordre de 500 E_r pour $\hbar\Delta'$, le nombre d'atomes est stable et maximum. En dessous, on assiste à une sorte de décrochage, l'intensité lumineuse n'étant plus suffisante pour garder les atomes chauds (n'oublions pas que nous avons du chauffage Doppler dans notre système, et qu'un atome dont la vitesse est supérieure à la vitesse de capture de la mélasse est ejecté du nuage atomique). Dans ce cas les atomes chauds tombent en pluie avant la fin de l'application des faisceaux de mélasse.

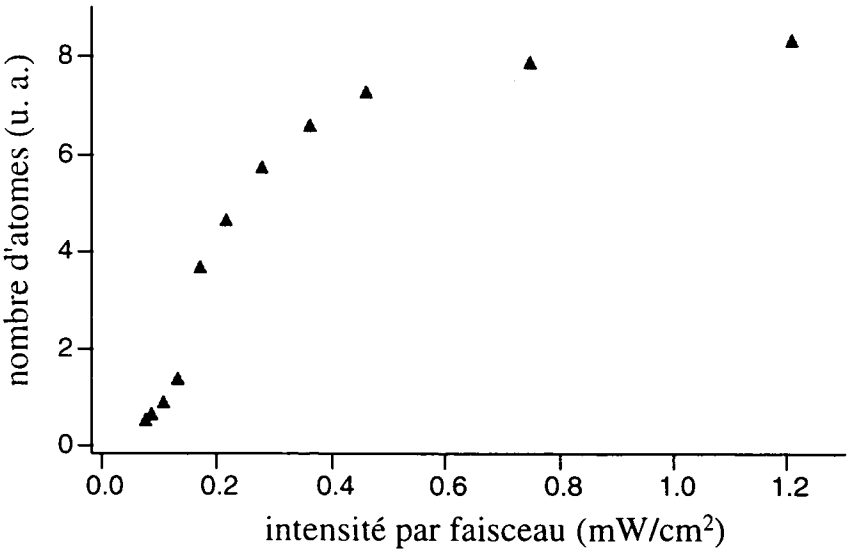


Figure 18 : *Variation du nombre d'atomes avec l'intensité des faisceaux pour un désaccord de* 4 Γ. *Cette courbe provient du même enregistrement que la Figure 14. En particulier notons que pour la valeur minimum de la température 800 nK (correspondant à 0.2 mW/cm^2) le nombre d'atomes a diminué de seulement 60 %.*

Nous montrons Figure 19 la variation du nombre d'atomes avec l'inverse du désaccord. Nous retrouvons sur le nombre d'atomes le phénomène déjà rencontré sur la température, à savoir, une variation molle pour les grands désaccords. Alors que la température augmente pour les grands désaccords, le nombre d'atomes diminue. L'influence des transitions hyperfines voisines se traduit

donc par un échauffement des atomes et par une amplification du phénomène de fuite hors de la zone d'interaction, par pompage optique.

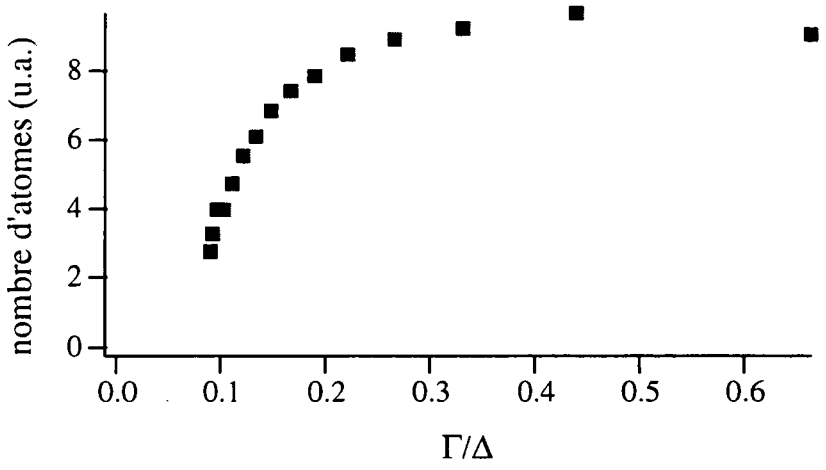


Figure 19 : *Variation du nombre d'atomes avec le désaccord des faisceaux. L'intensité des faisceaux est ici de 0.8 mW/cm^2. L'augmentation de température observée lorsqu'on augmente le désaccord à résonance des faisceaux s'accompagne d'une diminution tout aussi molle du nombre d'atomes.*

La durée de vie de ces mélasses est bien sûr limitée par la diffusion, mais aussi par les collisions avec le gaz résiduel. Notons également que même si la diffusion en impulsion est diminuée pour un état non-couplé, lorsqu'un atome acquiert une vitesse supérieure à la vitesse de capture, il est ejecté du nuage atomique par l'échauffement Doppler, effet qui n'existait pas dans les réseaux brillants. La durée de vie des mélasses grises mesurée sur notre montage expérimental est de l'ordre de 200 ms, valeur proche de celle trouvée dans les mélasses grises à 6 faisceaux [12] mais inférieure à celle des réseaux brillants.

3. Comparaison avec les réseaux brillants

Même si les mélasses grises ne sont pas la panacée, car elles ne correspondent pas aux situations idéales décrites en première partie, elles possèdent néanmoins une efficacité de refroidissement accrue par rapport aux réseaux brillants et une efficacité de capture tout aussi importante. L'utilisation d'états non-couplés pour diminuer la température et maintenir une capture efficace, malgré le chauffage Doppler, est tout à fait probante.

D'autre part, le phénomène de décrochage sur la température prédit par les simulations et les calculs numériques n'est pas observé expérimentalement dans les mélasses grises. Dans toute la gamme d'intensité et de désaccord étudiés, la température T est une fonction croissante de I et asymptotiquement croissante de $1/\Delta$. Cela signifie en particulier qu'il n'existe pas de minimum de

température visible expérimentalement lorsque l'on fait varier l'intensité. Les théoriciens prédisent un décrochage pour une valeur du déplacement lumineux de l'ordre de 100-200 E_r comme c'était le cas dans les réseaux brillants. Nous semblons être limités expérimentalement plutôt par le nombre d'atomes restant piégés (qui diminue pour des faibles intensités), c'est-à-dire plus par l'efficacité de capture que par l'efficacité de refroidissement. Pour ces faibles intensités, les atomes sont encore refroidis mais ont tendance à fuir dès que leur vitesse dépasse la vitesse de capture. Une observation voisine, quoique liée à des processus différents, a été faite dans des réseaux brillants très désaccordés qui ne refroidissent pas mais piègent seulement. La fuite dans ce cas-là s'expliquerait par effet Tunnel entre les puits de potentiel, lorsque la barrière de potentiel n'est plus très haute et que le nombre de niveaux liés dans le puits devient faible.

Le décrochage visible sur les courbes théoriques pourrait être dû au fait que les atomes qui ont tendance à fuir, sont pris en compte dans le calcul de la température théorique, alors qu'expérimentalement, ils ne restent pas dans le réseau suffisamment longtemps pour être détectés par temps de vol. De plus, la température déduite du signal de temps de vol ignore ces atomes tombant avant la fin d'application des faisceaux.

Plus que jamais, les transitions hyperfines autres que celles sur lesquelles nous travaillons jouent un rôle néfaste. Dans les réseaux brillants, le déplacement lumineux et le pompage optique sont déterminés par la transition utilisée pour refroidir les atomes et les transitions adjacentes sont généralement négligeables. En revanche, dans les mélasses grises, la nappe de potentiel fondamentale correspondant à un état non couplé, il n'est plus possible de négliger l'effet des transitions voisines. Celles-ci modulent le potentiel optique, modifient les probabilités de transitions entre nappes et constituent un frein au refroidissement comme le montre la variation de la température en fonction de I et Δ.

C. Spectroscopie pompe-sonde

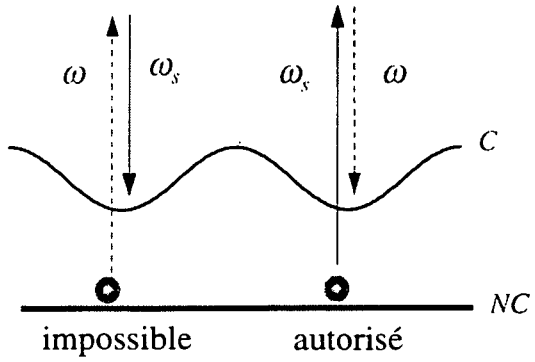
1. Règle de sélection : cas particulier des mélasses grises

Dans le cas des mélasses grises, les atomes dans un état non-couplé voient un déplacement lumineux nul, donc un potentiel plat. Nous ne nous attendons donc pas à observer des pics de vibration sur un spectre pompe-sonde[7]. Les seules transitions Raman qu'il est possible de voir à

[7] Dans les conditions de l'expérience, le déplacement lumineux Δ'_s dû aux autres niveaux hyperfins varie typiquement entre 0 et 10 E_r. Il y a donc, au plus, deux niveaux liés par puits et ces niveaux sont peu peuplés puisque $k_B T \approx \Delta' >> \Delta'_s$.

priori sont des transitions entre courbes de potentiel (en particulier entre la courbe de potentiel plate d'un état non-couplé et celle d'un état couplé).

Par ailleurs, et c'est là une des particularités des mélasses grises, un atome dans un état non-couplé *ne peut pas absorber* de photon des faisceaux de mélasse. Or ce sont habituellement eux qui jouent le rôle de pompe dans nos expériences de spectroscopie pompe-sonde. Il en résulte qu'un processus Raman partant du niveau non-couplé avec amplification de la sonde n'est pas possible (voir figure ci-contre). En revanche, un processus Raman avec absorption de la sonde à la fréquence ω_s et émission stimulée dans les faisceaux de mélasse à la fréquence ω est possible, l'atome partant d'un état non-couplé pour atteindre un état couplé. La résonance correspondante est située à un désaccord de fréquence $\omega_S - \omega$ égal au déplacement lumineux du niveau couplé ($\approx \hbar\Delta'$) et sa largeur est relativement importante puisqu'elle est de l'ordre du taux de pompage optique Γ' du niveau couplé.



2. Spectre expérimental

Un spectre typique de transmission d'une sonde dans les mélasses grises est présenté sur la Figure 20. Ce spectre a une allure inhabituelle avec une forte absorption et une très faible amplification. Cette observation est en accord avec les règles de sélection présentées dans le paragraphe précédent : la sonde ne peut être amplifiée si les atomes sont dans un état non-couplé. Le rapport entre absorption et amplification est directement relié au rapport entre populations des états non-couplés et couplés. La forte dissymétrie observée sur le spectre entre absorption et amplification révèle que la majorité (environ 90 %) des atomes sont dans un des deux états non-couplés. La position du pic en absorption correspond approximativement à la moyenne des minima des déplacements lumineux (i.e. 2/21 $\hbar\Delta'$) calculés pour les deux états couplés situés juste au-dessus en énergie des états non couplés et vers lesquels les atomes peuvent être transférés par le processus absorption de la sonde-émission dans les faisceaux de mélasse.

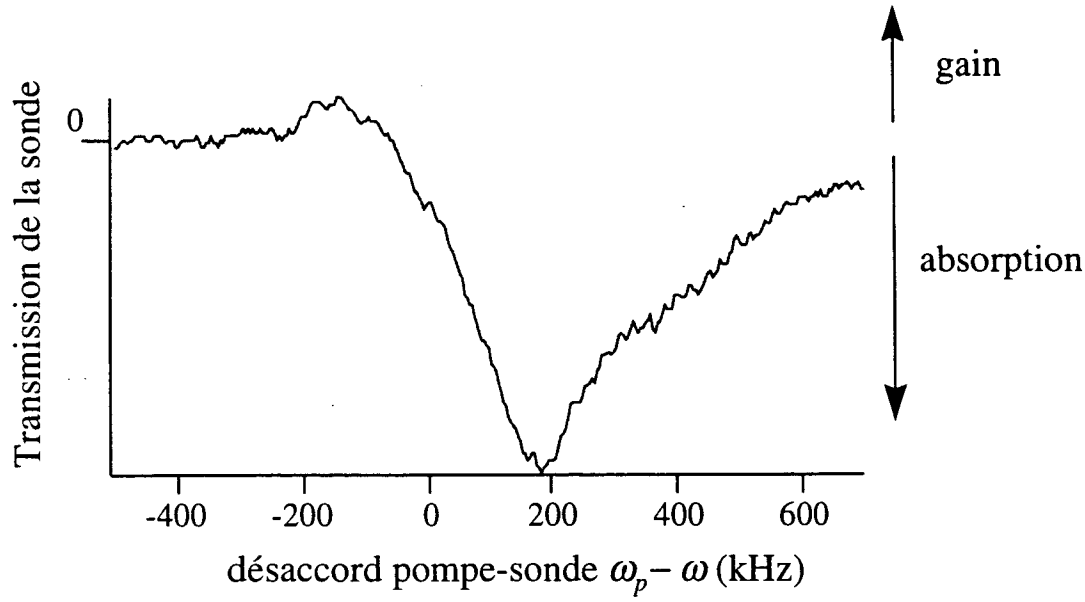


Figure 20 : *Spectre de transmission d'une sonde se propageant le long de l'axe de symétrie Oz du tétraèdre (conditions de l'expérience $I = 2\ mW/cm^2$, $\Delta = 5\Gamma$ ce qui donne : $\hbar\Delta' = 950\ E_r$). L'absorption de la sonde correspond à un processus Raman avec passage d'un état non-couplé à un état couplé. Les règles de sélection particulières aux mélasses grises imposent que l'absorption de la sonde soit bien plus importante que le gain parce que les atomes s'accumulent dans les états non-couplés.*

IV. RÉSEAU GRIS. UN RÉSEAU DE PLOTS

Nous avons vu jusqu'à présent une configuration expérimentale qui refroidit les atomes dans un potentiel pratiquement plat. Cette configuration a manifestement une grande efficacité de refroidissement, mais elle ne conduit pas à une localisation des atomes [8]. Pour moduler le potentiel, il suffit d'ajouter un champ magnétique statique. Nous verrons comment ce champ modifie le potentiel et nous étudierons plus particulièrement dans cette partie le régime de champ magnétique fort.

[8] En tout cas le potentiel dû à la seule transition $3 \rightarrow 2$ ne localise pas les atomes.

A. Réalisation d'un réseau gris à l'aide d'un champ magnétique

1. La situation unidimensionnelle : un réseau de puits

Nous nous proposons ici de montrer comment l'addition d'un champ magnétique statique [4] aux mélasses grises exposées précédemment, conduit à une localisation des atomes, tout en préservant le refroidissement. Il faut pour cela que le potentiel soit modulé. De plus, nous verrons que le fonds des puits de potentiel correspondent à un état non-couplé ce qui permet de garder certaines propriétés des mélasses grises en se préservant de l'effet de l'émission spontanée. Le champ magnétique est choisi statique et constant.

Regardons dans un premier temps ce qui se passe lorsque l'on ajoute un champ magnétique B_0 le long de l'axe z dans le cas de mélasses grises 3D en configuration standard. Le long de l'axe Oz tout se passe comme dans une mélasse 1D lin $\perp$ lin étudiée en [16]. Lorsque $B_0 = 0$, les états non-couplés sont des superpositions linéaires dépendant de l'espace de sous-niveaux Zeeman (voir par exemple Eq. (I-22), (I-23) ou (I-24)). Pour des faibles valeurs de B_0, le potentiel des niveaux les plus bas qui était plat quand $B_0 = 0$, devient modulé spatialement (voir Figure 21.a) à cause du déplacement Zeeman. Si, par exemple, l'état non-couplé coïncide avec $|m_g = +J>$ en un point et avec $|m_g = -J>$ en un autre, le potentiel augmentera au point où $|m_g = +J>$ et diminuera au point où $|m_g = -J>$ (ou vice versa en fonction du champ magnétique et du facteur de Landé). Par ailleurs, le potentiel du niveau inférieur restant proche d'un état non-couplé, il conserve bien les caractéristiques de l'état non-couplé; on donne alors à ces structures le nom de "réseau gris" car la diffusion de photons y reste faible.

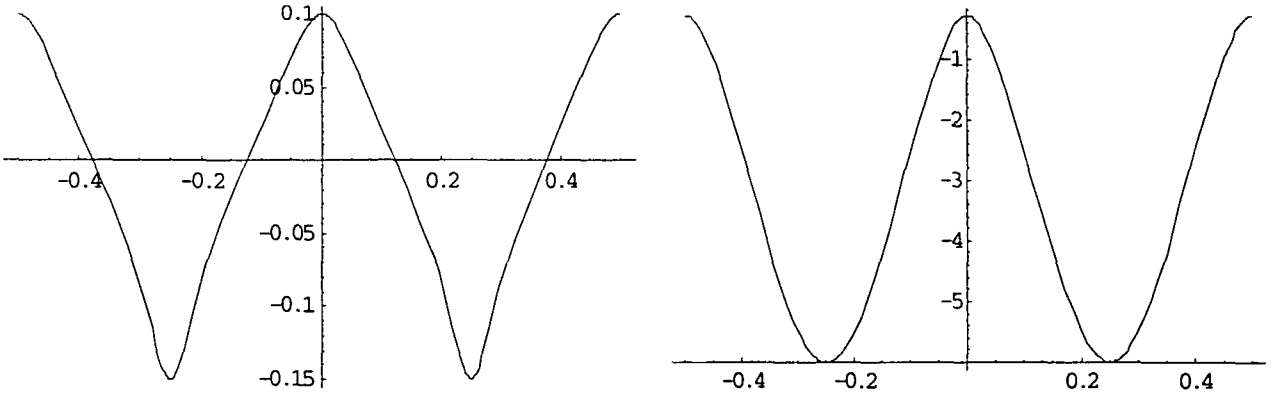


Figure 21 : *Coupe de la nappe de potentiel la plus basse en énergie le long de l'axe de symétrie Oz de la configuration 3D tétraédrique standard lorsqu'on ajoute suivant la direction z*
(a) *un champ faible* ($\Omega_{B\ total} = 0.04\ \Delta'$) **(b)** *un champ fort* ($\Omega_{B\ total} = 1.5\ \Delta'$). *Ces potentiels sont relatifs à la transition* $3 \rightarrow 2$ ($\Omega_{B\ total}$

Pour des champs magnétiques forts, le potentiel est encore modulé mais cette modulation est dûe maintenant à la lumière. En effet, en champ magnétique fort, les états propres du système sont les états Zeeman séparés par $\hbar\Omega_B$. Le déplacement Zeeman est donc constant dans l'espace mais le déplacement lumineux module maintenant le potentiel vu par les atomes dans cet état, et ceci à cause du gradient de polarisation. C'est pourquoi nous retrouvons Figure 21.b une modulation sinusoïdale pour la courbe de potentiel minimum (correspondant à $|m_g = -J>$ ou $|m_g = +J>$ selon le signe du champ magnétique et du facteur de Landé). Supposons par exemple qu'il s'agisse de $|m_g = -J>$. Aux endroits où la lumière est σ^-, le niveau n'est pas déplacé parce que pour une transition $J \rightarrow J-1$, l'atome dans l'état $|m_g = -J>$ ne peut pas absorber de photons σ^-. En revanche, le niveau subit un déplacement d'autant plus grand que la composante σ^+ de la lumière est importante.

2. Potentiels dans une configuration bi ou tridimensionnelle

Alors qu'à une dimension, une modulation du potentiel conduit automatiquement à des puits de potentiel, cette même modulation peut à deux dimensions et à trois dimensions engendrer différents types de potentiel. Nous montrons dans la suite les formes de potentiel que l'on peut obtenir au delà d'une dimension.

a) Puits de potentiel

En choisissant la configuration des faisceaux et l'orientation du champ magnétique de manière judicieuse, il est possible de trouver des puits de potentiel à deux et trois dimensions (la plupart des expériences s'effectuent à trois dimensions). L'équipe de T.W. HÄNSCH à Münich a réalisé un réseau gris possédant cette propriété de puits de potentiel. La configuration utilisée est constituée d'une onde stationnaire lin ⊥ lin selon l'axe Oy, d'une onde stationnaire $\sigma^+-\sigma^-$ selon Ox et d'un champ magnétique selon Oz (qui constitue l'axe de quantification). Il existe alors dans le milieu des endroits de l'espace où la lumière est polarisée purement π (parallèle au champ magnétique) et correspondant à des puits de potentiel. Le coefficient de Clebsch-Gordan reliant $m_g = 0$ à $m_e = 0$ étant nul sur la transition $1 \rightarrow 1$, les atomes de Rubidium (sur la transition $1 \rightarrow 1$) peuplent majoritairement les puits de polarisation π (correspondant à l'état magnétique $m_g = 0$) où ils ne sont pas couplés à la lumière. Cette équipe a, en particulier, montré par spectroscopie pompe-sonde qu'il était possible de localiser des atomes dans ces puits [17].

b) Plots de potentiel

Malgré le passé de l'équipe dans la génération de structure périodique de puits de potentiel, notre attention s'est portée dans le cas des réseaux gris vers des structures différentes. Il faut bien dire que la Providence nous a bien aidés. C'est ainsi que, voulant créer des puits de potentiel, nous avons sans le savoir lancé un nouveau pont entre la physique des solides et le domaine des réseaux optiques, en créant des structures de plots de potentiel (antidot en anglais). En effet, en ajoutant à la structure tridimensionnelle tétraédrique un champ magnétique statique le long de l'axe Oz, le potentiel plat d'une mélasse grise se transforme pour le niveau le plus bas en énergie en un paysage de montagnes et non plus de fosses marines. La forme du potentiel dépend d'ailleurs de l'intensité du champ magnétique (voir Figure 22), les montagnes aux allures de cube de béton pour de faibles champs magnétiques s'arrondissant au fur et à mesure que le champ magnétique devient plus fort. Nous montrons Figure 22 la courbe minimale du potentiel en champ faible et en champ fort.

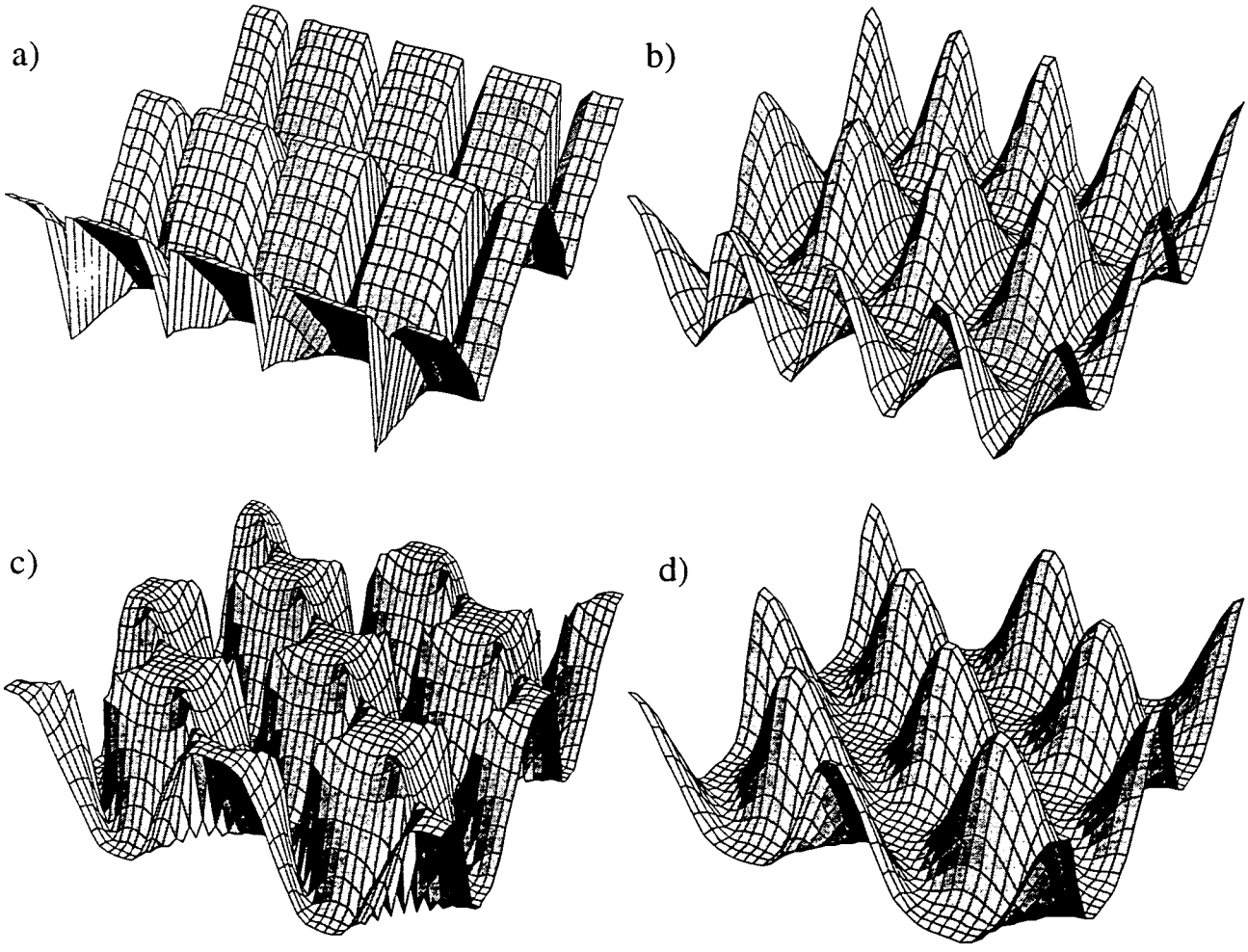


Figure 22 : *Coupes du potentiel dans les plans (x=y)Oz et xOy pour la configuration tétraédrique utilisée expérimentalement et pour une transition 3 → 2.*

(a) *coupe dans le plan (x=y)Oz en champ faible* ($\Omega_{B\ total} = 0.04\ \Delta'$). *La hauteur des plots dépend dans ce régime de la valeur du champ magnétique.*
(b) *coupe dans le plan (x=y)Oz en champ fort* ($\Omega_{B\ total} = 1.5\ \Delta'$). *Dans ce régime la hauteur des plots ne dépend plus du champ magnétique mais du seul déplacement lumineux.*
(c) *coupe dans le plan xOy en champ faible* ($\Omega_{B\ total} = 0.04\ \Delta'$).
(d) *coupe dans le plan xOy en champ fort* ($\Omega_{B\ total} = 1.5\ \Delta'$).

Au fur et à mesure que la valeur du champ magnétique est augmentée, les plots de forme originellement carrée s'arrondissent. Notons que les deux échelles verticales ne sont pas identiques. En champ fort les atomes peuvent se promener selon un réseau de lignes (parallèles à x=±y dans le plan x0y et parallèles à 0z).

Dans cette partie, nous considérons la situation de champ magnétique fort. Les états propres du hamiltonien sont donc en bonne approximation les états Zeeman (chaque nappe de potentiel correspond donc à un état Zeeman donné). Ceci signifie en particulier que cette situation a une parenté avec le modèle simple de la transition 1/2 → 3/2. Une différence essentielle est toutefois à noter : pour les courbes de niveaux extrêmes correspondant aux états $|m_g = -J>$ et $|m_g = +J>$, il existe des endroits où l'atome est encore dans un état non-couplé. Il s'agit des lignes attractives (dans le cas d'un désaccord bleu $\Delta > 0$) existant entre les plots (voir Figure 22). En effet ces lignes correspondent à une polarisation de la lumière circulaire (σ^+ pour $|m_g = +J>$ et σ^- pour $|m_g = -J>$) et le déplacement lumineux est nul le long de ces lignes (ce qui revient à dire que l'atome n'est pas couplé à la lumière). Ainsi les atomes bénéficient le long de ces lignes des conditions qu'ils avaient dans les mélasses grises. (En fait plutôt que la transition 1/2 → 3/2, le modèle simple le plus voisin est probablement la transition 1/2 → 1/2).

B. Mécanisme de refroidissement dans les réseaux de plots

Lorsque l'on applique un champ magnétique fort, les états propres du système sont proches des états Zeeman. Ceci implique que la fonction d'onde est quasiment la même quelle que soit la position dans l'espace (à la perturbation près par la lumière). Le couplage motionnel entre les différentes nappes de potentiel associées aux niveaux Zeeman est donc très faible. Il n'est donc pas question dans le cas des réseaux gris, et contrairement aux mélasses grises, de parler de refroidissement Sisyphe faisant intervenir des transitions non adiabatiques. Nous allons donc distinguer dans cette partie deux situations de trajectoires atomiques : une le long des lignes attractives décrites ci-dessus et une autre croisant ces lignes.

Considérons donc un atome se déplaçant le long de ces lignes attractives dans une nappe de potentiel associée à un sous-niveau Zeeman extrême. Cet atome est dans un état non-couplé qui, le long de ces lignes, coïncide exactement avec l'état Zeeman considéré. De plus, le couplage

motionnel avec les autres niveaux Zeeman est réellement nul puisque la fonction d'onde est constante le long de ces lignes. Ainsi un atome se déplaçant le long d'une telle ligne ne la quittera pas, ni par couplage motionnel, ni par pompage optique. Il n'y a donc pas non plus de refroidissement Sisyphe. Ces lignes peuvent donc contribuer à laisser fuir les atomes hors du nuage, puisque rien ne les retient dans leur élan. Cette situation est bien sûr "idéale" puisqu'un atome ne suivra jamais exactement ces lignes. En fait, elle n'est pas totalement négligeable car, comme le montrent les simulations numériques effectuées par Konstantinos PETSAS [14] puis par Christophe JURCZAK, les atomes se localisent vraiment au voisinage de ces lignes de fuite (voir Figure 23).

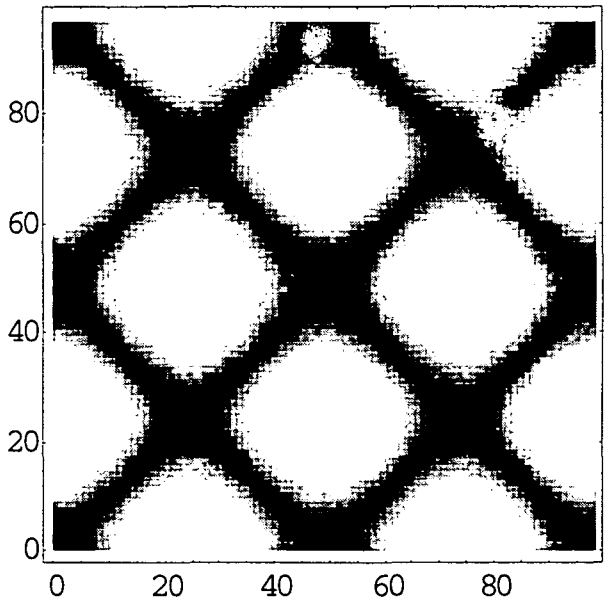


Figure 23 : *Densité atomique dans un réseau de plots bidimensionnel (plan xOy pour un réseau standard) calculé par simulation numérique sur la transition 1 → 1. Les atomes (en noir) s'accumulent dans les lignes attractives (diagonales).*

Pour les atomes croisant ces lignes de fuite il existe un mécanisme de refroidissement qui s'apparente au refroidissement Sisyphe classique des réseaux brillants. Nous allons pour illustrer ce mécanisme nous placer sur la transition 1 → 1 (voir Figure 24). Nous partons d'un atome dans l'état magnétique $|m_g = -1>$. Celui-ci gravit la colline de potentiel associée à cet état atomique jusqu'à ce qu'il soit pompé optiquement vers l'état $|m_g = +1>$ la probabilité étant maximum au sommet de la colline de potentiel où la lumière est polarisée σ^+ (l'atome n'est plus alors dans un état non-couplé pour la lumière). A l'issu du cycle de pompage optique, l'atome se retrouve dans un puits de potentiel (associé à l'état $m_g = +1$) et doit donc de nouveau gravir une colline de potentiel pour laquelle la composante croissante de polarisation σ^- tendra à pomper l'atome vers l'autre courbe de potentiel. Dans ce refroidissement Sisyphe classique, les transitions entre courbes de potentiel se font uniquement par pompage optique et ne font plus intervenir les transitions non-adiabatiques comme dans les mélasses grises.

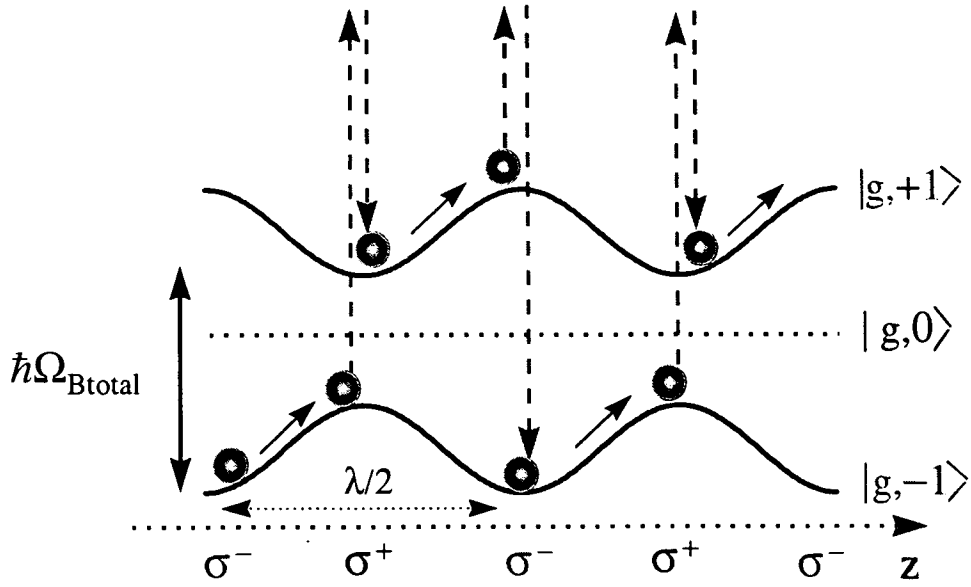


Figure 24 : *Schéma de principe du refroidissement Sisyphe en champ magnétique fort pour la transition 1 → 1. Celui-ci s'apparente fortement à celui de la transition 1/2 → 1/2. Les puits de la courbe de potentiel associée à $m_g = -1$ correspondent à des sommets pour celle associée à $m_g = +1$ et le pompage optique vers l'autre niveau est maximum au sommet des collines de potentiel.*

La seule différence avec les réseaux brillants en champ magnétique fort est que maintenant les puits de potentiel correspondent à des états non-couplés et un atome idéalement situé en un tel point ne diffuserait pas de photons.

Il est possible de donner une estimation des températures obtenues dans ce refroidissement Sisyphe. Pour un atome libre de vitesse v, la force de friction $F=-\alpha v$ prend la forme habituelle avec :

$$\alpha = \hbar k^2 \frac{\Gamma'\Delta'}{\Gamma'^2 + k^2 v^2} \qquad \text{(IV-1)}$$

puisque les variations d'énergie sont déterminées par la hauteur des puits de potentiel qui est de l'ordre de $\hbar\Delta'$ et non pas par la distance entre niveaux d'énergie qui est $\hbar\Omega_B$. Comme dans le refroidissement Sisyphe habituel, la vitesse de capture v_c est donnée par $v_c = \Gamma'/k$.

Le coefficient de diffusion de l'impulsion est donné par :

$$D \approx \frac{(\hbar k \Delta')^2}{\Gamma'} \qquad \text{(IV-2)}$$

Pour des vitesses $v << v_c$, on trouve la variation de la température en fonction du déplacement lumineux :

$$k_B T = \frac{D}{\alpha} \approx \hbar \Delta' \qquad \text{(IV-3)}$$

Un tel raisonnement peut être généralisé au cas d'atomes localisés d'énergie E. Si l'extension du mouvement est z, le taux de transition vers un autre sous-niveau Zeeman est $\Gamma' k^2 z^2$ et l'amortissement de l'énergie est donné par une équation du type :

$$\frac{dE}{dt} = -\Gamma' k^2 z^2 E \qquad \text{(IV-4)}$$

Le chauffage est lié aux fluctuations de la force de rappel due au déplacement lumineux. Un atome reste un temps de l'ordre de $1/\Gamma'$ dans un sous-niveau Zeeman couplé au rayonnement. Dans le régime oscillant où $\Omega_v >> \Gamma'$, le coefficient de diffusion est égal à :

$$D \approx \left(M\Omega_v^2 z\right)^2 \frac{\Gamma'}{\Omega_v^2} \qquad \text{(IV-5)}$$

Lorsqu'il y a équilibre entre les processus de refroidissement et chauffage, on obtient :

$$\Gamma' k^2 z^2 E \approx M\Omega_v^2 z^2 \Gamma' \qquad \text{(IV-6)}$$

soit en utilisant $\hbar\Omega_v^2 \approx \Delta' E_r$:

$$E \approx \hbar \Delta' \qquad \text{(IV-7)}$$

C. Température dans les réseaux gris

L'avantage d'appliquer un champ magnétique fort est d'obtenir des états propres particulièrement simples puisqu'ils correspondent à des états Zeeman quasiment purs. Mais surtout la structure de potentiel dans laquelle les atomes sont piégés est tout à fait originale (voir Figure 22). L'analyse du paragraphe précédent montre qu'en présence d'un champ magnétique fort, il subsiste un mécanisme de refroidissement Sisyphe qui tend à accumuler les atomes au voisinage des lignes attractives. Ces lignes attractives correspondant à un état non-couplé pour l'atome, nous voyons que nous bénéficions encore le long des lignes attractives (et non plus en tout point de l'espace comme c'était le cas des mélasses grises) des propriétés protectrices vis à vis de la diffusion de photons des

états non-couplés. C'est probablement cette propriété qui nous permet d'atteindre des minima de température légèrement inférieurs à 2 μK qui sont plus petits que les valeurs trouvées dans les réseaux brillants en champ magnétique fort (de l'ordre de 4 μK). Ce minimum de 2 μK est supérieur à celui obtenu dans les mélasses grises parce que le mécanisme de refroidissement est différent et que les états non-couplés ne coïncident avec les états propres que le long des lignes attractives.

1. Prédictions théoriques

Etudions d'abord ce que prévoient les théoriciens. Comme dans le cas des mélasses grises, des calculs théoriques ont été effectués par Konstantinos PETSAS [14] pour déterminer, par le modèle des bandes, la température cinétique dans un réseau gris unidimensionnel lin ⊥ lin sur la transition $3 \rightarrow 2$. La courbe de température en fonction de Δ' (qui détermine en champ fort la profondeur des puits à 1D et la hauteur des plots à 2D) est montrée sur la Figure 25.

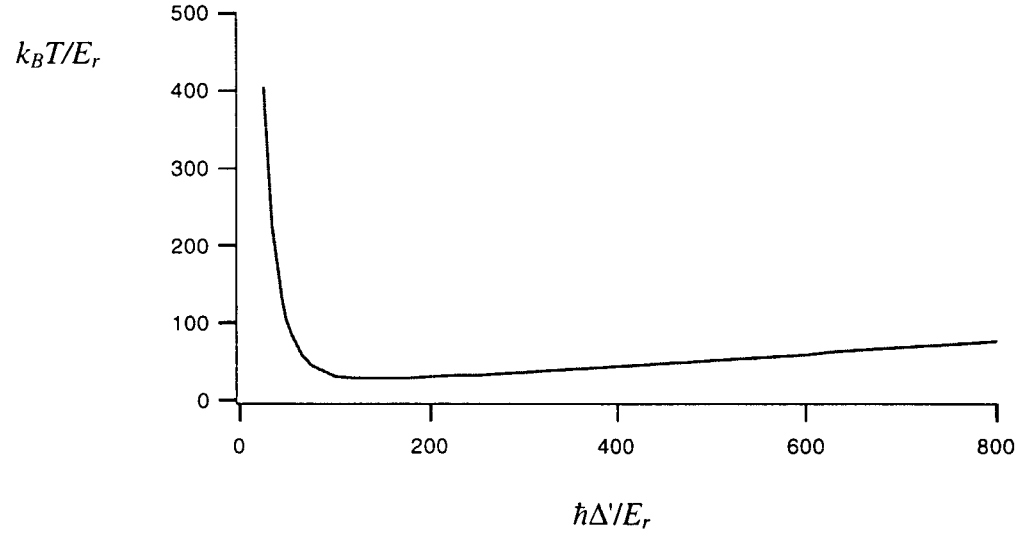


Figure 25 : *Température cinétique dans un réseau gris $3 \rightarrow 2$ dans la configuration lin ⊥ lin . Cette température a été obtenue dans une situation 1D par le modèle des bandes (extrait de la thèse de K. PETSAS).*

L'allure de la courbe est une fois encore compatible avec un refroidissement Sisyphe (variation asymptotique linéaire + décrochage à faible Δ'). La relation asymptotique de la température T avec Δ' donne dans ce cas :

$$\frac{k_B T}{E_r} = 0.075 \frac{\hbar\Delta'}{E_r} + 15 \qquad \text{(IV-8)}$$

Notons toutefois que le modèle unidimensionnel écarte la possiblilité pour l'atome de se déplacer le long des lignes attractives du modèle bidimensionnel, ce qui pourrait constituer une différence au niveau du refroidissement, puisque nous avons vu que les atomes se localisent préférentiellement dans ces lignes. Nous donnons donc les résultats des calculs théoriques effectués par simulation Monte-Carlo semi-classique à 2D sur la transition $1 \rightarrow 1$ et avec des angles du tétraèdre $\theta_x = 20\ °$ et $\theta_y = 30\ °$ [14] (voir Figure 26).

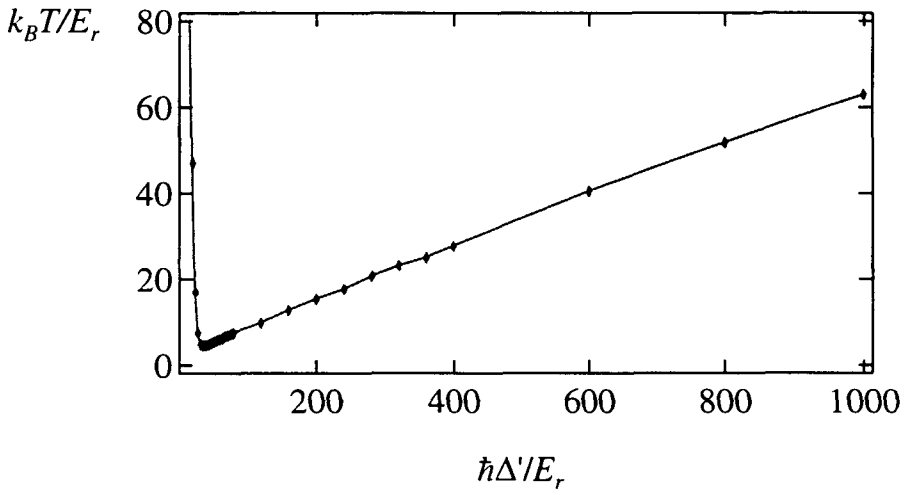


Figure 26 : *Température cinétique dans un réseau gris 1 → 1 bidimensionnel. Cette température a été obtenue par simulation Monte-Carlo semi-classique (extrait de la thèse de K. PETSAS). Le déplacement Zeeman total vaut $\Omega_{B\,total} = 2000\ E_r$, le désaccord vaut $\Delta = 10\Gamma$.*

La température obéit dans ce cas à une relation du type :

$$\frac{k_B T}{E_r} = 0.055 \frac{\hbar\Delta'}{E_r} + 2 \qquad (\Delta = 10\ \Gamma) \qquad \text{(IV-9)}$$

La pente trouvée dans ce cas est un peu plus faible que pour la formule (IV-8) mais étonnament proche compte tenu des différences entre les situations. Nous observons aussi que le décrochage sur la température s'effectue pour des déplacements lumineux $\hbar\Delta'$ un peu inférieurs ($40\ E_r$) à ceux trouvés dans le cas de la transition $3 \rightarrow 2$ ($100\ E_r$).

Notons que chacun des deux modèles a ses limites. Le premier est unidimensionnel et ne prend pas en compte des trajectoires atomiques du type fuite dans les lignes attractives. Le second étudie la transition $1 \rightarrow 1$ qui n'est pas la transition étudiée expérimentalement.

D'après ce que nous avons dit dans la section précédente, aucun refroidissement n'est possible exactement le long des lignes attractives. Cela signifie que le refroidissement se fait à la montée des atomes sur les plots de potentiel. Cela donne une certaine confiance dans le modèle unidimensionnel pour analyser les mesures de température dans les réseaux gris tridimensionnels.

2. Variation avec l'intensité

Après avoir vu les prédictions théoriques, nous montrons les résultats expérimentaux obtenus avec des réseaux gris tridimensionnels sur la transition 3 → 2 du Césium. Dans notre expérience, le régime des champs forts peut selon l'intensité et le désaccord des faisceaux démarrer avec des champs magnétiques compris entre 1 et 6 Gauss. Le désaccord des faisceaux est égal au minimum à $4\,\Gamma = 10^4\,E_r / \hbar$. D'autre part, le décalage du désaccord du niveau $m_g = 3$ dû à l'effet Zeeman est $3\,\Omega_B - 2\,\Omega'_B$ (où Ω'_B correspond à l'intervalle entre sous-niveaux Zeeman du niveau excité $F'=2$). Pour le champ maximum ($B_0 = 8.7$ G) ce décalage est égal à $-1.3\,\Gamma$ ou $3500\,E_r/\hbar$. Nous pouvons donc, dans la plupart des expériences mais pas dans toutes, considérer que tous les sous-niveaux Zeeman voient le même désaccord à résonance Δ.

Nous montrons Figure 27 la variation de la température avec l'intensité des faisceaux.

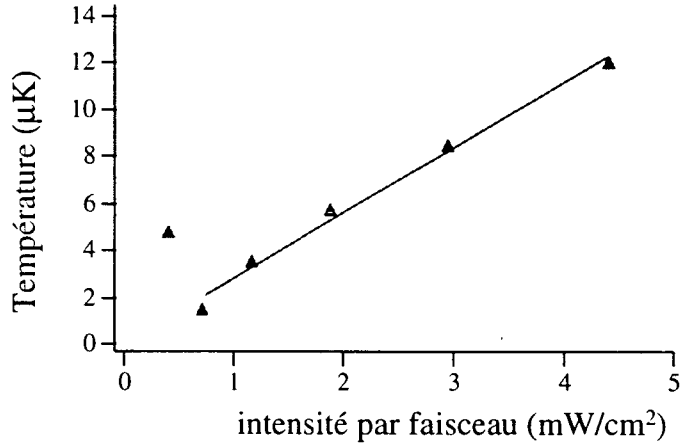


Figure 27 : *Variation de la température avec l'intensité dans un réseau gris. Ici le champ magnétique vaut 8.7 Gauss, valeur qui conduit à un déplacement Zeeman bien supérieur au déplacement lumineux ($\Omega_{B\,total} = 3.5\,\Delta'$ pour l'intensité maximum). Cette courbe est obtenue pour un désaccord de $\Delta = 4\,\Gamma$. (Pour cette courbe, le désaccord n'est pas tout à fait le même pour tous les niveaux magnétiques. En particulier l'état $m_g = +3$ voit son désaccord augmenter de 30 % alors que l'état $m_g = -3$ voit le sien diminuer de 30 % quand le champ magnétique est positif).*

Si nous exprimons cette température comme fonction du paramètre introduit précédemment Δ', nous obtenons [9]:

$$\frac{k_B T}{E_r} = 0.046\frac{\hbar\Delta'}{E_r} + 1 \qquad (\Delta = 4\,\Gamma) \qquad \text{(IV-10)}$$

La comparaison avec les formules théoriques (IV-8) et (IV-9) apparaît donc satisfaisante compte-tenu du degré d'approximation des modèles utilisés.

[9] Δ' est évalué pour un désaccord unique $\Delta = 4\,\Gamma$ pour tous les niveaux Zeeman.

3. Variation avec le champ magnétique

En champ magnétique fort (c'est-à-dire pour $\Omega_{B\,total} > \Delta'$), la température devrait être indépendante du champ magnétique. Nous montrons sur la Figure 28 la variation de la température avec le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ pour un champ magnétique de 4.8 Gauss.

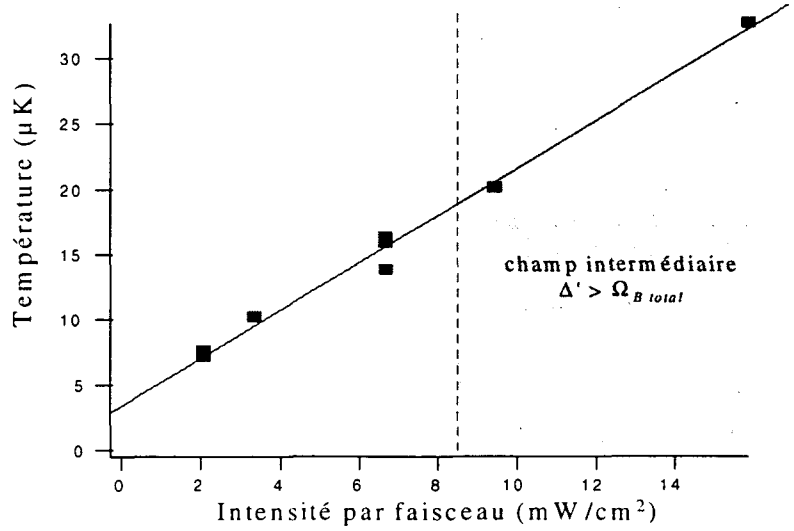


Figure 28 : *Variation de la température avec l'intensité dans un réseau gris. Ici le champ magnétique vaut 4.8 Gauss. Nous avons grisé la partie correspondant au régime de champ intermédiaire pour lequel* $\Delta' > \Omega_{B\,total}$. *Cette courbe est obtenue pour un désaccord de* $\Delta = 4\,\Gamma$.

La température obéit pour cette courbe à la loi :

$$\frac{k_B T}{E_r} = 0.030\frac{\hbar\Delta'}{E_r} + 34 \qquad \text{(IV-11)}$$

Les (petites) différences obtenues avec la formule (IV-10) (diminution de la pente, augmentation de l'ordonnée à l'origine) sont probablement dues pour l'essentiel à la prise en compte de points appartenant au régime de champ intermédiaire pour $B_0 = 4.8$ Gauss. De plus, le fait que le désaccord n'est pas tout à fait le même pour tous les niveaux Zeeman est un facteur supplémentaire qui nous écarte des modèles théoriques.

4. Variation avec le désaccord

En champ magnétique fort, la hauteur des plots est determinée par Δ' (il n'y a plus de potentiel plat), de sorte que les transitions hyperfines voisines ne devraient pas perturber outre mesure le refroidissement dans les réseaux gris. Nous nous attendons à trouver une variation

asymptotique de la température avec le seul paramètre Δ' (c'est-à-dire que l'intensité des faisceaux *I* et l'inverse du désaccord 1/Δ devraient jouer le même rôle vis à vis de la température). Nous avons donc effectué une mesure de la température en fonction de l'intensité des faisceaux pour deux désaccords différents. Nous montrons Figure 29 la courbe de température pour un désaccord de 8 Γ.

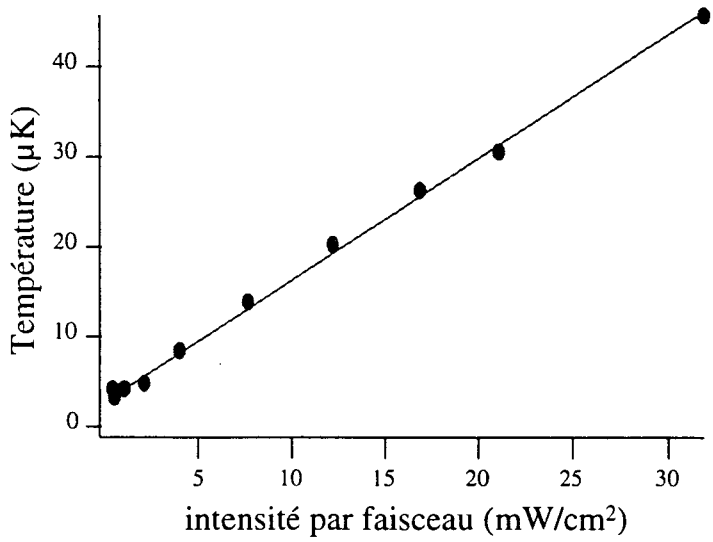


Figure 29 : *Variation de la température avec l'intensité dans un réseau gris pour un désaccord* Δ = 8 Γ. *Le champ magnétique vaut 8.7 Gauss* ($\Omega_{B\ total}$ = Δ' *pour l'intensité maximum).*

Nous trouvons à 8 Γ la même pente[10] en fonction du paramètre Δ' qu'à 4 Γ. La variation de la température donne :

$$\frac{k_B T}{E_r} = 0.045 \frac{\hbar \Delta'}{E_r} + 31 \qquad (\Delta = 8\ \Gamma) \qquad \text{(IV-12)}$$

La comparaison avec la formule (IV-10) montre l'existence de pentes identiques. En champ magnétique fort, la température est donc bien une fonction affine du déplacement lumineux ħΔ' et non plus une fonction compliquée de *I* et de Δ comme pour les mélasses grises.

5. Conclusion

L'accord avec la théorie apparaît raisonnable pour le comportement asymptotique (pentes des droites). En revanche, nous ne trouvons pas le décrochage que la théorie unidimensionnelle situe pour des valeurs de ħΔ' de l'ordre de 100 E_r. En fait, pour des valeurs faibles de Δ', nous perdons les

[10] L'ordonnée à l'origine, quant à elle, est différente pour les deux désaccords. Ceci est peut-être dû à une perturbation des autres niveaux hyperfins (F=3 et F=4) dont l'importance croît avec Δ.

atomes avant la fin d'application des faisceaux du réseau et le décrochage de la température n'est pas visible expérimentalement, vraisemblablement parce la simulation numérique conserve des atomes chauds qui, dans l'expérience, quittent le nuage atomique.

D. Spectroscopie - Les résonances Flipper

Les calculs théoriques effectués par Konstantinos Petsas montrent que les atomes se localisent dans les lignes attractives. Cette propriété doit avoir des répercussions sur un spectre pompe-sonde qui pourrait mettre en évidence cette localisation. Nous verrons dans cette partie que les spectres révèlent effectivement une résonance, qui peut être interprétée, à la lueur des simulations numériques, en terme de rebond des atomes sur les plots de potentiel (effet flipper), effet caractéristique de la dynamique des atomes autour des lignes attractives.

1. Les résultats expérimentaux

Tout comme pour les réseaux brillants et les mélasses grises, nous avons utilisé un faisceau sonde pour étudier la dynamique des atomes dans un réseau de plots. La géométrie des faisceaux engendrant le réseau tridimensionnel est la géométrie standard (voir chapitre 1 § II.C.1), les angles entre faisceaux étant $2\theta_x = 2\theta_y = 76$ °. La fréquence de ces faisceaux est décalée vers le bleu de la résonance $F=3 \rightarrow F'=2$ d'une quantité $\Delta = 4\,\Gamma$ et un champ magnétique statique $B_0 = 4.8$ G est appliqué le long de Oz. Deux faisceaux sonde sont appliqués sur le réseau : le premier correspond à une sonde longitudinale et se propage le long de Oz et sa polarisation est parallèle aux polarisations des ondes du réseau se propageant dans la même direction ; le second correspond à une sonde transverse et se propage dans le plan xOy, et plus précisément le long de la direction $\left(\vec{e}_x + \vec{e}_y\right)/\sqrt{2}$, et sa polarisation est dans le plan xOy. Nous montrons sur la Figure 30 deux spectres, le premier obtenu avec une sonde longitudinale (l'intensité des faisceaux du réseau valant 5.3 mW/cm^2) et le second obtenu avec une sonde transverse (pour $I = 6.7$ mW/cm^2). Dans les deux cas, on trouve une structure résonnante autour du désaccord pompe-sonde $\delta \cong 0$. Nous montrerons dans la suite qu'il s'agit en fait essentiellement de deux résonances tête-bêche centrées en $\delta = \Omega_f$ et $\delta = -\Omega_f$.

Nous avons porté sur la Figure 31 la distance pic-pic $2\,\Omega_f$ en fonction de l'intensité I en coordonnées logarithmiques. Nous voyons que les points expérimentaux s'alignent sur une droite de pente 0.44 ± 0.03 et ceci indépendamment du choix de la sonde longitudinale ou transverse. La loi

$$\text{Log } 2\,\Omega_f = 0.44\ \text{Log } I$$

est donc compatible avec une dépendance de la forme $\Omega_f \propto \sqrt{I}$ qui évoque évidemment des résonances associées à une oscillation dans un puits de potentiel. Mais il n'y a pas de puits dans le potentiel optique d'un réseau de plots !

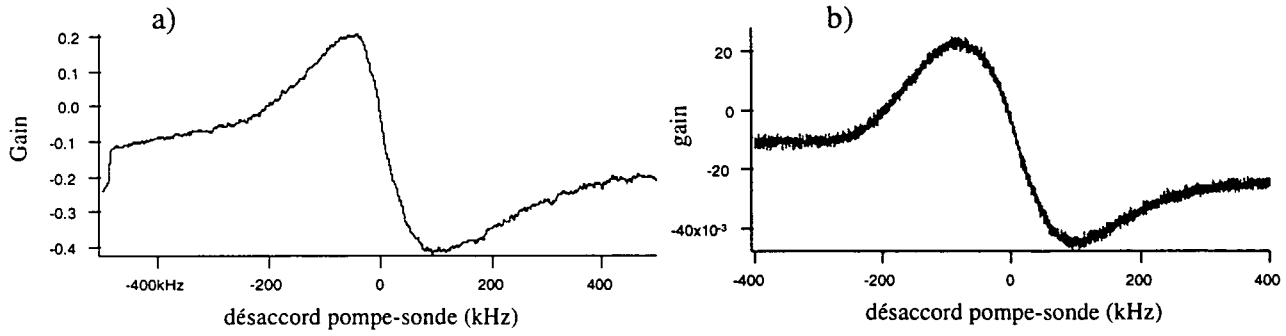


Figure 30 : *Spectres pompe-sonde obtenus dans un réseau gris pour un champ magnétique de l'ordre de* 4.8 G, *et un désaccord* $\Delta = 4\,\Gamma$ **(a)** *sonde longitudinale* $I = 5.3\ mW/cm^2$ **(b)** *sonde transverse* $I = 6.7\ mW/cm^2$. *Les spectres montrés sur cette figure ont été obtenus par* L. GUIDONI.

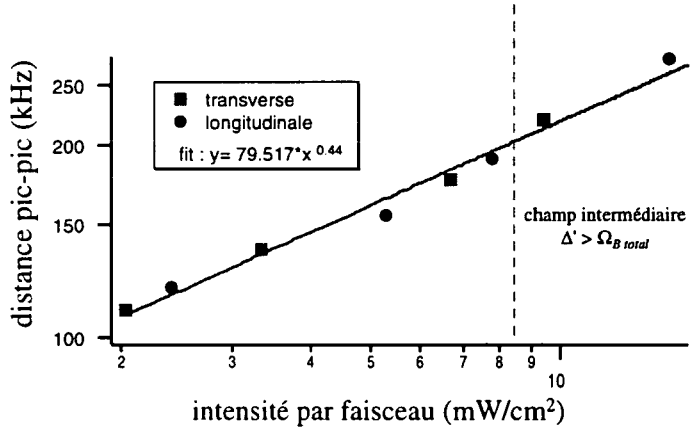


Figure 31 : *Distance pic-pic des spectres expérimentaux comme fonction de l'intensité des faisceaux du réseau en coordonnées logarithmiques.*

Dans l'étude des différents régimes des réseaux gris (voir thèse de K. PETSAS [14]), le paramètre pertinent est le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ à comparer au déplacement Zeeman total (i.e. entre niveaux extrêmes) $\hbar\Omega_{B\ total}$. Nous avons porté la limite en pointillé sur la Figure 31 (le champ $B_0 = 4.8$ G correspond à $\Omega_{B\ total} = 5.10^3\ E_r$). Nous voyons que la majorité des points expérimentaux se trouvent dans le domaine $\Delta' < \Omega_{B\ total}$ où le déplacement lumineux est une perturbation par rapport à l'effet Zeeman. Notons aussi que les points situés à la frontière du domaine complémentaire ($\Delta' > \Omega_{B\ total}$) se situent sur la même courbe : contrairement à la température ou au

magnétisme (que nous aborderons dans la section V), il n'y a pas de changement de régime évident sur cette courbe (au moins dans la plage de paramètres étudiés)[11].

2. Les simulations théoriques

Des calculs théoriques de spectre de transmission ont été menés dans notre équipe d'abord par Konstantinos PETSAS [14] puis par Christophe JURCZAK. Ces calculs utilisent un programme de simulation Monte-Carlo semi-classique mis au point par Jean-Yves COURTOIS. Par rapport à l'expérience, il y a deux simplifications importantes : d'abord, le calcul est fait dans une situation bidimensionnelle correspondant au champ existant dans le plan $z = 0$; ensuite, la transition considérée théoriquement est une transition F=1 → F'=1. La première approximation ne doit pas avoir de conséquences dramatiques, dans la mesure où les caractéristiques topographiques du potentiel sont les mêmes à 2 et 3 dimensions. Notons d'ailleurs que si des effets qualitativement différents ont été montrés, ou prédits, dans le passage d'un réseau 1D à un réseau 2D, aucun effet spécifique de la situation 3D n'a encore été mis en évidence à notre connaissance. Pour la seconde approximation, dans la mesure où les états propres sont les états Zeeman dans la limite $\Delta' << \Omega_B$, l'utilisation d'un modèle basé sur la transition F=1 → F'=1 ne paraît pas déraisonnable. Deux points peuvent néanmoins nuancer cette affirmation. D'abord, alors qu'il n'existe dans le modèle théorique qu'un seul état (m_g=+1) pour lequel, lorsque le champ est σ^+, le potentiel présente des lignes où l'atome n'interagit pas avec le rayonnement, il en existe deux (m_g=+2 et m_g=+3) dans le cas de la transition F=3 → F'=2 étudiée expérimentalement. Ensuite, alors que le refroidissement se fait principalement par passage d'un état extrême à l'autre dans le cas d'une transition F=1 → F'=1, le refroidissement n'implique pas nécessairement des séquences aussi radicales dans le cas d'une transition F=3 → F'=2. Ces différences toutefois ne semblent pas jouer un rôle important dans la variation de la température avec le déplacement lumineux puisque des courbes très analogues avec des pentes voisines dans le régime $E_r << \hbar\Delta' < \hbar\Omega_B$ sont obtenues ($k_BT/\Delta' = 0.055$ pour la simulation [14] et $k_BT/\Delta' = 0.046$ pour l'expérience).

---

[11] Remarquons que le déplacement des niveaux $m_g = \pm 3$ liés à une perturbation au second ordre des déplacements lumineux est égale (à cause des coefficients de Clebsch-Gordan) à $\frac{15}{(21)^2}\hbar\frac{\Delta'^2}{2\Omega_B}$. Cette correction reste petite devant le terme du 1er ordre $\frac{15}{21}\hbar\Delta'$ tant que $\Omega_{B\ total} > \Delta'/7$. Les potentiels des niveaux extrêmes calculés par une théorie au premier ordre restent donc corrects dans la zone frontière.

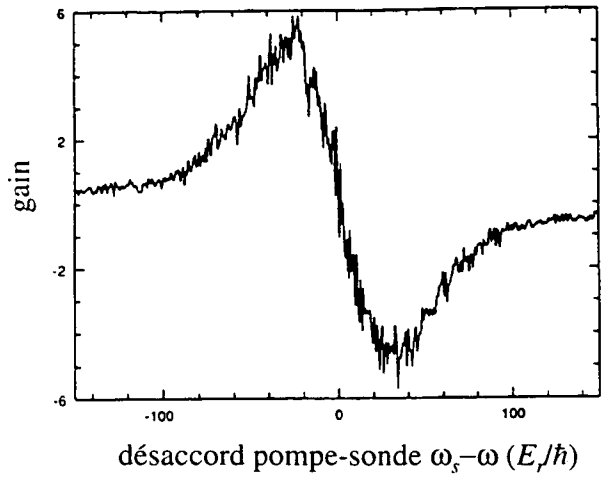


Figure 32 : *Spectre de transmission théorique d'une sonde transverse dans un réseau de plots bidimensionnel sur la transition 1 → 1. Les paramètres de la simulation semi-classique sont :* $\hbar\Delta' = 2000\ E_r$, $\Delta = 10\Gamma$.

Nous reproduisons sur la Figure 32 un spectre de transmission de sonde obtenu par simulation numérique pour $2\theta_x = 2\theta_y = 60$ °et pour une sonde transverse (voir [14] Fig. *IV.18*). La forme générale du spectre apparaît assez semblable à la forme obtenue expérimentalement (Figure 30). La variation de la distance pic-pic théorique $2\ \Omega_f$ en fonction de Δ' est portée en coordonnées logarithmiques sur la Figure 33. Cette figure rassemble le résultat de simulations faites avec une sonde longitudinale (disques sur la figure) et transverse (carrés sur la figure). Il s'agit de la réunion des Figures *IV.19* et *IV.23* de la thèse de Konstantinos PETSAS. Dans la simulation, comme dans l'expérience, les points correspondant à une sonde transverse sont alignés avec ceux associés à une sonde longitudinale. Notons de plus, que des simulations ont été faites pour diverses orientations de la sonde transverse dans le plan xOy et qu'elles donnent toutes la même distance pic-pic $2\ \Omega_f$. La simulation théorique conduit à une loi de la forme

$$\text{Log}\ (2\ \Omega_f) = 0.47\ \text{Log}\ \Delta'$$

qui est compatible avec la dépendance trouvée expérimentalement et avec une variation de la forme $\Omega_f \propto \sqrt{\Delta'}$.

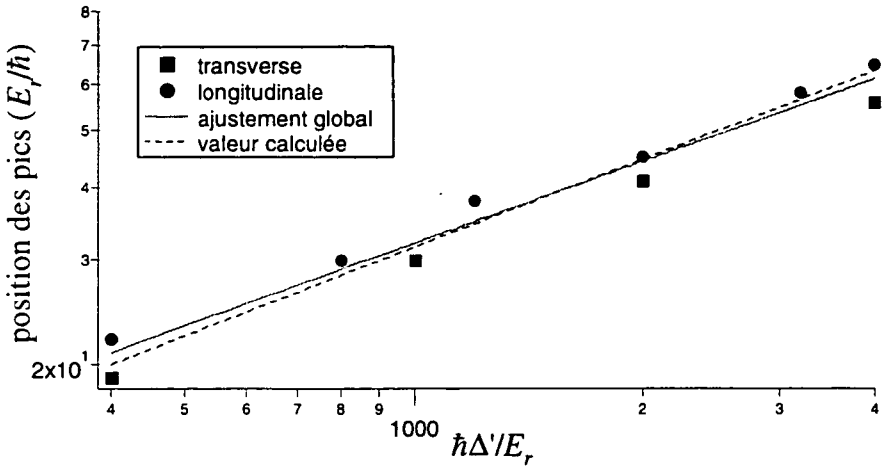


Figure 33 : *Variation de la position des pics théorique déduite de spectres du type de la Figure 32 avec le paramètre $\hbar\Delta'/E_r$. L'ajustement moyen entre les deux séries de points donne une pente de* 0.47 *compatible avec l'interprétation flipper. La droite en pointillé est déduite de la formule donnant Ω_f en fonction du paramètre $\hbar\Delta'/E_r$ (voir plus loin).*

La simulation permet de surcroit d'isoler la contribution des diverses classes de vitesse à la résonance. On constate ainsi que ce sont surtout les atomes lents qui contribuent à la résonance, alors que les atomes rapides n'y contribuent que peu. La distribution de vitesse des atomes participant à la résonance reproduit en fait assez fidèlement la distribution de vitesse des atomes à l'exception de la partie haute vitesse qui est tronquée.

3. Interprétation : l'effet Flipper

La variation de la position de la résonance avec Δ' évoque évidemment une résonance de vibration. Comment cela est-il compatible avec l'absence de puits de potentiel ? Pour tenter de répondre à cette question , il est utile de voir les trajectoires des atomes dans le réseau de plots. Un exemple de trajectoire est présenté sur la Figure 34 (calcul effectué par C. JURCZAK). A cette échelle apparaissent quelques longues trajectoires le long des vallées du potentiel où l'atome semble se déplacer en rebondissant de plot en plot. Ces vols séparent des phases où les trajectoires ont une forme plus torturée, tel des spaghettis s'enroulant autour des plots. Il ne semble pas que les périodes de vol dans les vallées de potentiel contribuent de façon significative aux résonances des Figure 30 et Figure 32. En effet, ces vols correspondent à des atomes plus rapides que la moyenne, alors que la résonance provient d'atomes lents. De plus, compte tenu des orientations particulières des trajectoires, on pourrait penser que le spectre dépend de l'orientation de la sonde ce qui n'est pas le cas. Ces vols ne constituant pas l'explication des résonances, il faut chercher ailleurs ce qui nous amène à considérer plus attentivement les phases où la trajectoire est localisée autour de quelques plots. L'agrandissement (voir Figure 35) de la trajectoire montre que l'atome se comporte comme

une bille dans un flipper avec des rebonds fréquents entre deux plots. Le calcul de la fréquence des rebonds est, en tous points, analogue au calcul de la fréquence de vibration dans un potentiel 1D fait au chapitre 1 et conduit à une variation en $\sqrt{\Delta'}$ de Ω_f. En effet, dans une phase de rebond, la section du potentiel optique explorée par l'atome apparaît comme un puits de potentiel dont la courbure est déterminée par une profondeur de l'ordre de $\hbar\Delta'$ et une distance entre plots de l'ordre de λ. Les valeurs trouvées dans un tel calcul analytique sont en bon accord avec les valeurs déduites de la simulation (qui sont elles-mêmes en accord raisonnable avec les valeurs trouvée sur le spectre expérimental). De plus, la grande largeur des résonances apparaît comme la conséquence du petit nombre d'oscillations de l'atome rebondissant entre deux plots. Le fait, enfin, que la position de la résonance soit indépendante de la direction de la sonde se comprend bien pour une résonance Raman associée à un mouvement oscillatoire.

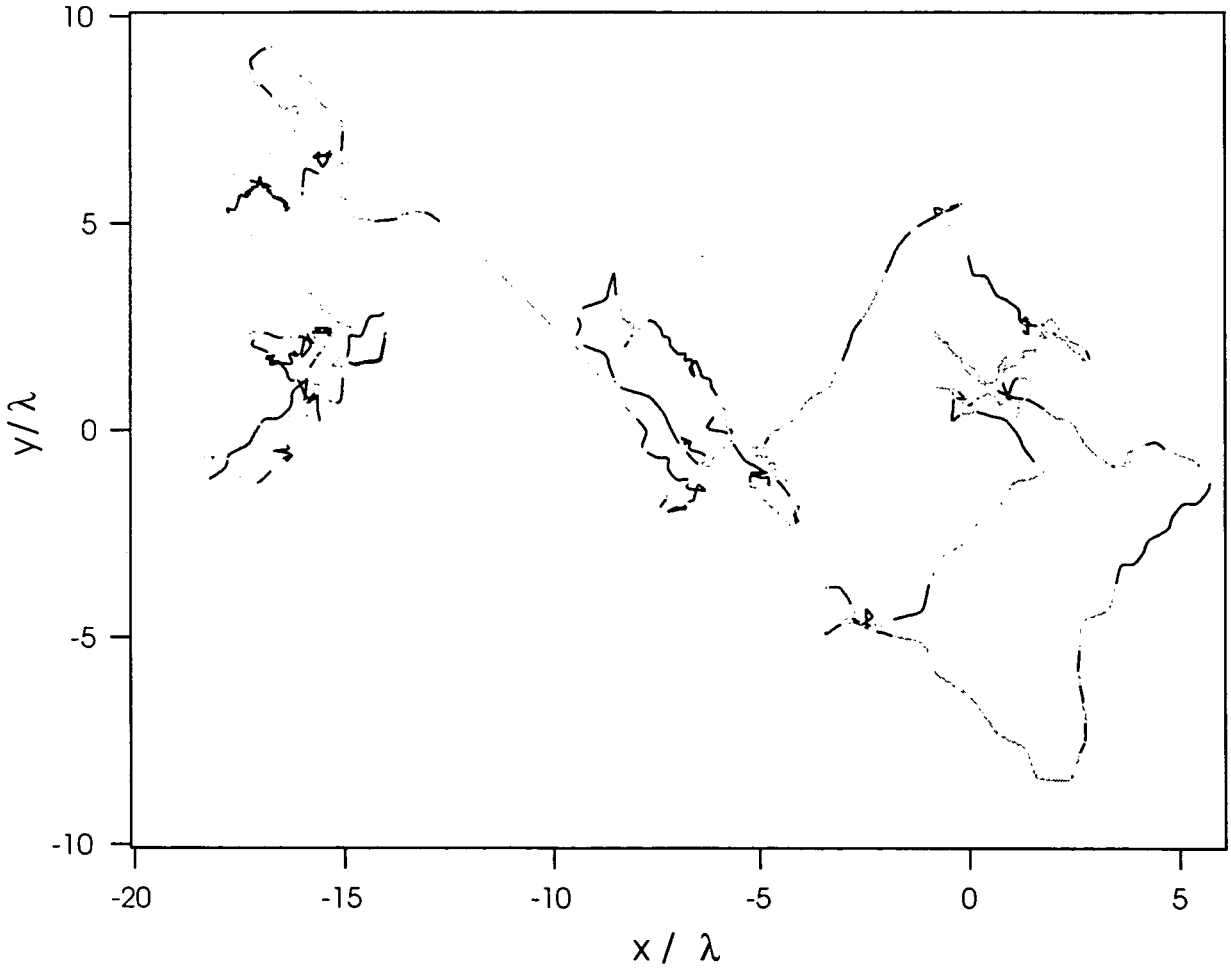


Figure 34 : *Trajectoire atomique dans un paysage de plots de potentiel dans le plan xOy. Cette trajectoire est obtenue par simulation Monte-Carlo semi-classique sur la transition 1 → 1. Une partie de la trajectoire est constituée de longs déplacements le long des lignes attractives (diagonales), les parties sombres et claires correspondant aux deux états atomiques internes.*

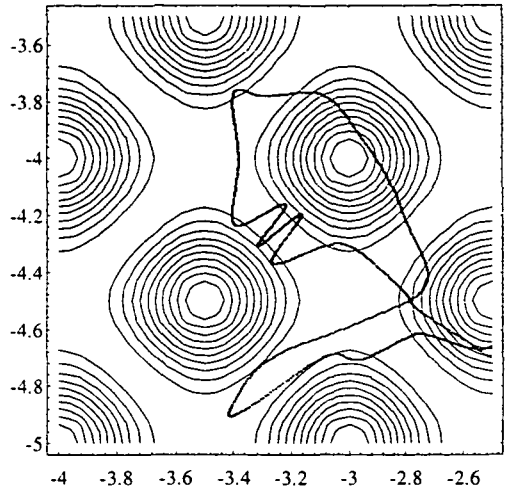


Figure 35 : *Zoom sur la trajectoire montrée sur la figure précédente. Pour des vitesses suffisamment faibles, l'atome peut rebondir sur les plots avoisinants (avec une fréquence caractéristique Ω_f) telle une bille dans un flipper.*

4. Excitation d'une résonance flipper en spectroscopie pompe-sonde

Pour confirmer cette interprétation de la résonance en termes de rebonds flipper, il faut encore vérifier que le mécanisme pompe-sonde peut exciter cette oscillation. Considérons la transition $F=1 \rightarrow F'=1$ et supposons l'atome dans la nappe de potentiel associée à $m_g=-1$. Puisqu'un atome ne peut absorber un photon σ^- dans cet état, une transition de type Raman n'est possible que via les composantes σ^+ du champ du réseau et du champ sonde. Le couplage Raman est proportionnel à $E_+E^*_{s+}$ (voir chapitre1 Eq. (III-7)). Le champ E_+ s'annulant au fond des vallées du potentiel, la transition Raman ne peut être induite que par les termes linéaires en x, y, z de E_+ que nous allons à présent calculer. Partant de l'Equation (I-21) , nous obtenons :

$$E_+ = -2\sqrt{2}E_0\left[\sin u \sin v \cos w - i \cos u \cos v \sin w\right] \qquad \text{(IV-13)}$$

avec $$u = \frac{k \sin\theta}{2}(x + y)$$

$$v = \frac{k \sin\theta}{2}(x - y)$$

$$w = k \cos\theta \, z$$

Dans la nappe m_g=−1, les vallées du potentiel sont donc déterminées par les équations :

$$\sin u \sin v \cos w = 0 \qquad \text{(IV-14)}$$

$$\cos u \cos v \sin w = 0 \qquad \text{(IV-15)}$$

dont les racines sont :

(1) $w = p\pi \quad u = n\pi$ (3) $w = \pi/2+p\pi \quad u = \pi/2+n\pi$ (5) $u = \pi/2+n\pi \quad v = m\pi$

(2) $w = p\pi \quad v = m\pi$ (4) $w = \pi/2+p\pi \quad v = \pi/2+m\pi$ (6) $u = n\pi \quad v = \pi/2+m\pi$

(les solutions (5) et (6) correspondent à des lignes parallèles à Oz où E_+ et E_- sont simultanément nuls).

Développons par exemple E_+ au voisinage d'une solution de type (1) avec $p = n = 0$. Nous obtenons :

$$E_+ = -2\sqrt{2}E_0\left[u \sin v - i w \cos v\right] \qquad \text{(IV-16)}$$

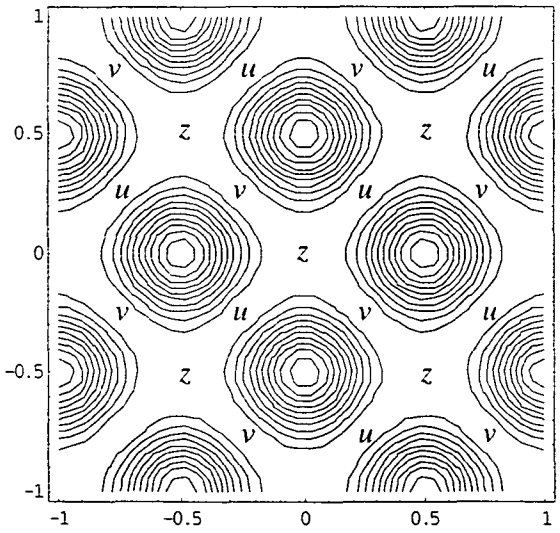
Quelle que soit la direction de la sonde, ce sont toujours les modes u (c'est-à-dire x+y) et w (c'est-à-dire z) qui sont excités selon ce type de ligne. En fait, les rebonds se produisent principalement entre les plots les plus rapprochés (voir Figure 35), ceux-ci se situent au voisinage de points tels que $u = n\pi$, $v = \pi/2+m\pi$ dans le plan $z = 0$ (en fait au croisement de deux solutions (1)-(6)). Par exemple, le point $z = 0$, $x = -y = \lambda_x/4$ se situe entre deux plots distants de $\lambda_x/\sqrt{2}$. Ces points correspondent en fait à un champ électrique total égal à 0 et cette propriété subsiste pour les droites parallèles à Oz passant par ces points. Il s'ensuit que l'atome est libre le long de la direction z (ou w) en ces points x, y et que le seul mode réellement significatif vis à vis de la formule (IV-16) et pouvant conduire à une oscillation transitoire est le mode u. En outre, autour des points $x = y = z = 0$ ($u = v = w = 0$) le seul mode d'oscillation excité est celui dans la direction w (i.e. z) alors que l'atome est libre dans les directions u et v (i.e. $x = -y$ et $x = y$). Cette analyse se généralise sans difficulté autour de tous les points où une oscillation flipper est possible et il apparaît que seuls les modes u et v dans le plan xOy (et autres plans parallèles) et les modes w dans le plan (x=y)Oz (et autres plans parallèles) ou dans le plan (x=−y)Oz (et autres plans parallèles) sont susceptibles d'être excités par le mécanisme pompe-sonde et ceci indépendamment de la direction de la sonde puisque cette direction n'intervient pas dans l'opérateur d'excitation de la résonance.

Cette étude nous apprend donc que les seuls modes d'oscillation visibles sur un spectre théorique bidimensionnel ($z = 0$) tel que celui montré en Figure 32, sont les modes u et v qui conduisent à la même fréquence flipper :

$$\Omega_f = \frac{\sin\theta}{\hbar}\sqrt{2U_0E_r} \qquad \text{(IV-17)}$$

avec U_0 hauteur des plots de potentiel. C'est ce qui est observé effectivement, la fréquence calculée théoriquement correspondant parfaitement avec la valeur relevée sur les spectres théoriques (voir Figure 33).

La configuration expérimentale, quant à elle, étant tridimensionnelle, la situation est un peu plus complexe. L'oscillation suivant z est possible et se rajoute donc à celle suivant u ou v. De plus, travaillant sur une transition $J \rightarrow J-1$, nous avons deux nappes de potentiel présentant des plots de hauteurs différentes, ces nappes étant associées aux états $m_g = -3$ et $m_g = +3$ d'une part, et $m_g = -2$ et $m_g = +2$ d'autre part. La hauteur des plots de potentiel dépendant des coefficients de Clebsch-Gordan, on trouve des fréquences différentes selon la valeur de $|m_g|$. Nous devons donc avoir sur nos spectres expérimentaux un ensemble de 4 lorentziennes de part et d'autre de $\omega_s = \omega$ (8 en tout).



Cependant ces lorentziennes ont des poids différents. Ainsi le rapport des poids des lorentziennes associées à $m_g = -3$ et $m_g = -2$ est proportionnel au rapport des populations des niveaux $m_g = -3$ et $m_g = -2$ (qui est de l'ordre de 1.2 en régime stationnaire). Les lorentziennes associées au mouvement suivant u, v ou z ont un poids équivalent, pour autant que les trajectoires présentant des rebonds au voisinage d'un type de point ou l'autre sont équiprobables [12]. En effet, il y a autant de sites d'oscillation u, v ou z (voir figure ci-contre). Néanmoins, les fréquences associées aux mouvements suivant u et v étant égales, le poids final de cette fréquence est double de celui associé à la fréquence décrivant le mouvement suivant z.

[12] Nous n'avons pas fait de simulations 3D pour étudier cet aspect du problème. Il est néanmoins possible d'imaginer une plus grande stabilité des rebonds dans les directions u et v puisque ces rebonds se font autour de canaux où le champ total est nul.

Cette complexification du problème justifie le fait que les spectres expérimentaux ne sont pas aussi simples que ceux théoriques et que la distance pic-pic mesurée ne correspond pas exactement à la valeur de Ω_f associée à l'état $m_g = -3$. En revanche, les positions de ces lorentziennes doivent toutes varier en $\sqrt{I}$, ce qui est bien visible sur les points expérimentaux de la Figure 31. A titre indicatif nous indiquons les positions des différents pics d'oscillation flipper pour la Figure 30 :

$I = 5.3$ mW/cm^2 , $\Delta = 4\,\Gamma$ $\quad \Omega_{f-3} = 82$ kHz $\quad \Omega_{f-2} = 70$ kHz

$\quad \Omega_{z-3} = 150$ kHz $\quad \Omega_{z-2} = 124$ kHz

La valeur trouvée expérimentalement est : 78 kHz (correspondant environ au barycentre de Ω_{f-3} et Ω_{f-2} affectés des poids des populations stationnaires), ce qui confirme la prééminence des rebonds dans les directions u et v.

5. Conclusion

Tous les éléments identifiés (variation de la position de la résonance avec Δ', indépendance vis à vis de la direction de la sonde, existence d'un mécanisme d'excitation pompe-sonde) permettent d'attribuer le spectre observé à un mécanisme de rebonds de l'atome entre des plots de potentiel. De plus, aucun des autres mécanismes envisageables ne peut fournir une explication satisfaisante de la résonance. Une résonance induite par le recul [18] associée aux atomes effectuant de longs vols le long des vallées du potentiel est à rejeter parce que la position de la résonance devrait varier avec la direction de la sonde et la forme de la résonance ne paraît pas compatible avec la dérivée de la distribution de vitesses. Une résonance Rayleigh [19] semble aussi à exclure puisque la position de la résonance est indépendante de la direction de la sonde et que la distance pic-pic devrait plutôt être proportionnelle à I. De surcroît, pour l'une et l'autre de ces résonances, il faudrait s'assurer que le mécanisme pompe-sonde peut les exciter, ce qui n'est pas du tout évident dans la mesure où les atomes localisés au fond d'une vallée interagissent très peu avec le champ du réseau.

E. Comparaison avec la physique du solide et perspectives

1. Introduction

Les réseaux de plots [20, 21] sont des structures qui sont d'abord apparues en physique des solides. Batis à l'aide d'hétérojonctions AsGa/AlGaAs, on peut les décrire comme un gaz d'électrons

baignant dans un potentiel périodique répulsif (plots de potentiel de hauteur grande devant l'énergie de Fermi). La distance typique entre plots est généralement inférieure au µm (typiquement de l'ordre de 200 à 500 nm). Une propriété essentielle qui distingue ce système d'un réseau d'atomes est la possibilité d'agir sur la dynamique des électrons à l'aide d'un champ magnétique statique B_0. La technique utilisée quasi-systématiquement pour étudier ce système est d'ailleurs la magnétorésistance, c'est-à-dire l'étude de la conductivité électronique en fonction de B_0. Parmi les résultats marquants obtenus récemment que nous décrivons très brièvement figurent : l'observation de résonances associées à des trajectoires entourant plusieurs plots, la différence de dynamique entre réseaux carrés et hexagonaux et l'observation de la quantification du flux magnétique à travers une orbite.

2. Trajectoires commensurables avec la périodicité du réseau

Les résonances les plus marquées apparaissant sur la variation de la conductivité en fonction de B_0 sont associées à l'existence de trajectoires fermées pour l'électron pour des valeurs particulières de B_0 [22, 23]. Nous discutons à présent les valeurs de B_0 pour lesquelles ces résonances apparaissent. Il est bien connu qu'un électron libre dans un champ magnétique statique B_0 a une trajectoire circulaire parcourue à la vitesse angulaire :

$$\omega_c = \frac{qB_0}{M} \qquad \text{(IV-18)}$$

(fréquence cyclotron). Comme les électrons participant à la conduction se trouvent au voisinage de l'énergie de Fermi, la vitesse des électrons doit être prise de l'ordre de v_F. Il s'ensuit que l'équation (IV-18) détermine en fait le rayon de la trajectoire :

$$R = \frac{Mv_F}{qB_0} \qquad \text{(IV-19)}$$

Dans un réseau de plots, R ne peut être quelconque parce que la trajectoire doit se faufiler entre les plots. Dans le cas d'un réseau carré de période d, on voit (voir Figure 36) qu'une trajectoire entourant un seul plot n'est possible que pour $R \cong d/2$. Une trajectoire entourant 2 plots (voir Figure 36) est possible pour $R \cong d(\sqrt{5}+1)/4$, une entourant 4 plots pour $R \cong d(\sqrt{5}+1)/2\sqrt{2}$ et une entourant 9 plots pour $R \cong d(\sqrt{2}/2+1)$. Comme R est proportionnel à $1/B_0$ (Eq. (IV-19)), les résonances correspondant à des orbites entourant un nombre petit de plots sont observées pour les champs B_0 les plus grands.

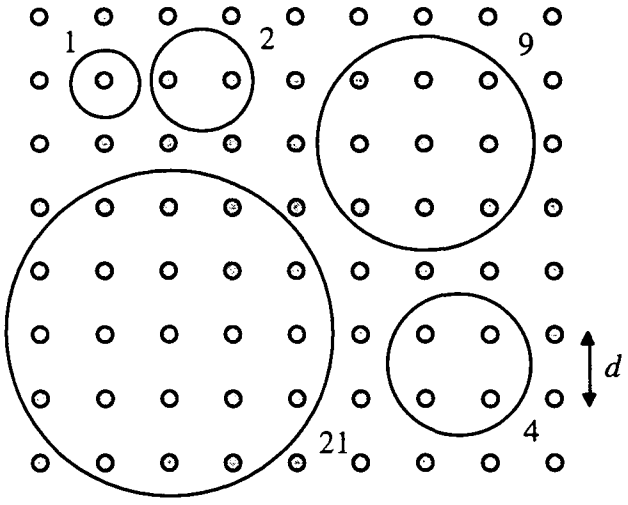


Figure 36 : *Quelques trajectoires circulaires fermées possibles dans un réseau de plots. Le chiffre à côté des orbites circulaires est relatif au nombre de plots à l'intérieur d'une trajectoire. Les rayons les plus petits correspondent aux champs B_0 les plus grands.*

3. Réseaux carrés et réseaux hexagonaux

La conduction des électrons, en champ $B_0 = 0$, est très différente dans un réseau carré de plots et dans un réseau hexagonal [24]. Plus précisément, il apparaît que la résistivité est plus grande dans un réseau hexagonal parce qu'il existe des trajectoires fermées pour l'électron en champ $B_0 = 0$ due à une succession de rebonds sur les plots (voir Figure 37). Plus la taille des plots est grande, plus ces trajectoires sont fréquentes. La différence avec le réseau carré est lié au fait qu'à période d donnée et à taille de plots donnée, les lignes de canalisation permettant le déplacement à grande échelle des électrons sont beaucoup plus étroites dans un réseau hexagonal et favorisent de ce fait l'émergence de trajectoires fermées. De plus, il existe dans un réseau hexagonal plus de plots sur lesquels rebondir autour d'un plot que dans un réseau carré. En somme, la structure est plus compacte, ce qui diminue pour l'atome la capacité de s'échapper.

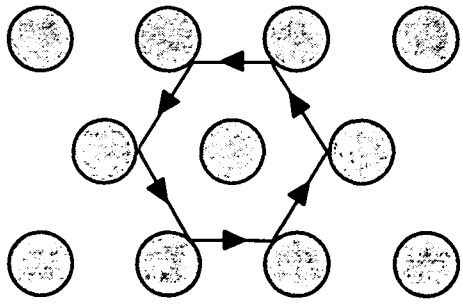


Figure 37 : *Exemple de trajectoires fermées dans un réseau hexagonal*

4. Quantification du flux magnétique

Quand on applique un champ B_0 dans un réseau de plots hexagonal, il apparaît en champ faible des oscillations de la conductivité provenant de la quantification du flux magnétique [24]. Un maximum de résistivité est observé chaque fois que le flux $\Phi = B_0 S$ (où S est la surface d'une trajectoire fermée entourant un plot comme montré sur la Figure 37) est égal à $h/2q$ (et non h/q comme on pourrait le croire par une application hâtive de l'effet Bohm-Aharonov [25, 26]). Nous montrons à présent que ce facteur 2 est lié à une "localisation faible" des électrons [27, 28].

Supposons l'électron localisé au voisinage de M et calculons l'amplitude de probabilité de le retrouver en M un instant ultérieur. Parmi tous les chemins possibles, figurent les deux chemins (1) et (2) représentés sur la Figure 38 et qui ne diffèrent que par le sens de parcours de la trajectoire. L'amplitude de probabilité S_1 associée au chemin 1 est affectée du facteur de phase φ_1 :

$$\varphi_1 = \frac{q}{\hbar}\int_C \vec{\mathbf{A}}.\mathbf{d}\vec{\mathbf{r}} \qquad \text{(IV-20)}$$

où C correspond à la trajectoire fermée entourant un plot représentée sur la Figure 38. Le facteur de phase φ_2 associé au chemin 2 s'écrit :

$$\varphi_2 = -\frac{q}{\hbar}\int_C \vec{\mathbf{A}}.\mathbf{d}\vec{\mathbf{r}} \qquad \text{(IV-21)}$$

La probabilité de trouver la particule en M est maximum quand $\varphi_1 - \varphi_2 = 2p\pi$ où p est un entier. Cette condition, qui entraîne une diminution de la diffusion spatiale des électrons, et donc de la conductivité qui lui est reliée par la relation d'Einstein, peut encore s'écrire :

$$\frac{2q}{\hbar} B_0 S = 2p\pi \qquad \text{(IV-22)}$$

soit

$$\Phi = p\frac{h}{2q} \qquad \text{(IV-23)}$$

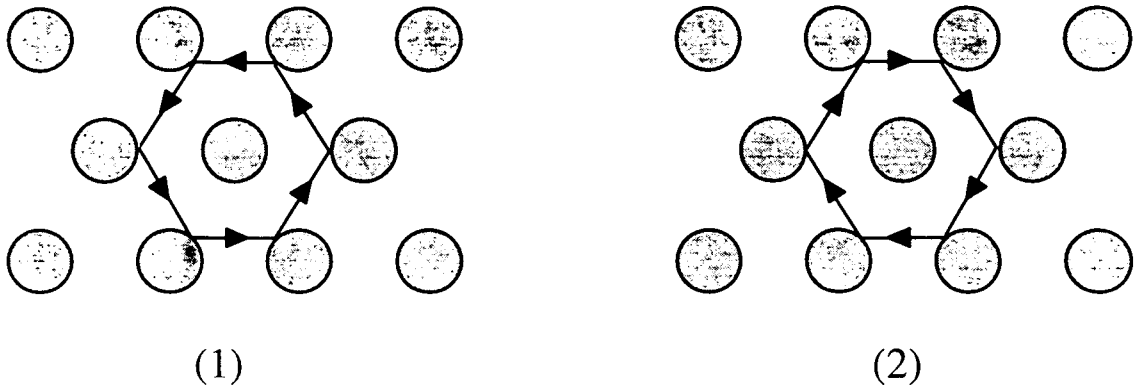


Figure 38 : *Diffusion d'un électron dans un réseau hexagonal de plots. Quand les trajectoires de sens opposé (1) et (2) ont même phase (modulo 2π), l'électron a une probabilité plus grande de rester localisé au voisinage de M.*

Ceci n'est pas le seul exemple de quantification du flux trouvé dans les réseaux de plots. Pour des structures non hexagonales, il a été observé [20, 22] au voisinage des maxima des résonances de commensurabilité associés à un nombre de plots p une sous-structure présentant des extrêma correspondant à une périodicité du flux Φ voisine de h/q. Dans ce cas la surface S entrant dans le calcul du flux Φ est la surface de l'orbite entourant les p plots.

5. Perspectives dans les réseaux atomiques

La généralisation de ces idées aux réseaux d'atomes froids n'est pas évidente parce que le champ magnétique n'influe pas de façon aussi simple et efficace sur la trajectoire d'un atome neutre que sur celle d'un électron. On peut cependant en extrapolant les résultats du § 3 imaginer qu'il existe des différences significatives entre les réseaux d'atomes froids carrés et hexagonaux.

Effectivement, des simulations numériques récentes menées par Christophe JURCZAK montrent l'existence de trajectoires quasi-fermées entourant un plot dans les réseaux d'atomes (voir Figure 39). Ce résultat préliminaire suggère qu'il peut exister des différences entre la diffusion spatiale dans un réseau carré et un réseau hexagonal.

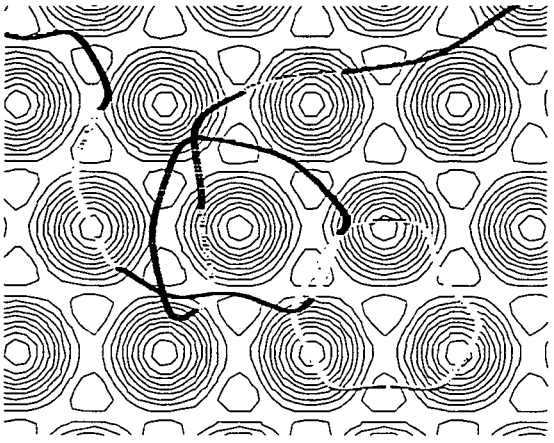


Figure 39 : *Trajectoire d'un atome dans un réseau hexagonal de plots. Dans les parties sombres de la trajectoire, l'atome est dans l'état correspondant au potentiel dessiné sur la figure. Le potentiel correspondant à l'autre état (partie claire de la trajectoire) est décalé de sorte que la boucle claire est l'équivalent pour l'autre niveau atomique de la boucle sombre.*

Plus généralement, si notre échantillon était composé d'ions refroidis plutôt que d'atomes, il pourrait être possible d'observer des résonances associées à l'effet Bohm-Aharonov ainsi que des effets associés à la commensurabilité. Les champs B_0 nécessaires à l'observation de ces processus se situent entre quelques Gauss et 100 Gauss (nous avons pris une vitesse de l'ordre de quelques vitesses de recul pour calculer les rayons des orbites de l'ion). Même si nous ne mesestimons pas la difficulté d'une telle expérience, notamment à cause de la forte interaction coulombienne entre ions, qui obligerait à travailler avec des échantillons extrêmement dilués, il nous semble qu'une prospective en ce sens pourrait être intéressante.

En ce qui concerne les atomes neutres, une possibilité d'obtenir un effet analogue à celui du champ magnétique serait de répéter ces expériences dans un référentiel en rotation. Cela ne semble pas très simple au niveau expérimental, mais là aussi une analyse de faisabilité, cherchant par exemple les éventuelles possibilités de simuler une rotation en jouant sur les paramètres des faisceaux lasers, devrait être menée.

Notons enfin que même si l'inspiration peut venir des semi-conducteurs, nous ne sommes pas obligés de calquer notre démarche sur la leur et certains de nos outils peuvent être plus performants. Ainsi les résonances flipper observées par spectroscopie pompe-sonde n'ont pas, à notre connaissance, d'équivalent en physique des semi-conducteurs.

V. RÉGIME DE CHAMP MAGNÉTIQUE INTERMÉDIAIRE

Nous avons exposé dans les parties précédentes les caractéristiques des mélasses grises et des réseaux gris. Dans le premier cas, il n'y avait pas de champ magnétique et il s'agissait d'éliminer tout champ magnétique parasite qui risquait de nuire à l'efficacité de refroidissement de la mélasse. Dans le cas des réseaux gris, au contraire, un champ magnétique intense et constant est appliqué pour générer une structure de plots de potentiel tout à fait originale. Entre ces deux régimes de champ magnétique extrêmes, il est dangereux (et peu gratifiant) de s'aventurer car il est impossible alors de donner une représentation simple des phénomènes. Nous ne ferons donc qu'une étude assez sommaire de ce régime dit "de champ intermédiaire" pour lequel le déplacement Zeeman est de l'ordre du déplacement lumineux. Nous nous concentrerons sur les aspects essentiels au niveau expérimental à savoir l'observation d'une baisse de l'efficacité de refroidissement et de capture ainsi que l'existence, dans ce régime, de classes de vitesse différentes de 0 formant une étoile dans l'espace des impulsions, préférentiellement peuplées par l'interaction avec les faisceaux lumineux.

A. Variation de la température avec le champ magnétique

En champ magnétique nul, les atomes sont dans un état non couplé dont l'expression en fonction des états magnétiques dépend de l'espace. Lorsqu'on applique un faible champ B_0 le long de Oz, le potentiel des niveaux les plus bas qui était plat quand $B_0 = 0$, devient modulé spatialement à cause du déplacement Zeeman. Il s'ensuit qu'une force F_B liée à cette modulation du potentiel agit sur les atomes se trouvant dans la nappe de potentiel la plus basse. A cette force est associée un coefficient de diffusion D_B. Comme la modulation du potentiel est de l'ordre de $\hbar\Omega_{B\ total}$ (voir Figure 21.a), la force F_B vaut typiquement $\hbar k\Omega_B$ et D_B vaut environ :

$$D_B \approx \hbar^2 k^2 \Omega_B^2 \frac{\Gamma'_{NC}}{k^2 v^2} \approx \hbar^2 k^2 \Omega_B^2 \frac{\Gamma'}{\Delta'^2} \qquad \text{(V-1)}$$

puisque l'atome parcourt plusieurs plots durant Γ'^{-1}_{NC}. Ceci n'est d'ailleurs pas la seule contribution du champ magnétique à la température. A cause du champ B_0, l'état non-couplé est mélangé aux états couplés (le coefficient de contamination étant de l'ordre de Ω_B/Δ' à champ faible). Il s'ensuit que les atomes dans la nappe inférieure de potentiel acquièrent un taux de diffusion du rayonnement Γ'_B de l'ordre de :

$$\Gamma'_B \approx \Gamma'\left(\frac{\Omega_B}{\Delta'}\right)^2 \qquad \text{(V-2)}$$

A cause de cette contribution, il y a davantage d'atomes transférés dans l'état couplé et davantage de photons diffusés. Ce racourcissement de la durée de vie des atomes dans la nappe de potentiel inférieure due au champ magnétique est donc aussi une source d'échauffement des atomes.

A la limite des grandes valeurs de B_0, les niveaux propres sont proches des sous-niveaux Zeeman, et le déplacement lumineux est juste une perturbation de l'hamiltonien magnétique dépendant de l'espace (puisqu'on a toujours un gradient de polarisation) qui donne une modulation aux courbes de potentiel. Dans cette limite, la profondeur des puits de potentiel est proportionnelle à l'intensité lumineuse et indépendente du champ magnétique (comme nous l'avons vu dans la partie précédente). Les atomes sont découplés de la lumière seulement le long des lignes attractives. Un refroidissement Sisyphe habituel est alors obtenu, les atomes étant pompés optiquement dans les niveaux $m_g = J$ et $m_g = J-1$ en des points où la polarisation de la lumière est σ^+ et dans les niveaux $m_g = -J$ et $m_g = -J+1$ en des points où la polarisation de la lumière est σ^-. A cause de ce refroidissement Sisyphe, des températures basses sont atteintes pour des valeurs grandes de B_0 comme nous l'avons montré au § IV. Le point important ici, est que dans la limite $\Omega_{B\,total} >> \Delta'$, le refroidissement n'évolue plus, de sorte que la température est indépendante de Ω_B. On s'attend donc à trouver une asymptote horizontale à grande valeur de Ω_B pour la loi $T = f(\Omega_B)$. Une approche théorique plus précise effectuée par Konstantinos PETSAS sur la transition $3 \rightarrow 2$ en utilisant le modèle des bandes montre [16] que la température augmente dans un premier temps, passe par un maximum quand le déplacement lumineux et le déplacement Zeeman sont du même ordre de grandeur et décroît vers une valeur asymptotique qui dépend du déplacement lumineux pour de grandes valeurs de B_0 (voir Figure 40).

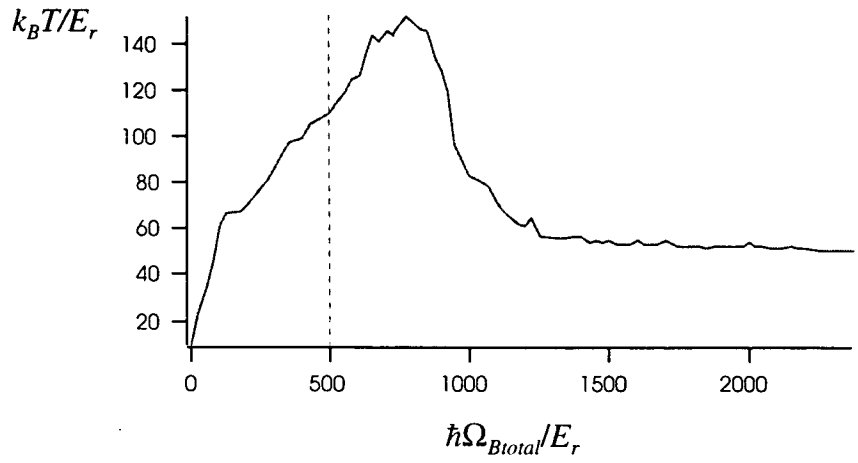


Figure 40 : *Variation théorique de la température avec le champ magnétique par le modèle des bandes et pour la transition 3 → 2. Le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ vaut ici 500 E_r. La limite des champs faibles (définie par $\Omega_{B\ total} < \Delta'$) se situe en dessous de $\hbar\Omega_{B\ total} \cong 500\ E_r$.*

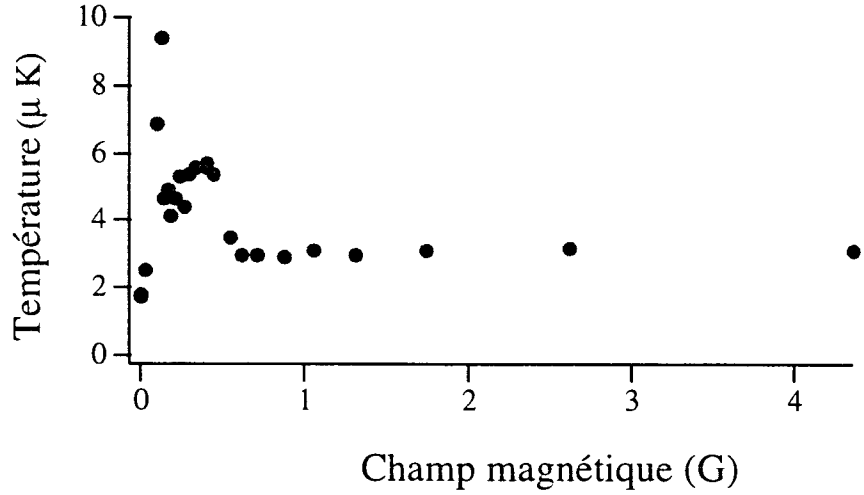


Figure 41 : *Température en fonction du champ magnétique statique longitudinal appliqué pour des atomes de Césium sur la transition 3 → 2. Nous distinguons trois régimes : champ faible, champ intermédiaire, champ fort. En champ fort, le déplacement Zeeman étant bien plus important que le déplacement lumineux, la température ne dépend plus que du déplacement lumineux (hauteur des plots de potentiel). Cette courbe est obtenue pour $I = 0.8\ mW/cm^2$, $\Delta = 8\Gamma$ (ce qui correspond à $\Delta' = 250\ E_r$). Un champ magnétique de 1 G correspond à $\Omega_{B\ total} = 1050\ E_r$. Le maximum de température correspond approximativement à $\Omega_{B\ total} = \Delta'$.*

Nous présentons sur la Figure 41 une courbe expérimentale montrant la variation de la température en fonction du champ magnétique appliqué (cette courbe est obtenue pour $I = 0.8$ mW/cm^2 et $\Delta = 8\ \Gamma$). Nous voyons que la forme de la courbe est en accord avec celle de la courbe théorique montrée en Figure 40. Dans les deux cas, la température croît à champ faible, passe par un maximum pour $\Omega_{B\ total} \cong \Delta'$ et décroît vers une valeur asymptotique constante pour de grandes valeurs de B_0. Il existe cependant des différences : ainsi certains points expérimentaux

semblent s'écarter de la courbe lisse. Ces points correspondent à une situation où l'exploitation du signal de temps de vol est délicate, car le signal comprend plusieurs composantes gaussiennes correspondant à différentes familles d'atomes (centrées autour de valeurs particulières de la vitesse). Nous reviendrons sur ces temps de vol "torturés" dans la section suivante.

B. Distribution de vitesse en régime de champ intermédiaire. Groupement en étoile des vitesses atomiques

1. Signaux de temps de vol

Les signaux de temps de vol sont le reflet de la distribution de vitesse des atomes le long de leur direction de chute Ox. Dans la plupart des situations, le signal se présente sous la forme d'un pic unique centré sur la vitesse $v_x = 0$, la largeur du pic donnant la largeur de la distribution de vitesse. C'est effectivement de tels signaux qui sont enregistrés dans les mélasses grises ($B_0 = 0$, Figure 42.a) et dans les réseaux de plots ($\Omega_B >> \Delta'$, Figure 42.c). En revanche, dans la zone de champ intermédiaire, le signal de temps de vol présente plusieurs pics comme le montre la Figure 42.b. Le pic central correspond à la vitesse $v_x = 0$ et les pics latéraux à deux groupes de vitesse symétriques par rapport à $v_x = 0$. Le fait que ces pics soient d'intensité inégale prouve qu'une des classes de vitesse (celle correspondant aux atomes "tombant" vers le faisceau de mesure) est mieux alimentée que l'autre.

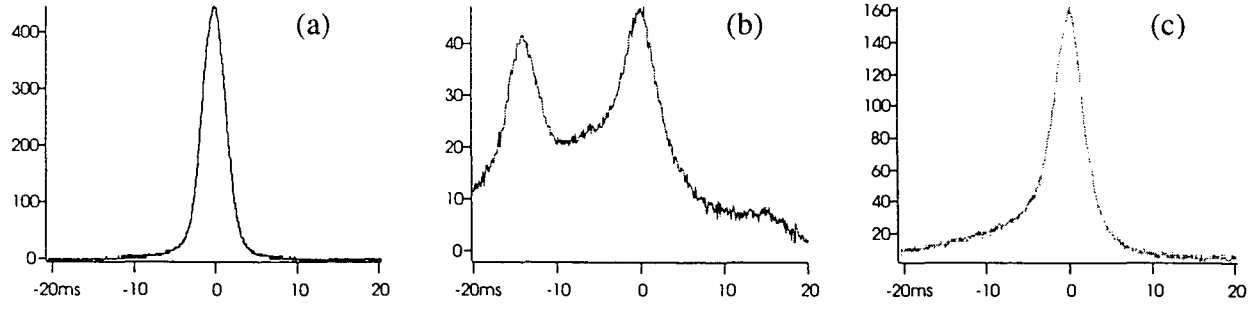


Figure 42 : *Signaux de temps de vol pour différentes valeurs du champ magnétique, une intensité I = 0.4 mW/cm^2 et un désaccord Δ=4Γ (ce qui correspond à Δ' = 250 E_r)*
(a) *champ nul* $B_0 = 0$ **(b)** *champ intermédiaire* $B_0 = 0.25$ G ($\Omega_{B\ total} = 263\ E_r$) **(c)** *champ fort* $B_0 = 4.35$ G ($\Omega_{B\ total} = 4580\ E_r$).
En champ intermédiaire des pics latéraux apparaissent en plus du pic centré en la vitesse v_x=0. Ils sont la preuve d'un groupement d'atomes autour d'autres classes de vitesse.

2. Refroidissement Sisyphe et redistribution de photons

Pour comprendre ce phénomène, il peut être utile de revenir aux idées originelles sur le refroidissement Sisyphe. Un atome de vitesse v_z se déplaçant dans une mélasse unidimensionnelle lin ⊥ lin est ralenti à cause de la redistribution de photons se produisant entre les deux ondes se propageant en sens inverse. Cet effet de redistribution peut être d'ailleurs observé directement sur les faisceaux laser, un des faisceaux étant amplifié au détriment de l'autre [29] (ceci correspond à un processus appelé couplage à deux ondes (two-beam coupling) en optique non-linéaire). Une telle redistribution de photons est susceptible de se produire chaque fois que la différence entre les fréquences des ondes est voisine d'une fréquence de Bohr de l'atome. En d'autres termes, cet effet se produit au voisinage des résonances Rayleigh et Raman. Considérons un atome de moment cinétique J en présence d'un champ magnétique B_0 // Oz dans une configuration unidimensionnelle lin ⊥ lin. A cause de l'effet Doppler, un atome de vitesse v_z voit les fréquences des deux ondes déplacées de façon symétrique. Dans son référentiel propre, les fréquences sont $\omega_1=\omega+kv_z$ et $\omega_2=\omega-kv_z$.

La résonance Rayleigh est centrée en :

$$\omega_1 - \omega_2 = 0 \qquad \text{(V-3)}$$

Les résonances Raman sont centrées sur :

$$\omega_1 - \omega_2 = \pm 2\Omega_B \qquad \text{(V-4)}$$

avec $\Omega_B = g_J \mu_B B_0$ (g_J est le facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr). Le facteur 2 est dû au fait qu'il n'y a pas de composante π dans les faisceaux de la mélasse, de sorte que deux niveaux Zeeman adjacents ne peuvent pas être couplés dans un processus Raman (voir Figure 43). Une redistribution de photons autour de chacune de ces résonances a été observée par M. VALLET *et al.* [30] (voir Figure 4 de cet article).

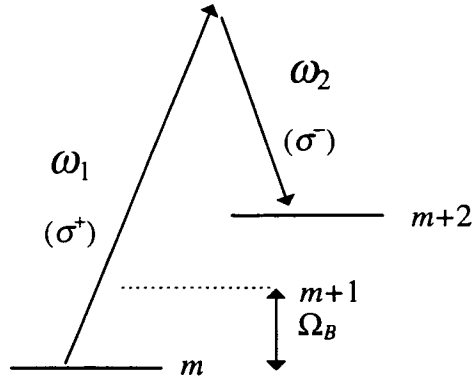


Figure 43 : *Processus Raman entre niveaux Zeeman décalés par un champ magnétique. Le processus est résonnant lorsque* $\omega_1-\omega_2 = 2\Omega_B$..

Exprimées en fonction de la vitesse v_z, les conditions (V-3) et (V-4) deviennent :

$$v_z = 0 \qquad \text{(V-5)}$$

$$v_z = \pm\, \Omega_B/k \qquad \text{(V-6)}$$

La force associée au processus de redistribution de photons a, dans l'espace des vitesses, l'allure représentée sur la Figure 44. Autour de chacune des solutions (V-5) et (V-6), la force a l'allure d'une force de rappel. Il y a donc attraction des atomes autour de ces trois classes de vitesse. Notons que des groupements de vitesse analogues ont été obtenus par P. VAN DER STRATEN *et al.* [31] et C. VALENTIN *et al.* [10] (2 pics de vitesse symétriques par rapport à $v_z = 0$ dans la configuration lin ⊥ lin et un champ magnétique transverse).

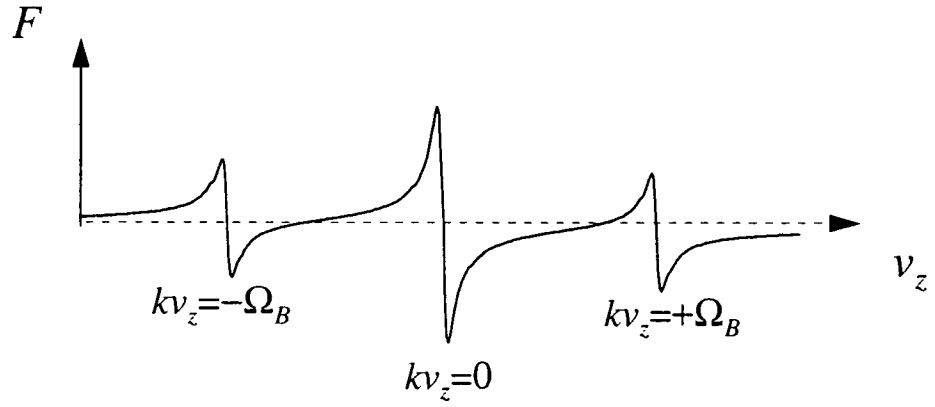


Figure 44 : *Forme de la force subie par les atomes résultant du processus de redistribution de photons entre les faisceaux incidents autour des résonances Rayleigh et Raman.*

3. Généralisation à des situations bi et tridimensionnelles

Un processus de groupement des vitesses de même nature se produit dans les réseaux lin ⊥ lin 3D au voisinage des résonances Rayleigh et Raman. La différence est qu'il faut tenir compte des quatre faisceaux créant le réseau, de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}_i$ (i =1,...,4) et du caractère tridimensionnel de la vitesse $\vec{\mathbf{v}}$. Appelant

$$\omega_i = \omega - \vec{\mathbf{k}}_i . \vec{\mathbf{v}} \qquad \text{(V-7)}$$

la fréquence de l'onde *i* du réseau dans le référentiel atomique, les conditions de résonance Rayleigh et Raman sont :

$$\omega_i - \omega_j = 0 \qquad \text{(V-8)}$$

$$\omega_i - \omega_j = \pm 2\Omega_B \qquad \text{(V-9)}$$

soit

$$(\vec{k}_i - \vec{k}_j).\vec{v} = 0 \qquad \text{(V-10)}$$

$$(\vec{k}_i - \vec{k}_j).\vec{v} = \pm 2\Omega_B \qquad \text{(V-11)}$$

Le groupement d'atomes se produit donc autour des classes de vitesse satisfaisant :

$$(\vec{k}_i - \vec{k}_j).\vec{v} = p\, 2\Omega_B \qquad (p = -1,0,1) \qquad \text{(V-12)}$$

Or les vecteurs $\vec{K}_{ij} = (\vec{k}_i - \vec{k}_j)$ appartiennent à l'espace réciproque (voir chapitre 1). Il s'ensuit que les vitesses $\vec{v}$ satisfaisant (V-12) sont situées aux noeuds du réseau lumineux réel, l'échelle caractéristique de ces vitesses étant Ω_B/k.

Afin de mieux percevoir comment sont situées ces vitesses, considérons d'abord une configuration bidimensionnelle engendrée par trois vecteurs $\vec{k}_i$ (i =1,2,3) (voir Figure 45.a). Les vecteurs $\vec{K}_{12}$, $\vec{K}_{13}$ (et $\vec{K}_{23} = \vec{K}_{13} - \vec{K}_{12}$) du réseau réciproque sont présentés sur la Figure 45.b. Le réseau réel est engendré par deux vecteurs $\vec{a}_1$ et $\vec{a}_2$ tels que :

$$\vec{K}_{12}.\vec{a}_1 = 2\pi \qquad \vec{K}_{12}.\vec{a}_2 = 0 \qquad \text{(V-13)}$$

$$\vec{K}_{13}.\vec{a}_1 = 0 \qquad \vec{K}_{13}.\vec{a}_2 = 2\pi \qquad \text{(V-14)}$$

Ces vecteurs sont représentés sur la Figure 45.b.

La classe de vitesse $\vec{v}_1 = \vec{a}_1\Omega_B / \pi$ provient d'un refroidissement "Rayleigh" assuré par les faisceaux 1 et 3 et d'un refroidissement "Raman" assuré par les faisceaux 1 et 2 d'une part, et 2 et 3 d'autre part (puisque $\vec{K}_{23}.\vec{v}_1 = (\vec{K}_{13} - \vec{K}_{12}).\vec{v}_1 = -2\Omega_B$). De façon analogue, les atomes s'accumulent autour de $\vec{v}_2 = \vec{a}_2\Omega_B / \pi$ à cause d'un refroidissement Rayleigh assuré par les faisceaux 1 et 2 et d'un refroidissement Raman assuré par les faisceaux 1 et 3 d'une part, et 2 et 3 d'autre part.

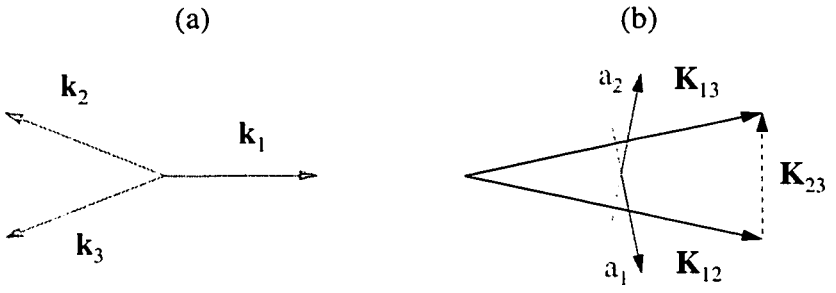


Figure 45 : (**a**) *Vecteurs d'onde des faisceaux engendrant le réseau 2D* (**b**) *Vecteurs de base du réseau réciproque du réseau optique* $\vec{\mathbf{K}}_{12}$, $\vec{\mathbf{K}}_{13}$ *(et* $\vec{\mathbf{K}}_{23} = \vec{\mathbf{K}}_{13} - \vec{\mathbf{K}}_{12}$*) et vecteurs de base du réseau réel* $\vec{\mathbf{a}}_1$ *et* $\vec{\mathbf{a}}_2$.

La procédure à suivre pour construire toutes les classes de vitesse analogues à $\vec{\mathbf{v}}_1$ et $\vec{\mathbf{v}}_2$ pour lesquelles une composante de la vitesse est refroidie par un processus Rayleigh et la composante orthogonale par des processus Raman est donc parfaitement claire. Il faut porter dans la direction perpendiculaire au vecteur $\vec{\mathbf{K}}_{ij}$ un vecteur tel que $\vec{\mathbf{K}} \cdot \vec{\mathbf{v}} = \pm 2\Omega_B$ (où $\vec{\mathbf{K}}$ est un quelconque des deux vecteurs différent de $\vec{\mathbf{K}}_{ij}$). On obtient six classes de vitesse présentées sur les Figure 46 a et b et qui ne sont autres que $\pm\vec{\mathbf{v}}_1$, $\pm\vec{\mathbf{v}}_2$ et $\pm(\vec{\mathbf{v}}_1 + \vec{\mathbf{v}}_2)$.

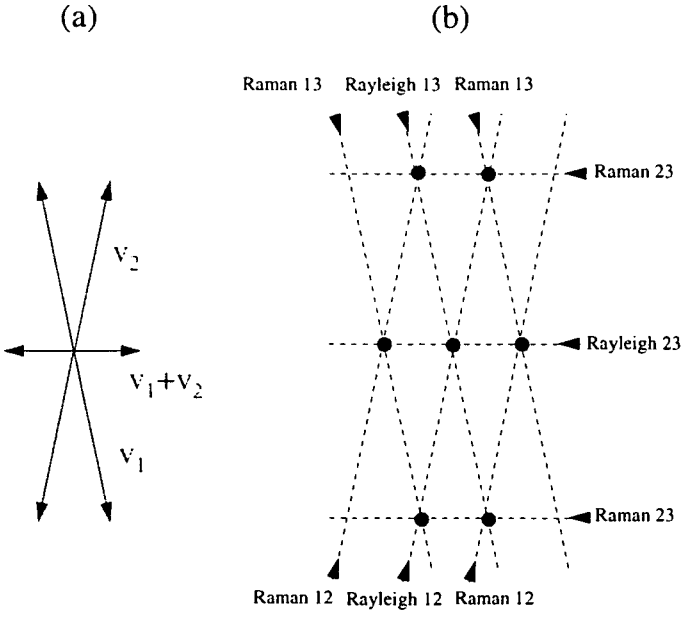


Figure 46 : *Schéma d'obtention des classes de vitesse susceptibles de participer à des processus Rayleigh et Raman et autour desquelles les atomes pourraient s'accumuler. Il suffit de construire les 3 droites orthogonales aux vecteurs* $\vec{\mathbf{K}}_{ij}$ *(2 Raman et 1 Rayleigh) distantes entre elles de* $2\Omega_B/K_{ij}$. *Les classes de vitesse se trouvent alors à l'intersection des droites ainsi construites.*

Outre ces classes de vitesse, il faut bien sûr inclure $\vec{v} = \vec{0}$ qui bénéficie d'un refroidissement Rayleigh des trois paires de faisceaux.

Cette construction se généralise de façon immédiate aux réseaux 3D. Les six vecteurs $\vec{K}_{ij}$ sont les arêtes d'une pyramide à base triangulaire. Un premier ensemble de classes de vitesse est obtenu de la manière suivante. On porte dans la direction perpendiculaire à chaque face de la pyramide un vecteur $\vec{v}$ tel que le module de la projection de $\vec{v}$ sur l'un quelconque des trois vecteurs $\vec{K}_{ij}$ non perpendiculaires à $\vec{v}$ soit égal à $2\Omega_B$ ($\left|\vec{K}_{ij}.\vec{v}\right| = 2\left|\Omega_B\right|$). On obtient ainsi huit groupes de vitesse (2 par face) qui bénéficient d'un refroidissement Rayleigh sur 2 composantes de vitesse (refroidissement assuré par 3 paires de faisceaux auquel $\vec{v}$ est orthogonal) et d'un refroidissement Raman sur la troisième composante (assuré par les trois autres paires de faisceaux). Un deuxième ensemble de classes de vitesse est obtenu en portant sur la médiatrice commune à deux arêtes opposées (par exemple $\vec{K}_{14}$ et $\vec{K}_{23}$) un vecteur $\vec{v}$ tel que pour l'un quelconque $\vec{K}$ des quatre autres vecteurs $\vec{K}_{ij}$, on ait $\left|\vec{K}_{ij}.\vec{v}\right| = 2\left|\Omega_B\right|$. On obtient ainsi 6 classes de vitesse qui bénéficient d'un refroidissement Rayleigh sur 2 composantes de la vitesse (assuré par 2 paires de faisceaux) et d'un refroidissement Raman sur la troisième composante (assuré par 4 paires de faisceaux). Outre ces 8+6=14 classes de vitesse, il faut évidemment ajouter $\vec{v} = \vec{0}$ qui bénéficie d'un refroidissement Rayleigh de la part de toutes les paires de faisceaux.

Il est possible de donner une description mathématique plus précise de ces classes de vitesse autour desquelles les atomes se regroupent. Appelons $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ et $\vec{a}_3$ les vecteurs de base du réseau réel définis par :

$$\vec{K}_{12}.\vec{a}_1 = 2\pi \qquad \vec{K}_{12}.\vec{a}_2 = 0 \qquad \vec{K}_{12}.\vec{a}_3 = 0 \qquad \text{(V-15)}$$

$$\vec{K}_{13}.\vec{a}_1 = 0 \qquad \vec{K}_{13}.\vec{a}_2 = 2\pi \qquad \vec{K}_{13}.\vec{a}_3 = 0 \qquad \text{(V-16)}$$

$$\vec{K}_{14}.\vec{a}_1 = 0 \qquad \vec{K}_{14}.\vec{a}_2 = 0 \qquad \vec{K}_{14}.\vec{a}_3 = 2\pi \qquad \text{(V-17)}$$

et $\vec{v}_1$, $\vec{v}_2$ et $\vec{v}_3$ les classes de vitesse telles que :

$$\vec{v}_1 = \vec{a}_1\Omega_B / \pi \qquad \text{(V-18)}$$

$$\vec{v}_2 = \vec{a}_2\Omega_B / \pi \qquad \text{(V-19)}$$

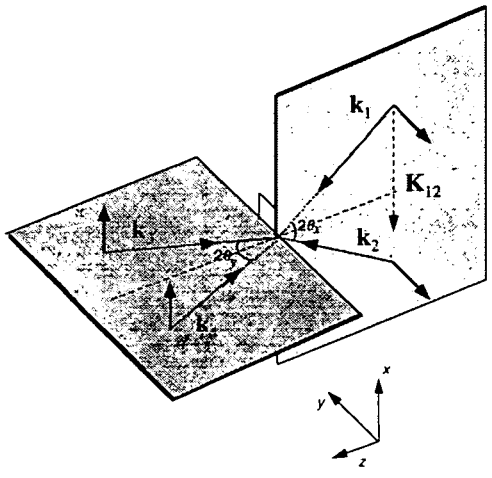
$$\vec{v}_3 = \vec{a}_3\Omega_B / \pi \qquad \text{(V-20)}$$

On vérifie immédiatement que $\vec{v}_1$ est orthogonal à $\vec{K}_{13}$, $\vec{K}_{14}$ et $\vec{K}_{34}$ (couples de faisceaux assurant le refroidissement Rayleigh) et que $\vec{K}_{12}.\vec{v}_1 = \vec{K}_{32}.\vec{v}_1 = \vec{K}_{42}.\vec{v}_1 = 2\Omega_B$ (refroidissement Raman). L'ensemble des 8 classes de vitesse décrit précédemment correspond à $\pm\vec{v}_1$, $\pm\vec{v}_2$, $\pm\vec{v}_3$ et $\pm(\vec{v}_1 + \vec{v}_2 + \vec{v}_3)$. De même on vérifie que $\vec{v}_1 + \vec{v}_2$ est orthogonal à $\vec{K}_{34}$ et $\vec{K}_{23}$ et que $\vec{K}_{12}.(\vec{v}_1 + \vec{v}_2) = \vec{K}_{13}.(\vec{v}_1 + \vec{v}_2) = \vec{K}_{42}.(\vec{v}_1 + \vec{v}_2) = \vec{K}_{43}.(\vec{v}_1 + \vec{v}_2) = 2\Omega_B$. L'ensemble des 6 autres classes correspond à $\pm(\vec{v}_1 + \vec{v}_2)$, $\pm(\vec{v}_1 + \vec{v}_3)$, $\pm(\vec{v}_2 + \vec{v}_3)$.

4. Application au réseau standard 3D lin ⊥ lin

Dans les mesures de distribution de vitesse par temps de vol, nous n'analysons la distribution de vitesse que le long de la direction verticale O*x*. Nous allons donc voir quelles sont les projections de $\vec{v}_1$, $\vec{v}_2$ et $\vec{v}_3$ le long de O*x* dans le cas du réseau standard.

Appelons $\vec{k}_1$ et $\vec{k}_2$ les vecteurs d'onde des faisceaux dans le plan vertical et $\vec{k}_3$ et $\vec{k}_4$ les vecteurs d'onde des faisceaux dans le plan horizontal (voir figure ci-contre). $\vec{K}_{12}$ est parallèle à O*x*, de sorte que $\vec{v}_2$ et $\vec{v}_3$ orthogonaux à $\vec{K}_{12}$ sont dans le plan horizontal. La seule vitesse ayant une composante verticale est donc $\vec{v}_1$ (remarquons que $\vec{v}_1$ a également une composante le long de O*z*). Dans l'analyse du signal de temps de vol, on s'attend donc à trouver 3 composantes. La première associée à $(\vec{v}_1)_x$ correspond aux classes de vitesse $\vec{v}_1$, $\vec{v}_1+\vec{v}_2$, $\vec{v}_1+\vec{v}_3$ et $(\vec{v}_1 + \vec{v}_2 + \vec{v}_3)$. La seconde associée à $-(\vec{v}_1)_x$ correspond aux classes de vitesse opposées. La composante centrale correspond à $\vec{v} = \vec{0}$, $\pm\vec{v}_2$, $\pm\vec{v}_3$, $\pm(\vec{v}_2 + \vec{v}_3)$. Cette structure en trois pics de vitesse est bien conforme aux données expérimentales (voir Figure 47).



Le fait que la composante $(\vec{v}_1)_x$ ait une intensité plus grande que $-(\vec{v}_1)_x$ est probablement dû au fait que la gravité tend à favoriser les atomes dont la vitesse est dirigée vers le bas de la cellule.

Nous avons montré que $\vec{v}_1 = \vec{a}_1\Omega_B / \pi$. La structure cristallographique du réseau, et donc $\vec{a}_1$, est déterminée par les vecteurs d'onde et est indépendante du champ B_0. Il apparaît donc que la position des pics latéraux $\pm(\vec{v}_1)_x$ doit varier proportionnellement à B_0 (via Ω_B). C'est effectivement ce que l'on observe expérimentalement comme le montre la Figure 47.

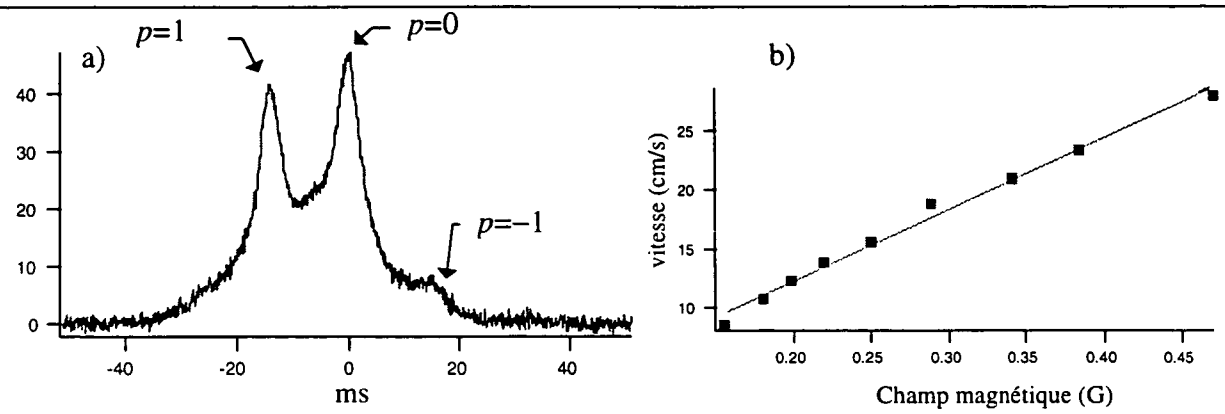


Figure 47 : (a) *Allure d'un signal de temps de vol en champ magnétique intermédiaire (B = 0.25 G). A côté du pic central correspondant aux atomes de vitesse moyenne nulle dans la direction verticale, deux bandes latérales correspondent à des atomes ayant une vitesse d'ensemble. Ces atomes sont groupés et refroidis autour de cette vitesse par un processus de résonance entre décalage Doppler et déplacement Zeeman. Le temps se déroulant de gauche à droite, le pic latéral le plus grand est associé aux atomes pour lesquels $v_x < 0$ (atomes tombant vers la sonde de temps de vol).*
(b) *Position des pics latéraux du signal de temps de vol en fonction du champ magnétique. La vitesse de groupement est proportionnelle au champ magnétique.*

Le calcul numérique de v_{1x} à partir des paramètres de l'expérience ($\lambda = 852$ nm, $\theta = 38°$, $\Omega_B/2\pi$ = 351 kHz/G) donne :

$$v_{1x} = \frac{\Omega_B}{k \sin\theta} = \frac{351.10^3 * 852.10^{-9}}{\sin 38°} ms^{-1} / G = 0.5\, ms^{-1} / G$$

La pente déduite de la Figure 47.b donne quant à elle :

$$v_{1x} = 0.6\, ms^{-1} / G$$

On obtient un accord tout à fait satisfaisant, ce qui valide l'interprétation donnée ci-dessus pour ces pics de vitesse.

5. Cas du réseau 3D non standard

Pour confirmer l'exactitude de notre interprétation, nous avons modifié l'expérience en tournant de $\pi/2$ la polarisation de tous les faisceaux du réseau, ce qui correspond à la géométrie non standard décrite dans le chapitre 1 (§ II.C.2). Une telle démarche ne modifie pas la structure cristallographique du réseau et donc $\vec{a}_1$ en particulier est préservé. En revanche, le motif du réseau est modifié parce qu'il apparaît une composante π de la lumière dans le réseau. L'existence de cette composante π rend permises les résonances Raman entre niveaux Zeeman adjacents (voir Figure 48)

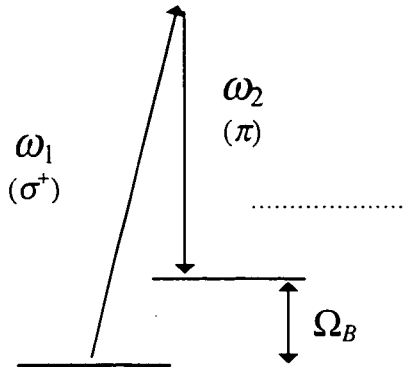


Figure 48 : *Processus Raman entre niveaux Zeeman décalés par un champ magnétique. En plus des résonances de la Figure 43 le processus est aussi résonnant lorsque $\omega_1-\omega_2 = \Omega_B$, puisque dans ce cas, il existe aussi une composante π de la lumière.*

En conséquence, des résonances Raman supplémentaires peuvent se produire lorsque :

$$\omega_i - \omega_j = \pm\Omega_B \qquad \text{(V-21)}$$

La condition sur les vitesses associée est :

$$(\vec{k}_i - \vec{k}_j).\vec{v} = n\,\Omega_B \qquad (n = -1,0,1) \qquad \text{(V-22)}$$

En ajoutant la condition (V-12) (qui reste toujours valable) à cette nouvelle condition on a :

$$(\vec{k}_i - \vec{k}_j).\vec{v} = 2p\,\Omega_B \qquad (p = -1,-1/2,0,1/2,1) \quad \text{(V-23)}$$

Quand on compare cette condition à la condition (V-12), on voit que l'échelle des vitesses (en ce qui concerne les plus petites vitesses ($p = \pm 1/2$)) est divisée par un facteur 2. C'est bien ce que confirme l'analyse de la distribution des vitesses par les signaux de temps de vol. En particulier, la position des premiers pics latéraux en fonction de B_0 est présentée sur la Figure 49.b et conduit à une pente de 0.25 ms^{-1}/G en très bon accord avec les prévisions théoriques. Cette pente est inférieure d'un facteur 2 à la pente trouvée dans le cas du réseau standard (Figure 47).

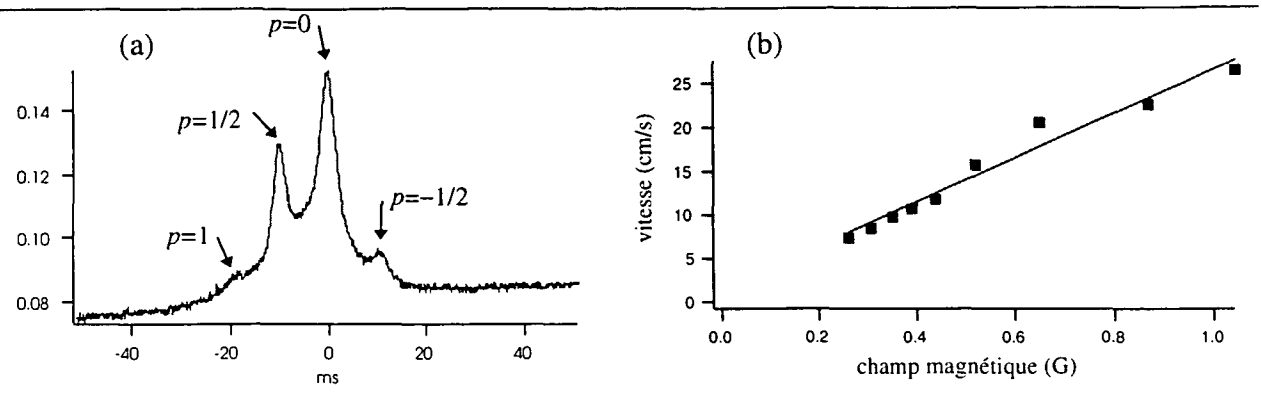


Figure 49 : (a) *Signal de temps de vol en champ magnétique intermédiaire (B_0 = 0.35 G), dans le cas d'un réseau non-standard, pour lequel il existe une composante π de la lumière. A cause de cette composante supplémentaire, des processus Raman induisent un groupement autour de deux classes de vitesse supplémentaires, ce qui se traduit par l'existence des pics latéraux p=±1/2 situés à mi-distance entre les pics p=±1 et le pic central existant dans la configuration standard (lin ⊥ lin 3D) (voir Figure 47.a).* **(b)** *Variation du module de la vitesse correspondant aux pics p=±1/2 avec le champ magnétique appliqué. La condition de résonance sur la vitesse conduit dans ce cas à une pente deux fois moins importante que dans le cas d'une configuration de faisceaux standard.*

Nous voyons sur le signal de temps de vol de la Figure 49.a que les deux pics de vitesse correspondant à $p = 1$ et $p = 1/2$ sont présents, comme prévu par la formule (V-23).

6. Conclusion

Les diverses composantes de vitesse apparaissant en champ magnétique intermédiaire dans les signaux de temps de vol ont donc pu être interprétées. La disparition de ces composantes pour de fortes valeurs du champ a une double origine. D'abord la vitesse $\vec{v}_1$ devenant de plus en plus grande, il y a moins d'atomes au voisinage pour les alimenter. D'autre part, la vitesse $\vec{v}_1$ ayant une composante non nulle le long de Oz, la trajectoire des atomes de vitesse $\vec{v}_1$ acquiert une amplitude le long de Oz telle que l'atome ne peut pas géométriquement atteindre la zone de mesure.

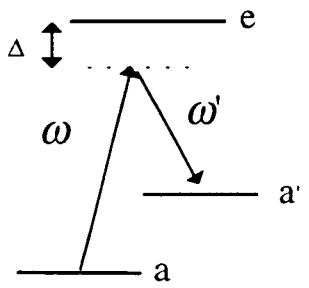
Ajoutons que ces pics ont également été observés par C. ROBILLIARD dans les réseaux brillants. Toutefois ils apparaissent alors moins distinctement car leur largeur est supérieure à celle dans les réseaux gris (ce qui est relié aux "températures" plus grandes dans les réseaux brillants). Ainsi la notion de température dans les réseaux gris est-elle quelque peu chahutée lorsque l'on est en régime de champ magnétique intermédiaire. En effet quelle définition prendre lorsque l'on a plusieurs pics de vitesse ? Nous avons pris le parti de définir la température à partir de la largeur du pic central, celle déduite de la largeur des pics latéraux n'étant pas très différente. Néanmoins, on conçoit bien que pour de faibles champs magnétiques, $\vec{v}_1$ est faible, et les pics latéraux chevauchent le pic central, de sorte que l'estimation de la température devient très délicate. La "température" est alors clairement surévaluée. Dès que les pics sont un peu séparés, il est possible de déduire la

température du seul pic central. Le changement de régime d'exploitation des données (deux pics pris en compte, puis un seul) est donc matérialisé sur la courbe de la Figure 41 par une chute brusque de la température après la première montée.

Notons enfin que ces pics latéraux ne sont pas prévus par les calculs théoriques de K. PETSAS parce que les cohérences entre nappes de potentiel différentes sont négligées.

C. Transitions Raman entre nappes de potentiel différentes

1. Généralités



Considérons deux sous-niveaux a et a' du niveau fondamental qui peuvent être couplés par une transition Raman (voir figure ci-contre) avec absorption d'un photon ω et émission d'un photon ω' (ou vice-versa). Appelons Π_a et $\Pi_{a'}$ les populations stationnaires de ces niveaux. La résonance Raman entre ces niveaux apparaît sur la cohérence $\rho_{aa'}$ de la matrice densité :

$$\rho_{aa'} \approx \frac{\langle a'|\vec{\mathbf{D}}.\vec{\mathbf{E}}'|e\rangle\langle e|\vec{\mathbf{D}}.\vec{\mathbf{E}}|a\rangle}{\hbar^2\left[\omega_{aa'} - (\omega-\omega') - i\gamma\right]}\left(\frac{\Pi_a}{\omega_{ea} - \omega - i\frac{\Gamma}{2}} - \frac{\Pi_{a'}}{\omega_{ea'} - \omega' + i\frac{\Gamma}{2}}\right) \qquad \text{(V-24)}$$

où $\vec{\mathbf{E}}$ et $\vec{\mathbf{E}}'$ sont les champs électriques des ondes, γ est le taux de relaxation du fondamental supposé très petit devant le taux de relaxation Γ du niveau excité. En supposant $\omega - \omega_{ea} \cong \omega' - \omega_{ea'}$ et en appelant Δ ce désaccord à résonance, la formule précédente peut se mettre sous la forme :

$$\rho_{aa'} \approx \frac{\langle a'|\vec{\mathbf{D}}.\vec{\mathbf{E}}'|e\rangle\langle e|\vec{\mathbf{D}}.\vec{\mathbf{E}}|a\rangle}{\hbar^2\left[\omega_{aa'} - (\omega-\omega') - i\gamma\right]\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right]}\left\{-\Delta\left(\Pi_a - \Pi_{a'}\right) + i\frac{\Gamma}{2}\left(\Pi_a + \Pi_{a'}\right)\right\} \qquad \text{(V-25)}$$

La résonance Raman a donc deux termes sources : le premier proportionnel à la différence de population des niveaux extrêmes est le terme habituellement considéré (il est d'ailleurs très largement dominant lorsque $|\Delta| >> \Gamma$), le second, proportionnel à la population totale, est associé à un effet de couplage à deux ondes [29,32]. Notons que ces deux termes ont aussi été considérés par BLOEMBERGEN et ses collaborateurs dans le cadre des résonances induites par collisions en mélange

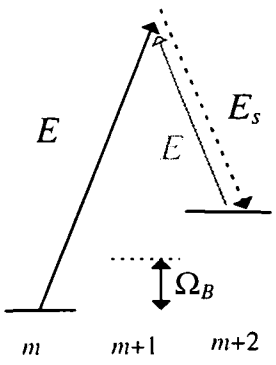
à quatre ondes [33]. L'absorption du faisceau E s'obtient grâce à la cohérence $\rho_{a'e}$. La dépendance de l'absorption χ'' avec la fréquence est :

$$\chi'' \approx -\frac{-\Delta(\Pi_a - \Pi_{a'}) + i\frac{\Gamma}{2}(\Pi_a + \Pi_{a'})}{\left(\frac{\Gamma}{2} - i\Delta\right)\left[\omega_{aa'} - (\omega - \omega') - i\gamma\right]\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right]} + c.c. \qquad \text{(V-26)}$$

Lorsque $\omega_{aa'} - (\omega - \omega')$ varie (à Δ constant), χ'' apparaît donc comme la superposition d'une lorentzienne due à l'effet Raman habituel et d'une courbe en dispersion provenant du couplage à deux ondes. L'importance de la courbe en dispersion croît quand les populations des niveaux extrêmes deviennent voisines.

2. Résonances dans le réseau 3D lin ⊥ lin standard

Dans cette expérience, la sonde est polarisée σ^- et se propage le long de l'axe Oz. Les paramètres pour le réseau sont I = 2 mW/cm^2, Δ =5 Γ, θ_x = 20°, θ_y = 25°.



Pour un champ magnétique B_0 considéré ($B_0 < 0$), les sous-niveaux Zeeman ont dans le niveau hyperfin $F = 3$, une énergie qui croît avec m (nombre quantique magnétique). Comme le champ électrique du réseau a des composantes σ^+ et σ^-, les seules résonances possibles sont schématisées sur la Figure ci-contre. Elles se produisent pour $\omega_s - \omega = 0$ ($\Delta m = 0$) et $\omega_s - \omega = -2\Omega_B$ ($\Delta m = 2$).

C'est ce que confirme l'étude expérimentale (voir Figure 50) faite pour un champ B_0 =–0.76 G qui essentiellement montre l'existence d'une seule résonance latérale. Cette résonance a une forme voisine d'une lorentzienne et est associée à des processus Raman entre des couples de niveaux tels que $m = -3$ et $m = -1$, $m = -2$ et $m = 0$ etc... L'allure lorentzienne de cette résonance montre qu'il existe des différences significatives de population entre les niveaux $\Delta m = 2$. De surcroit, l'existence de cette résonance lorentzienne montre qu'il n'y a pas égalité entre les populations des niveaux de m opposés, puisque le gain obtenu sur la transition $-3 \rightarrow -1$ n'est pas compensé par une absorption aussi grande sur la transition $3 \rightarrow 1$. Notons enfin que la position de la résonance varie bien linéairement avec le champ magnétique.

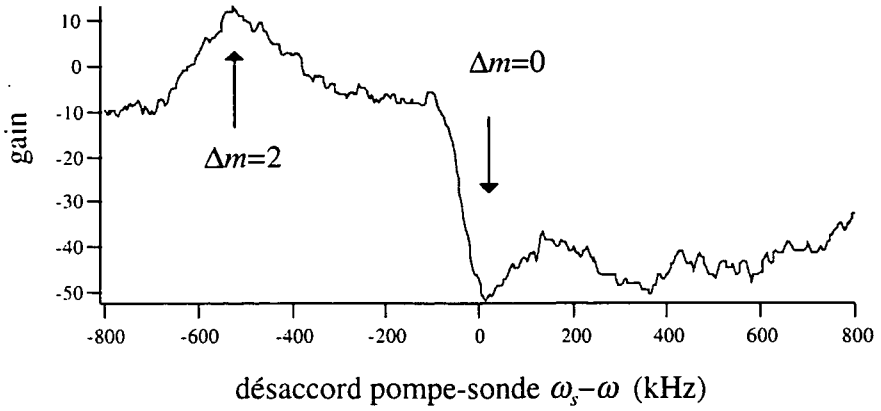
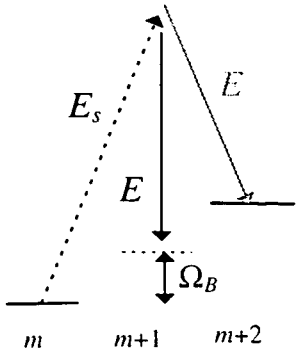


Figure 50 : *Spectre de transmission de la sonde dans un réseau standard (lin ⊥ lin 3D). La sonde est polarisée σ^-, les paramètres sont $I = 2\ mW/cm^2$, $\Delta = 5\ \Gamma$. Le pic en amplification observé pour $\omega_s < \omega$ correspond aux transitions $\Delta m = 2$. Le champ magnétique vaut ici* -0.76 G ($\Omega_B = 267$ kHz)

3. Résonance dans le réseau 3D non standard

Dans le réseau non standard, décrit au chapitre 1 (§ II.C.2), le champ électromagnétique a une composante π. Il s'ensuit que pour une sonde se propageant le long de Oz, de nouvelles résonances associées à des transitions Raman entre des niveaux Zeeman m et $m \pm 1$ sont possibles.



Les paramètres du réseau pour l'expérience sont les mêmes que dans la section précédente. La Figure 51.a présente une courbe obtenue pour un champ magnétique $B_0 = -1.27$ G avec une sonde polarisée σ^+. On trouve, comme prévu, deux résonances apparaissant pour $\omega_s-\omega > 0$. Ces résonances correspondent aux transitions $\Delta m = 1$ et $\Delta m = 2$ schématisées sur la figure ci-contre.

On peut remarquer que la résonance $\Delta m = 1$ a une allure plus dispersive que la résonance $\Delta m = 2$ ce qui est probablement la manifestation de populations assez proches entre les niveaux $\Delta m = 1$ contribuant à la résonance. Ici aussi, la position de la résonance $\Delta m = 1$ varie linéairement avec B_0, la pente étant plus petite d'un facteur 2 que la pente trouvée au § C.2. pour le réseau standard en bon accord avec les prévisions. La Figure 51.b montre la dépendance de la position du premier pic latéral avec le champ magnétique. Notons que le fait que la résonance $\Delta m = 2$ soit en absorption est compatible avec le schéma décrit plus haut pour une sonde σ^+ et confirme l'existence d'une population plus grande pour les niveaux de nombre quantique magnétique $m < 0$.

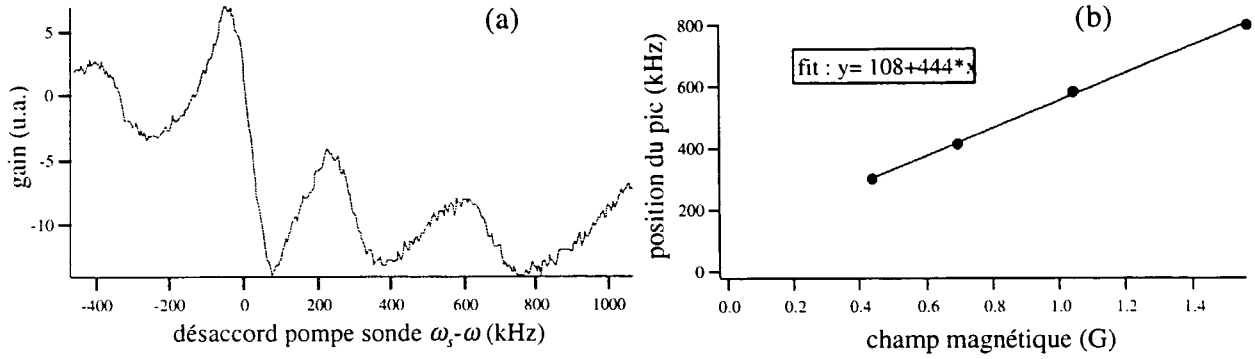


Figure 51 : (a) *Spectre de transmission d'une sonde polarisée σ^+ dans un réseau non standard. Les paramètres de l'expérience sont $I = 2\ mW/cm^2$, $\Delta = 5\ \Gamma$. L'existence d'une composante π dans les faisceaux du réseau autorise les transitions $\Delta m = 1$ en plus des transitions $\Delta m = 2$ déjà présentes dans un réseau standard. Le champ magnétique vaut ici -1.27 G ($\Omega_B = 444$ kHz) l'intensité $I = 2\ mW/cm^2$, et le désaccord $\Delta = 5\ \Gamma$.*
(b) *Position de la résonance latérale en fonction du champ magnétique. La dépendance linéaire de la position valide l'interprétation en termes de transition Raman entre niveaux magnétiques.*

Une étude plus précise de ces résonances révèle néanmoins quelques curiosités. On présente ainsi sur la Figure 52 un spectre limité aux résonances $\Delta m \leq 1$ obtenues pour $B_0 = -1.52$ G avec une sonde polarisée σ^+ (a) et une sonde polarisée σ^-(c). Comme prévu, la résonance latérale importante est observée pour $\omega_s > \omega$ dans le premier cas et pour $\omega_s < \omega$ dans le second. Il existe cependant des résonances symétriques plus faibles qui semblent incompatibles avec les règles de sélection pour le moment cinétique. En fait, ces résonances prouvent que les états propres ne sont des états Zeeman qu'en première approximation : les déplacements lumineux couplent le niveau m aux niveaux $m \pm 1$ et $m \pm 2$, l'ordre de grandeur de la contamination des états propres étant Δ'/Ω_B. Il s'ensuit qu'un état appelé $m + 1$ a en fait une petite composante $m - 1$ qui rend possible l'absorption d'un photon σ^+ en aboutissant dans le niveau excité m. Ceci conduit au schéma de la Figure 52.b expliquant la résonance supplémentaire de la Figure 52.a. Une explication analogue peut être trouvée pour la résonance supplémentaire de la Figure 52.c.

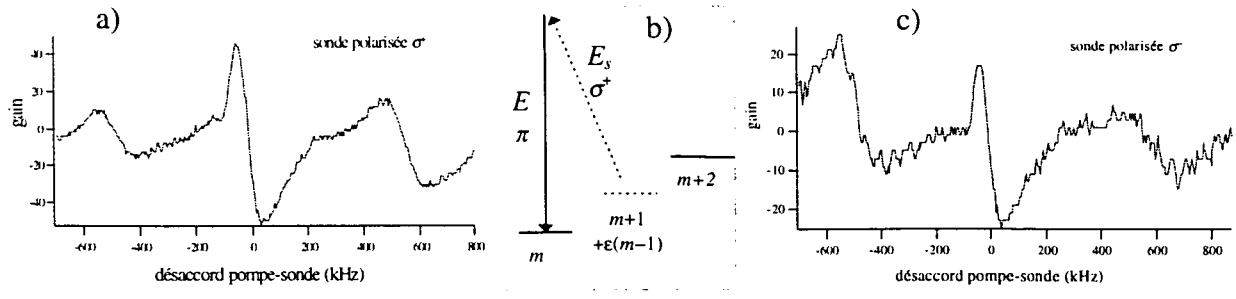


Figure 52 : *Spectres de transmission en champ intermédiaire, régime pour lequel les états propres ne sont plus des états Zeeman. Les paramètres de l'expérience sont $I = 2\ mW/cm^2$, $\Delta = 5\ \Gamma$ ($\Delta' = 950\ E_r$), $B_0 = -1.52$ G ($\Omega_{B\ total} = 1600\ E_r$).* **(a)** *sonde polarisée σ^+* **(b)** *processus expliquant la résonance supplémentaire de la figure a* **(c)** *sonde polarisée σ^-*

CONCLUSION :

Ce chapitre a été consacré à l'étude de réseaux optiques particuliers, puisqu'ils fonctionnent sur des transitions dites "grises". Pour des transitions du type $J \rightarrow J-1$, il existe en effet pour l'atome des états non couplés à la lumière dans lesquels il peut être piégé. Ces réseaux optiques piègent donc les atomes dans des états protégés de l'émission spontanée et pour lesquels la diffusion de photons est sensiblement réduite (d'où le nom de réseau gris). Le refroidissement (de type Sisyphe) se fait avec un désaccord bleu des faisceaux par rapport à la transition atomique ce qui implique que le mécanisme Doppler est un réchauffement.

Les états piège étant non couplés à la lumière, les atomes voient un potentiel optique plat. Nous avons donc donné à ces structures le nom de *mélasse grise,* puisqu'aucune localisation due à la transition $J \rightarrow J\text{-}1$ utilisée n'est attendue pour les atomes. Du fait des propriétés de ces structures, la température cinétique des atomes dans ces mélasses est plus basse que dans les réseaux classiques dits "brillants" (par opposition à gris) (minimum mesuré à 0.8 μK), ce qui montre bien que le refroidissement Sisyphe propre à ces systèmes vient à bout du réchauffement Doppler. Les spectres de transmission de sonde révèlent que la majorité des atomes sont bien dans les états non couplés. Cette étude a donc montré que l'utilisation de transitions grises est intéressante pour diminuer la température d'un ensemble d'atomes et éventuellement augmenter la densité atomique (ce qui a été fait par Denis BOIRON avec des mélasses grises à 6 faisceaux en présence d'un piège dipolaire [34]). Les résultats expérimentaux sur la température et le nombre d'atomes ont révélé en outre que les transitions hyperfines voisines, habituellement négligeables dans le cas des réseaux brillants, perturbent le mécanisme de refroidissement. Cela signifie qu'il faut, dans le cas de mélasses grises, être particulièrement vigilant à la proximité des transitions hyperfines voisines et choisir si possible une situation pour laquelle ces transitions sont très éloignées.

Nous avons ensuite évoqué la réalisation de réseaux gris. Ceux-ci possèdent une structure de potentiel modulée, mais au lieu d'exhiber des puits de potentiel, ce sont des plots de potentiel que les atomes rencontrent sur leur chemin. Ceux-ci sont obtenus en ajoutant un champ magnétique statique fort aux mélasses grises à quatre faisceaux. Les atomes voient alors un paysage de plots de potentiel entre lesquels se dessinent des lignes attractives. Le long de ces lignes le mouvement atomique est libre et l'état atomique est encore un état non couplé, ce qui permet à ces structures de refroidir encore relativement efficacement les atomes (2 μK) malgré la présence du champ magnétique. Les spectres pompe-sonde ont révélé, conformément aux analyses des théoriciens, que les atomes ont tendance à rebondir dans leur trajectoire sur les plots avoisinants, avec une fréquence

caractéristique déduite de l'expression du potentiel optique. Ces structures de plots, rencontrées également en physique des solides et beaucoup étudiées en physique théorique ("billards"), n'ont pas fini de révéler leurs secrets. En particulier il pourrait être intéressant d'étudier le transport atomique dans ces structures et d'étudier l'évolution du transport atomique dans les différents régimes de champ magnétique. En effet, au fur et à mesure que le champ magnétique est diminué, les lignes attractives se rétrécissent et les parois des "couloirs" deviennent de plus en plus raides. Les atomes devraient donc avoir de plus en plus de mal à se déplacer le long de ces lignes et la diffusion pourrait diminuer dans ce cas.

Enfin l'étude du régime de champ magnétique intermédiaire a mis en évidence un phénomène intéressant de groupement de vitesses autour d'un certain nombre de directions réparties sur une étoile.

Références :

[1] B. P. Anderson, T. L. Gustavson, and M. Kasevich, *Phys. Rev. A* **53** (1996) R3727; D.L. Haycock, S.E. Hamann, G. Klose, and P.S. Jessen, *Phys. Rev. A* **55** (1997) R3991

[2] T. Müller-Seydlitz, M. Hartl, B. Brezger, H. Hänsel, C. Keller, A. Schnetz, R.J.C. Spreeuw, T. Pfau, and J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett* **78 (6)** (1997) 1038

[3] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, *Nuovo Cimento B* **36** (1976) 5

[4] G. Grynberg and J.-Y. Courtois, *Europhys. Lett.* **27** (1994) 41

[5] A. Aspect, E. Arimondo, R; Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett* **61** (1988) 826

[6] A. Aspect, E. Arimondo, R; Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am B* **6** (1989) 2112

[7] M.A. Ol'shanii and V.G. Minogin, in *Light Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions and Molecules*, edited by L. Moi *et al.* (ETS Editrice, Pisa, 1991); M.A. Ol'shanii and V.G. Minogin, *Opt. Commun.* **89** (1992) 393

[8] C. Cohen-Tannoudji, cours de Physique atomique et moléculaire donné au Collège de France (95-96)

[9] M.S. Shahriar, P.R. Hemmer, M.G. Prentiss, P. Marte, J. Mervis, D.P. Katz, N.P. Bigelow, and T. Cai, *Phys. Rev.* **A 48** (1993) R4035; P. Marte, R. Dum, R. Taïeb, P. Zoller, M.S. Shahriar, and M.G. Prentiss, *Phys. Rev.* **A 49** (1994) 4826; M. Weidemüller, T. Esslinger, M.A. Ol'shanii, A. Hemmerich, and T.W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **27** (1994) 109

[10] C. Valentin, M.-C. Gagné, J. Yu, and P. Pillet, *Europhys. Lett.* **17** (1992) 133

[11] Y. Castin and J. Dalibard, *Europhys. Lett.* **14** (1991) 761

[12] D. Boiron, A. Michaud, P. Lemonde, Y. Castin, C. Salomon, S. Weyers, K. Szymaniec, L. Cognet, and A. Clairon, *Phys. Rev.* **A 53** (1996) R3734

[13] A. Kastberg, W.D. Phillips, S.L. Rolston, and R.J.C. Spreeuw, *Phys. Rev. Lett* **74** (1995) 1542; M. Gatzke, G. Birkl, P.S. Jessen, A. Kastberg, S.L. Rolston, and W.D. Phillips, *Phys. Rev.* **A 55** (1997) R3987

[14] K.I. Petsas, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris (1996)

[15] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989) 2023; C. Cohen-Tannoudji, in *Fundamental systems in quantum optics (Les Houches, Session LIII, 1990)* edited by J. Dalibard, J. M. Raimond and J. Zinn Justin (North-Holland, Amsterdam, Elsevier Science Publishers B. V.)

[16] K. I. Petsas, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg, *Phys. Rev.* **A 53** (1996) 2533

[17] A. Hemmerich, M. Weidemüller, T. Esslinger, C. Zimmerman, and T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett* **75** (1995) 37

[18] J. Guo, P.R. Berman, B. Dubetsky, and G. Grynberg, *Phys. Rev.* **A 46** (1992) 1426; J.-Y. Courtois, G. Grynberg, B. Lounis, and P. Verkerk, *Phys. Rev. Lett* **72** (1994) 3017; J.-Y. Courtois, G. Grynberg, *Adv. in At. Mol. Opt. Physics* **36** (1996) 87

[19] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, *Phys. Rev.* **A 48** (1993) 1378; J.-Y. Courtois and G. Grynberg, *Phys. Rev.* **A 46** (1992) 7060; A. Hemmerich, M. Weidemüller, and T.W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **27** (1994) 427

[20] R. Shuster et K. Ensslin, *Advances in Solid State Physics* **34** (1994) 195

[21] K. Ensslin et T. Schlösser, *Physica Scripta Vol.* **T66** (1996) 135

[22] D. Weiss, M.L. Roukes, A. Menschig, P. Grambow, K. Von Klitzing, and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett* **66** (1991) 2790

[23] R. Fleischmann, T. Geisel, and R. Ketzmerick, *Phys. Rev. Lett* **68** (1992) 1367

[24] F. Nihey, S.W. Hwang et K. Nakamura, *Phys. Rev.* **B 51** (1995) 4649

[25] Y. Aharonov et D. Bohm, *Phys. Rev.* **115** (1959) 485

[26] C. Cohen-Tannoudji, cours de Physique atomique et moléculaire donné au Collège de France (93-94)

[27] B.L. Al'tshuler, A.G. Aranov, et B.Z. Spivak, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33** (1981) 101 [*JETP Lett.* **33** (1981) 94]

[28] G. Bergmann, *Phys. Rev.* **B 28** (1983) 2914

[29] G. Grynberg, M. Vallet, and M. Pinard, *Phys. Rev. Lett* **65** (1990) 701

[30] M. Vallet, M. Pinard, and G. Grynberg, *Opt. Comm.* **87** (1992) 340

[31] P. Van der Straten, S.Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, G. Nienhuis, *Phys. Rev.* **A 47** (1993) 4160; S.Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, P. Van der Straten, G. Nienhuis, *Phys. Rev. Lett* **67** (1991) 1094

[32] G. Grynberg, E. Le Bihan, and M. Pinard, *J. Phys. (France)* **47** (1986) 1321; M. Pinard and G. Grynberg, *J. Phys. (France)* **49** (1988) 2027

[33] A.R. Bogdan, M.W. Downer, and N. Bloembergen, *Opt. Lett.* **6** (1981) 348

[34] D. Boiron, A. Michaud, J.M. Fournier, L. Simard, M. Sprenger, G. Grynberg et C. Salomon, soumis à *Phys. Rev. Lett.* ; D. Boiron, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris (1998)

CHAPITRE 3

Transitoires cohérents

I. PRINCIPE DE LA MÉTHODE 168

A. SPECTROSCOPIE POMPE-SONDE 168
B. SPECTROSCOPIE DE TRANSMISSION 172
C. TRANSITOIRE COHÉRENT 175
1. *Résonance Rayleigh* 175
2. *Résonance Raman* 176
D. LIEN ENTRE LES DEUX MÉTHODES 178

II. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE 181

A. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL 181
1. *Géométrie des faisceaux et conséquences* 182
2. *Transition atomique et cycle de travail* 182
B. PRÉPARATION DE LA SONDE 182
C. DÉTECTION DU SIGNAL 184

III. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX 185

A. COMPOSANTE RAYLEIGH 185
1. *Signal temporel* 186
2. *Transformée de Fourier (signal en fréquence)* 187
B. COMPOSANTE RAMAN 191
1. *Signal temporel* 191
2. *Transformée de Fourier (signal en fréquence)* 193
C. COMPARAISON DES RÉSULTATS AVEC LA SPECTROSCOPIE DE TRANSMISSION 196

IV. CONCLUSION : LES PERSPECTIVES D'APPLICATION 200

A. VISUALISATION DE LA LARGEUR INHOMOGÈNE 201
B. LARGEUR DE LA RAIE RAYLEIGH 202

Chapitre 3

TRANSITOIRES COHÉRENTS

Nous avons vu dans les deux premiers chapitres que la spectroscopie pompe-sonde était un moyen efficace d'investigation des réseaux optiques. Cette méthode consistant en l'observation de la transmission d'une sonde envoyée dans le milieu et balayée en fréquence, permet en particulier d'étudier la fréquence d'oscillation des atomes piégés dans les puits de potentiel des réseaux optiques. Elle permet également de mettre en évidence la propagation, semblable au son, d'ondes de matière dans ces réseaux ... Dans cette méthode, la sonde excite le milieu et la détection de cette excitation se fait simultanément sur la transmission de la sonde. Cependant, cette méthode a ses limites; par exemple la séparation spectrale des différentes résonances est souvent malaisée. Ainsi il n'est pas facile de faire une étude quantitative des largeurs de raies vibrationnelles (transitions Raman), largeurs qui sont reliées aux durées de vie des niveaux vibrationnels des puits de potentiel. En effet, celles-ci ont des ailes qui se superposent avec celles d'autres raies (par exemple la raie Rayleigh située au centre du spectre).

Pour accéder à des renseignements plus précis sur notre milieu, nous allons montrer qu'il est possible d'utiliser différemment la sonde excitatrice en ajoutant une sélectivité supplémentaire à la détection. Dans la première partie de ce chapitre nous décrirons donc le principe de la méthode que nous avons mis en oeuvre pour gagner en précision et en sélectivité. Dans un premier temps, nous exposerons le principe général de la spectroscopie pompe-sonde pour mieux comprendre le rôle de la sonde excitatrice et le comportement des atomes dans le champ lumineux de l'interférence pompe-sonde (**I.A**). Nous verrons ensuite ce qui est observé et détecté en spectroscopie habituelle de transmission (**I.B**). Nous viendrons alors à l'exposé de la méthode des transitoires cohérents, méthode qui répond au critère de double sélectivité (sélectivité à l'excitation, sélectivité à la détection) (**I.C**). Cette double sélectivité est possible grâce à une séparation de la phase d'excitation et de la phase de détection. La phase d'excitation du milieu par la sonde est donc suivie d'une phase de relaxation libre de la variable dynamique excitée, phase pendant laquelle la sonde n'intervient plus au niveau de l'excitation mais seulement au niveau de la détection. Enfin cette partie se terminera par la comparaison des deux méthodes exposées précédemment et la démonstration de

l'existence d'une relation mathématique entre les signaux recueillis pour chacune des deux méthodes (**I.D**).

Après avoir vu le principe de la méthode des transitoires cohérents, nous décrirons le dispositif expérimental utilisé (**II.A**) ; puis nous verrons les manipulations que doit subir la sonde pour cette nouvelle méthode d'investigation (**II.B**) et le dispositif de détection utilisé (**II.C**).

La troisième partie sera consacrée aux résultats expérimentaux. Nous nous attacherons plus particulièrement à deux résonances déjà rencontrées dans le chapitre 1, à savoir la résonance Rayleigh (**III.A**) et la résonance Raman (**III.B**). Après avoir montré les signaux temporels pour chacune des deux résonances, nous montrerons les spectres en fréquence obtenus par transformée de Fourier des signaux temporels. Ce passage dans le domaine spectral permettra de comparer cette méthode à la spectroscopie de transmission du point de vue expérimental (**III.C**).

Nous conclurons enfin sur les applications possibles de cette nouvelle méthode et sur les informations supplémentaires qu'elle apporte sur notre milieu d'étude.

I. PRINCIPE DE LA MÉTHODE

Dans une expérience de physique se pose généralement la question de la manière dont l'expérimentateur va pouvoir récupérer de l'information sur son milieu d'étude. Deux possibilités s'offrent alors à lui : utiliser l'information spontanément émise par le milieu (il suffit alors de récolter le signal émis, comme la fluorescence provenant des atomes dans les réseaux brillants) ou aider le milieu à nous informer. Pour cela il est possible d'exciter le milieu pour sélectionner un mode *naturel* d'évolution. Cela peut se faire à l'aide d'un faisceau lumineux de faible intensité (pour ne pas trop perturber le milieu). Généralement, ce faisceau sonde est couplé avec un faisceau pompe qui peut préexister à l'investigation et c'est l'interférence pompe-sonde qui excite le milieu. Dans le cas des réseaux optiques par exemple, le rôle de la pompe est généralement joué par un des faisceaux du réseau. Nous parlerons donc dans cette partie de la manière dont l'interférence pompe-sonde excite le milieu et des possibilités qui s'offrent à l'expérimentateur de récupérer l'information à partir du moment où le milieu a été excité par la sonde.

A. Spectroscopie pompe-sonde

Considérons donc maintenant un milieu atomique dans lequel sont envoyés en se croisant un faisceau pompe de fréquence ω, d'amplitude E, et de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}$ et un faisceau sonde d'amplitude E_s (avec $E_s << E$) de fréquence ω_s, et de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}_s$. Nous prenons pour

simplifier les polarisations de ces faisceaux égales, de sorte que la partie modulée de l'interférence lumineuse entre ces deux faisceaux s'écrit :

$$I_i(\vec{r},t) = \tfrac{1}{4} E_s E^* e^{i(\Delta\vec{k}.\vec{r}-\delta t)} + c.c. \qquad \text{(I-1)}$$

où $\Delta\vec{k}$ est la différence des vecteurs d'onde des faisceaux : $\Delta\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}$ et δ est le désaccord en fréquence des faisceaux $\delta = \omega_s - \omega$. (Le terme fréquence utilisé ici et dans toute la suite est un abus de langage puisqu'il s'agit en toute rigueur d'une pulsation).

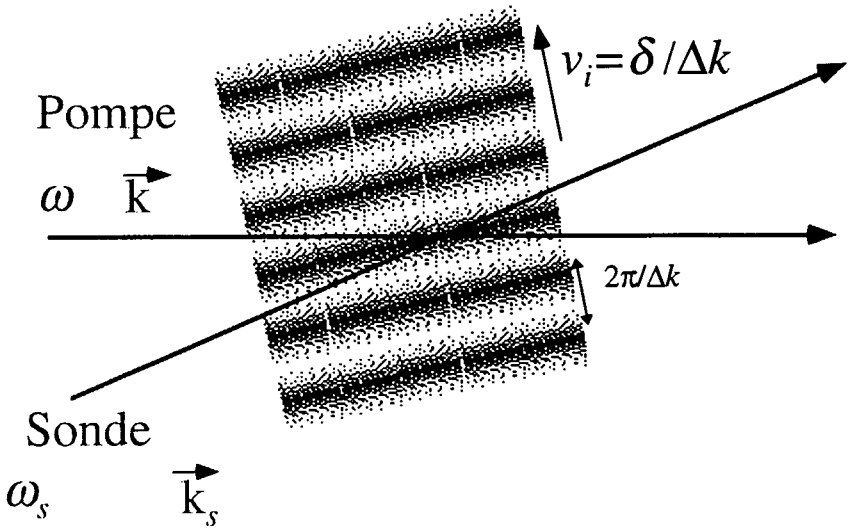


Figure 1 : *La pompe et la sonde, envoyés dans le milieu à étudier, interfèrent pour donner des franges lumineuses. Cette figure d'interférence, qui se déplace à une vitesse v_i proportionnelle au désaccord pompe-sonde δ, crée une excitation modulée dans le milieu.*

Ce réseau de franges lumineuses se déplace donc à la vitesse $v_i = \delta / \Delta k$ (où Δk est le module du vecteur $\Delta\vec{k}$). Elle va induire dans le milieu l'excitation forcée de certaines observables qui peuvent être la densité ou l'orientation des particules aussi bien que la vibration des atomes dans les puits de potentiel. Ces observables présenteront donc une modulation ayant les caractéristiques de l'interférence pompe-sonde : vecteur d'onde $\Delta\vec{k}$, fréquence δ (la phase est cependant généralement différente. Nous reviendrons sur ce point dans la suite). Dans le cas d'un milieu d'atomes froids par exemple, cette interférence va moduler le déplacement lumineux vu par les atomes ainsi que le pompage optique. Ces modifications entraîneront dans le cas d'un réseau optique une redistribution des atomes et éventuellement de leur orientation ou une exaltation de leur mouvement oscillatoire dans le milieu.

Notons, dès à présent, que cette modulation de l'intensité lumineuse ou du gradient de polarisation due à l'interférence pompe-sonde se superpose dans le cas des réseaux optiques à la modulation de l'intensité ou du gradient de polarisation vu par les atomes dans le réseau.

Néanmoins, le fait que la sonde soit faible entraîne que la modulation du potentiel vu par les atomes due à cette sonde est faible par rapport à la profondeur des puits existant déjà dans le réseau optique.

Nous nous plaçons dans la suite dans le cas où l'atome possède dans le niveau fondamental deux sous-niveaux d'énergie a et b séparés de $E_b - E_a = \hbar\Delta_0$. Nous supposons que le désaccord pompe-sonde δ est proche en valeur absolue de la valeur Δ_0. Nous supposons de plus que les faisceaux couplent les niveaux a et b à un niveau excité e, les intensités restant suffisamment faibles pour ne pas atteindre la saturation de la transition optique. Le désaccord à la résonance optique est le même pour les deux faisceaux pompe et sonde et vaut $\Delta = \omega - (E_e - E_a)/\hbar$ (voir Figure 2).

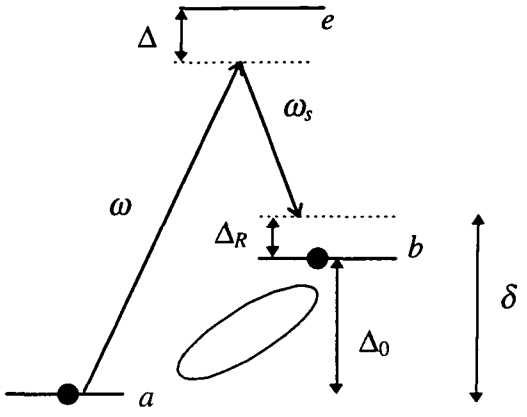


Figure 2 : *Schéma des niveaux de l'atome intervenant dans notre modèle. L'échelle ici n'est pas respectée car* $|\delta| << |\Delta|$ *de sorte que les deux faisceaux pompe et sonde ont le même désaccord* Δ *par rapport à la transition atomique. La pompe de fréquence* ω *et la sonde de fréquence* ω_s *créent une cohérence entre les niveaux fondamentaux a et b.*

Ayant supposé que les deux faisceaux ne saturent pas les transitions optiques, le niveau excité peut alors être éliminé adiabatiquement des équations de Bloch optiques régissant l'évolution de la matrice densité du système. (L'évolution hamiltonienne des deux niveaux fondamentaux considérés a et b peut alors être décrite par un hamiltonien effectif). L'interférence pompe-sonde va induire pour l'atome une cohérence σ_{ab} faisant intervenir deux photons entre les niveaux a et b. Celle-ci s'écrit en régime stationnaire :

$$\sigma_{ab}(t) = \frac{\Delta_R + i\gamma}{\Delta_R^2 + \gamma^2 + |\Omega_{eff}|^2/2} \frac{\Omega_{eff}}{2} e^{i(\Delta\vec{k}.\vec{r} - \delta t)} \qquad \text{(I-2)}$$

avec $\Omega_{eff} = \dfrac{\Omega_p^* \Omega_s}{2\Delta}$ pulsation de Rabi effective entre les deux niveaux a et b (Ω_p (resp. Ω_s) désigne la pulsation de Rabi associée à la pompe (resp. sonde) (voir chapitre 1))

$\Delta_R = \omega - \omega_s - \Delta_0 = -\delta - \Delta_0$ désaccord à la résonance du processus Raman entre niveaux *a* et *b* (dans le cas où les niveaux subissent un déplacement lumineux, celui-ci est intégré à Δ_0)

γ taux d'amortissement de la cohérence

Dans le cas où la transition considérée est une transition vibrationnelle (*a* et *b* sont alors deux niveaux vibrationnels adjacents d'un puits de potentiel), $\hbar\Delta_0$ correspond à la séparation $\hbar\Omega_v$ entre les deux niveaux. (Dans le point de vue classique Ω_v est la fréquence d'oscillation des atomes au fond des puits de potentiel).

Tant que la sonde est appliquée et qu'elle garde la même fréquence, la cohérence décrite ci-dessus évolue en régime forcé (imposé par l'interférence pompe-sonde). Elle évolue en particulier à la fréquence δ imposée par l'interférence pompe-sonde.

Dans toute expérience pompe-sonde ce n'est en réalité pas cette cohérence que l'on observe, mais le faisceau diffracté (de fréquence ω_d) par l'action de la pompe sur cette cohérence. On dit en général que la pompe vient "lire" cette cohérence.

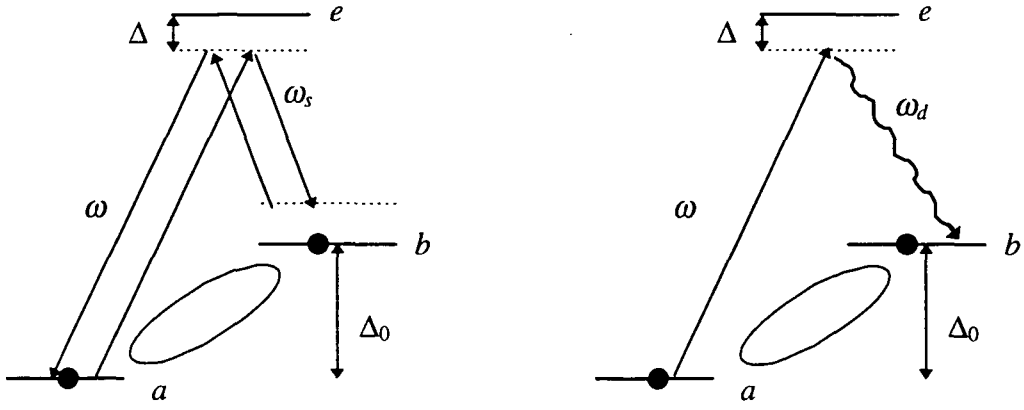


Figure 3 : *Lecture de la cohérence en régime forcé et libre. En régime forcé, un des faisceaux diffractés possède la même fréquence que la sonde qui a servi à exciter le milieu. (Un autre est à la fréquence $2\omega-\omega_s$).*

Les équations optiques pour la cohérence optique σ_{eb} induite par l'application de la pompe s'écrivent :

$$\frac{d}{dt}\sigma_{eb} + i(\omega_e - \omega_b)\sigma_{eb} = -\frac{D_{ea}}{2i\hbar} E e^{i(\vec{k}.\vec{r}-\omega t)}\sigma_{ab}(t) \qquad \text{(I-3)}$$

(D_{ea} est l'élément de transition du dipôle atomique entre les niveaux a et e. Nous avons négligé ici le terme de relaxation $\Gamma/2$ devant $\omega_e-\omega_b$). Notons que compte-tenu de (I-2), le membre de droite de l'expression (I-3) évolue en $e^{i(\vec{k}_s.\vec{r}-\omega_s t)}$ c'est-à-dire comme le faisceau sonde.

On déduira alors le dipôle $<D>$ par :

$$<D> = \sigma_{eb} D_{be} + \sigma_{be} D_{eb} \qquad \text{(I-4)}$$

La connaissance de $<D>$ permet de prédire la transmission du faisceau sonde. En d'autres termes, ce dipôle rayonne un champ venant interférer avec le faisceau sonde. Comme le montre l'Eq. (I-3), ce champ rayonné peut être interprété comme résultant de la diffraction de l'onde pompe sur la cohérence σ_{ab}.

Nous verrons dans la suite deux régimes différents pour ce dipôle : le *régime forcé* en spectroscopie de transmission (**I.B**) et le régime de *relaxation libre* en transitoire cohérent (**I.C**).

B. Spectroscopie de transmission

En spectroscopie de transmission, c'est l'intensité de la sonde qui est enregistrée après passage dans le milieu en fonction du désaccord δ. Cette intensité dépend en fait de l'amplitude et de la polarisation du faisceau diffracté dans la direction de la sonde. Revenons donc à ce faisceau diffracté.

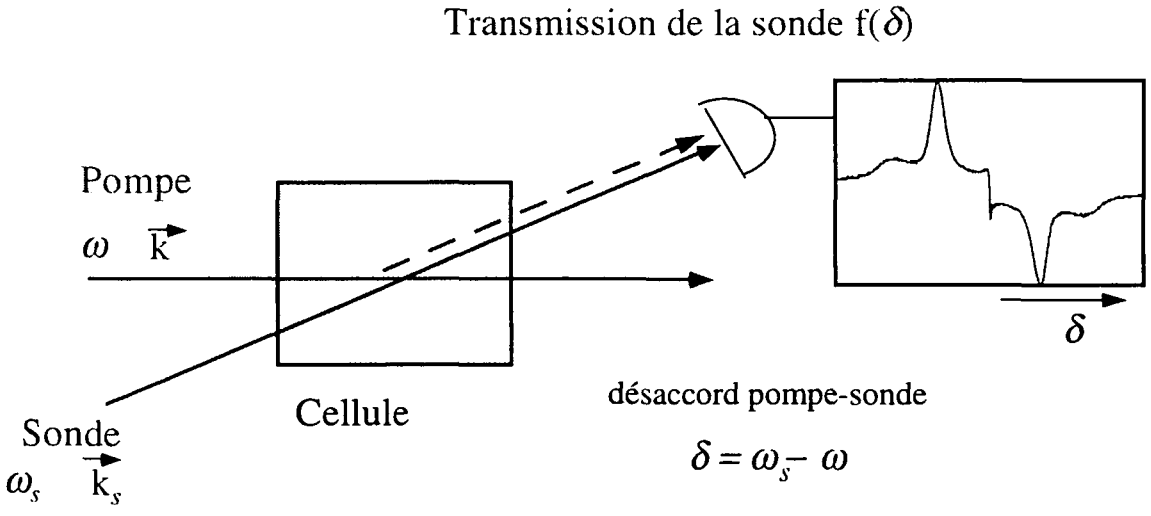


Figure 4 : *En spectroscopie de transmission, l'intensité de la sonde transmise est enregistrée à l'aide d'une photodiode comme fonction du désaccord pompe-sonde δ qui est balayé dans le temps.*

La fréquence de la sonde dans ce cas est balayée lentement pour qu'on puisse supposer qu'à chaque instant de mesure de l'intensité transmise, la cohérence induite dans le milieu ou l'observable modulée [1] (par exemple la densité atomique) ait pu suivre adiabatiquement le changement de valeur de δ. On peut donc considérer dans ce cas que la cohérence (ou l'observable) est en régime forcé pour chaque valeur de δ. La cohérence induite dans le milieu (ou l'observable modulée) possède donc la fréquence propre δ et le vecteur d'onde propre $\Delta\vec{\mathbf{k}}$ (voir Eq. (I-2)) de la figure d'interférence pompe-sonde. Le faisceau provenant de la diffraction de la pompe sur cette cohérence (ou sur cette observable modulée) possède donc les mêmes caractéristiques que la sonde (fréquence $\omega_s=\omega+\delta$ et vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}_s=\vec{\mathbf{k}}+\Delta\vec{\mathbf{k}}$) pour toutes les valeurs de δ. Résolvant (I-3) avec l'expression en régime forcé (I-2) de la cohérence σ_{ab}, on trouve pour l'expression du dipôle rayonnant dans la direction de la sonde :

$$\langle D\rangle = -\frac{D^2}{\hbar\Delta} E \frac{\Omega_{eff}}{4} \frac{\Delta_R + i\gamma}{{\Delta_R}^2 + \gamma^2 + \left|\Omega_{eff}\right|^2/2} e^{i(\vec{\mathbf{k}}+\Delta\vec{\mathbf{k}}).\vec{\mathbf{r}}} e^{-i(\delta+\omega)t} + c.c. \qquad \text{(I-5)}$$

(Nous avons pris ici $D_{ea}=D_{eb}=D$ élément de matrice réduit du dipôle atomique introduit au chapitre 1).

En utilisant $\vec{\mathbf{k}}_s$ et ω_s, l'expression (I-5) devient :

$$\langle D\rangle = -\frac{D^2}{\hbar\Delta} E \frac{\Omega_{eff}}{4} \frac{\Delta_R + i\gamma}{{\Delta_R}^2 + \gamma^2 + \left|\Omega_{eff}\right|^2/2} e^{i(\vec{\mathbf{k}}_s.\vec{\mathbf{r}}-\omega_s t)} + c.c. \qquad \text{(I-6)}$$

que l'on peut écrire de manière condensée : $\langle D\rangle = \frac{\mathcal{D}}{2} e^{i(\vec{\mathbf{k}}_s.\vec{\mathbf{r}}-\omega_s t)} + c.c.$

L'ensemble des dipôles atomiques du milieu engendre un faisceau d'amplitude E_d de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}_s$ et de fréquence ω_s (ce que nous appelons faisceau diffracté). Celui-ci possédant les mêmes caractéristiques que la sonde, interfère avec elle. L'équation régissant la propagation dans le milieu du champ ($\vec{\mathbf{k}}_s$, ω_s), que nous noterons encore E_s se déduit des équations de Maxwell :

$$\frac{dE_s}{dz} = \frac{i\omega_s}{2\varepsilon_0 c} \mathcal{N}\mathcal{D} \qquad \text{(I-7)}$$

(où $\mathcal{N}$ est la densité atomique).

[1] En fonction des résonances considérées, l'interprétation en termes d'observable modulée ou de cohérence est plus appropriée comme nous le verrons dans le paragraphe I.C.

En se conformant aux notations habituelles, il est possible d'écrire :

$$P = \mathcal{N}\langle D\rangle = \frac{\varepsilon_0}{2}(\chi'(\omega_s) + i\chi''(\omega_s))E_s e^{i(\vec{k}_s.\vec{r}-\omega_s t)} + c.c. \qquad \text{(I-8)}$$

avec
$$\chi'(\omega_s) = -\frac{\mathcal{N}D^2}{4\varepsilon_0\hbar}\frac{|\Omega_p|^2}{\Delta^2}\frac{\Delta_R}{\Delta_R{}^2 + \gamma^2 + \Omega_{eff}{}^2/2} \qquad \text{(I-9)}$$

$$\chi''(\omega_s) = -\frac{\mathcal{N}D^2}{4\varepsilon_0\hbar}\frac{|\Omega_p|^2}{\Delta^2}\frac{\gamma}{\Delta_R{}^2 + \gamma^2 + \Omega_{eff}{}^2/2} \qquad \text{(I-10)}$$

En supposant que $|E_s|$ varie peu dans le milieu de sorte que Ω_{eff}^2 est constant (ou bien Ω_{eff}^2 est négligeable devant $\Delta_R^2+\gamma^2$), nous trouvons :

$$E_s = E_s(0)\ e^{i\frac{\omega_s}{2c}\chi'(\omega_s)z}\ e^{-\frac{\omega_s}{2c}\chi''(\omega_s)z} \qquad \text{(I-11)}$$

où $E_s(0)$ est la valeur du champ sonde à l'entrée du milieu.

Nous retrouvons que seule la partie imaginaire de $\mathcal{D}$ (correspondant au terme $i\gamma$) intervient dans la modification de l'amplitude du champ. Pour de faibles absorptions, la résonance sur l'intensité transmise a donc une forme lorentzienne autour de $\Delta_R = 0$ (i.e. $\delta = -\Delta_0$).

En spectroscopie de transmission, l'excitation et la détection se font simultanément pour chaque valeur de δ, les résonances observées lors du balayage de δ correspondant aux fréquences propres des modes dynamiques du système.

C. Transitoire cohérent

Nous avons vu dans le paragraphe précédent, que la spectroscopie de transmission correspondait à un régime forcé par l'interférence pompe-sonde de la cohérence ou de l'observable induite dans le milieu. Dans cette partie, nous nous intéressons à la détection de l'évolution libre de la cohérence ou de l'observable induite.

La méthode des transitoires cohérents se divise pour cela en deux temps et trois actions :

1- excitation du milieu par la sonde (création d'une cohérence ou d'une modulation d'observable) (première phase)

2- extinction de la sonde

3- détection de la relaxation de la cohérence ou de la modulation d'observable (deuxième phase)

Nous allons dans la suite expliciter ces phases en nous attachant plus particulièrement aux résonances que l'on peut observer dans le cas des réseaux optiques. Il s'agira donc des résonances Rayleigh et Raman [2] déjà présentées dans le chapitre 1.

1. Résonance Rayleigh

L'interférence pompe-sonde crée dans le milieu une modulation des observables. Si les polarisations des deux faisceaux sont les mêmes, l'observable essentielle est la densité atomique [3]. Si les polarisations sont orthogonales, la polarisation de la lumière est modulée et l'orientation des atomes est excitée. Dans le cas général l'interférence pompe-sonde excite densité, orientation et alignement. Nous considérons dans la suite le cas où l'observable est la densité atomique.

Pendant la phase d'excitation (première phase), l'interférence pompe-sonde induit un réseau de densité ayant les caractéristiques de l'interférence lumineuse (à la phase près) [1]. Ce réseau se déplace donc à la vitesse $v_i = \delta/\Delta k$ imposée par l'interférence lumineuse.

La sonde est ensuite coupée brusquement de sorte que les atomes ne sont plus sensibles à la sonde. En particulier, le réseau de densité n'évolue plus en régime forcé, mais disparaît progressivement du fait de la diffusion spatiale des atomes.

---

[2] La méthode est aussi applicable aux résonances Brillouin, mais celles-ci n'étaient pas observables dans la configuration de réseau étudiée expérimentalement.

[3] On excite aussi l'alignement. Toutefois la contribution de cette observable est nulle pour une transition 1/2 → 3/2 et faible pour les autres transitions.

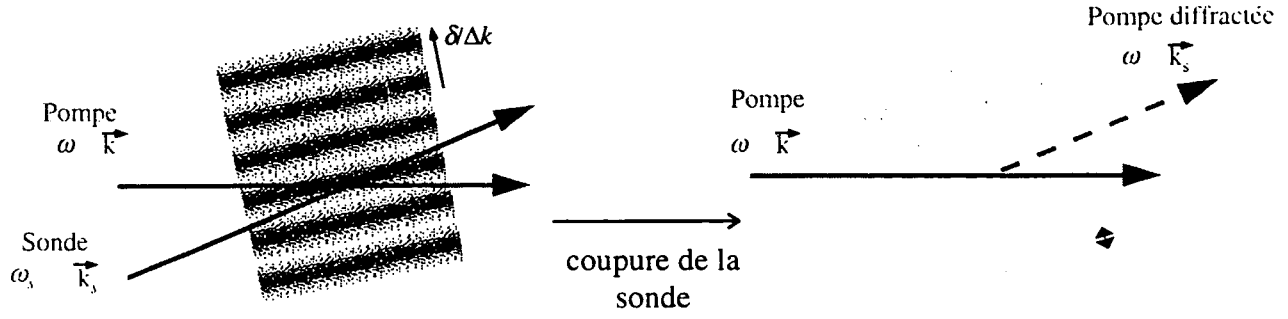


Figure 5 : *Principe de la méthode des transitoires cohérents dans le cas d'une excitation Rayleigh. Dans une première phase (figure de gauche), l'interférence pompe-sonde induit une modulation d'observable (ici la densité atomique) qui possède les caractéristiques de l'interférence. Cette phase correspond à un régime d'excitation forcé pour l'observable.*
Lorsque la sonde a été coupée (figure de droite), le réseau de densité atomique se brouille (n'étant plus soumis à la contrainte de la sonde). La diffraction du faisceau pompe sur ce réseau s'amortit donc avec le même taux de relaxation que le réseau de densité.

La troisième phase est constituée de la détection de l'évolution libre du réseau de densité. Celui-ci n'étant plus soumis à une quelconque contrainte de la part de la sonde, se brouille en fait avec un temps caractéristique du milieu. Pendant ce temps de brouillage des franges, il est encore possible pour la pompe d'être diffractée par ce réseau de densité. Celui-ci étant maintenant immobile [4], le faisceau diffracté, possède la même fréquence que la pompe, à savoir ω et non plus ω_s comme c'était le cas en régime forcé de la spectroscopie de transmission. Il est alors possible d'observer la décroissance de l'amplitude du faisceau diffracté au fur et à mesure que le réseau se brouille et que le contraste des franges diminue. Il suffit pour cela de placer un détecteur dans l'alignement de la direction de la sonde qui a servi à l'excitation puisque le faisceau diffracté est dirigé suivant la même direction (la condition de diffraction impose que le vecteur d'onde du faisceau diffracté vaille : $\Delta\vec{k} + \vec{k} = \vec{k}_s$). Le temps de décroissance du signal dépend alors uniquement du temps que mettent les franges à se brouiller.

2. Résonance Raman

Dans le cas où le désaccord δ est proche de la fréquence de vibration Ω_v des atomes dans les puits, il est plus adapté de prendre l'image de la cohérence induite entre niveaux de vibration décrite au paragraphe I.A.

La phase d'excitation consiste donc dans ce cas en la création d'une cohérence entre niveaux de vibration adjacents, la fréquence d'évolution δ étant imposée par l'interférence pompe-sonde (voir Eq. (I-2)).

[4] Dans le sens où il ne possède pas de vitesse d'ensemble. En fait la vitesse d'ensemble qu'il possède au départ s'amortit plus vite que le contraste des franges (voir § III.A.2).

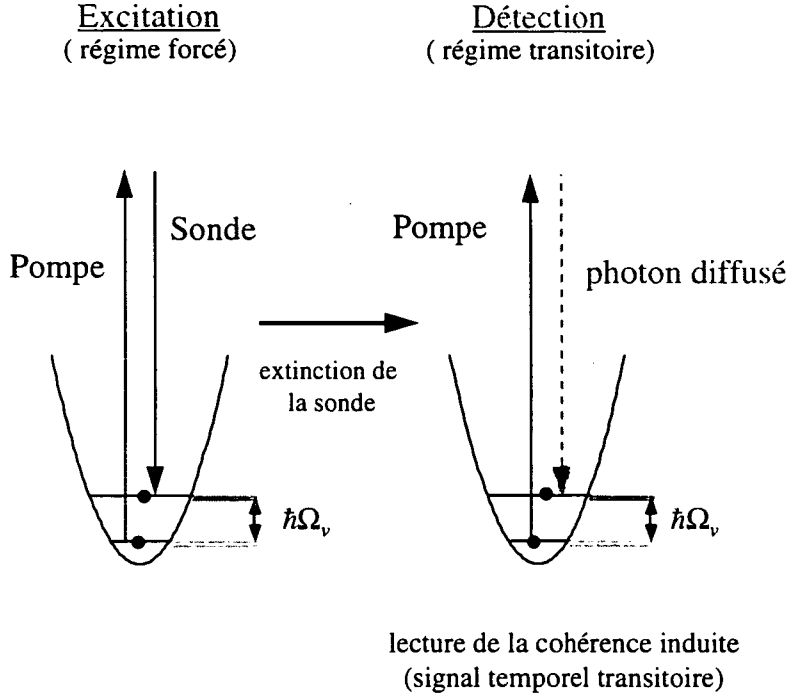


Figure 6 : *Principe des transitoires cohérents dans le cas d'une excitation Raman. Dans un premier temps l'interférence pompe-sonde induit la création d'une cohérence entre niveaux vibrationnels adjacents d'un puits de potentiel. Cette cohérence évolue en régime forcé imposé par l'interférence pompe-sonde.*
Après coupure de la sonde, cette cohérence oscille librement tout en s'amortissant. La pompe qui lit cette cohérence donne lieu à des photons diffusés. Cette diffusion de photons diminue au fur et à mesure que la cohérence disparaît.

Lorsque la sonde est coupée, cette cohérence évolue librement. Elle relaxe avec son taux d'amortissement propre γ et oscille à sa fréquence propre Ω_v. Elle obéit alors à une équation de la forme (en choisissant comme origine des temps l'instant de coupure de la sonde et pour des temps $t > 0$) :

$$\begin{aligned}\sigma_{ab}(t) &= \sigma_{ab}(0)e^{-i(\omega_a-\omega_b)t}e^{-\gamma t} \\ &= e^{i\Omega_v t}e^{-\gamma t}e^{i\Delta\vec{k}.\vec{r}}\frac{\Omega_{eff}}{2}\frac{\Delta_R + i\gamma}{\Delta_R{}^2+\gamma^2+\left|\Omega_{eff}\right|^2/2}\end{aligned} \qquad \text{(I-12)}$$

Le dipôle rayonnant dans la direction de la sonde s'écrit alors pour $t > 0$:

$$\langle D\rangle = -\frac{D^2}{\hbar\Delta}E\frac{\Omega_{eff}}{4}\frac{\Delta_R + i\gamma}{\Delta_R{}^2+\gamma^2+\left|\Omega_{eff}\right|^2/2}e^{i(\vec{k}_s.\vec{r}-(\omega-\Omega_v)t)}e^{-\gamma t} + c.c. \qquad \text{(I-13)}$$

Le dipôle oscille donc à la fréquence $\omega - \Omega_v = \omega_d$, ceci quelle que soit la valeur de ω_s alors qu'il oscillait à ω_s en spectroscopie de transmission. Notons que $\langle D \rangle$ décroît avec le taux

d'amortissement de la cohérence γ. Cette décroissance du signal diffracté rend donc compte directement de la durée de vie des niveaux vibrationnels. Il suffit alors de détecter ce faisceau diffracté, dont l'amplitude décroît au fur et à mesure que la cohérence relaxe vers une valeur nulle (avec un taux d'amortissement γ). Là aussi les conditions de diffraction imposent que le vecteur d'onde du faisceau diffracté soit identique à celui de la sonde $\vec{k}_s$ (voir Eq. (I-13)). La détection se fait donc dans la direction de la sonde excitatrice.

D. Lien entre les deux méthodes

Nous avons vu dans le paragraphe traitant de la spectroscopie de transmission que seule la partie imaginaire χ'' de la susceptibilité du milieu influait sur l'amplitude de la sonde transmise (Eq. (I-11)).

Regardons à présent quelle grandeur est analysée par la technique des transitoires cohérents.

Tout d'abord, la sonde subit une coupure temporelle que nous supposons ici infiniment rapide. Nous pouvons donc écrire :

$$E_s(t) = \frac{E_s}{2} e^{i\vec{k}_s.\vec{r}} e^{-i\omega_s t} \theta(-t) + c.c. \qquad \text{(I-14)}$$

(où θ(t) représente la fonction de Heaviside).

Nous passons maintenant dans le domaine de fréquence en prenant la transformée de Fourier de l'expression (I-14) :

$$E_s(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{E_s}{2} e^{i\vec{k}_s.\vec{r}} e^{i(\omega-\omega_s)t} + \frac{E_s^*}{2} e^{-i\vec{k}_s.\vec{r}} e^{i(\omega+\omega_s)t} \right) \theta(-t) dt = \frac{E_s e^{i\vec{k}_s.\vec{r}}}{2i(\omega-\omega_s)} + \frac{E_s^* e^{-i\vec{k}_s.\vec{r}}}{2i(\omega+\omega_s)} \qquad \text{(I-15)}$$

La polarisation du milieu induite par cette sonde a pour composantes de Fourier : $\langle P(\omega) \rangle = \varepsilon_0 \chi(\omega)\, E_s(\omega)$

Le signal temporel pour cette polarisation P correspond alors à :

$$\langle P(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_0 \chi(\omega) E_s(\omega) e^{-i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_0 \chi(\omega) \frac{E_s e^{i\vec{k}_s.\vec{r}}}{2i(\omega-\omega_s)} e^{-i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} + c.c. \qquad \text{(I-16)}$$

qui peut s'écrire $\langle P(t) \rangle = \frac{1}{2} \mathcal{P}(t) + c.c.$

Dans le cas d'un milieu optiquement mince de longueur L, la solution de l'équation (I-7) est :

$$E_S(t) = i\frac{\omega_s}{2\varepsilon_0 c} L\mathcal{P}(t) \tag{I-17}$$

Ajoutons à présent un champ sonde qui n'exciterait plus les atomes : $E'_s(t)e^{i\vec{k}_s.\vec{r}}e^{-i\omega'_s t} + c.c.$ Le faisceau se propageant dans la direction de la sonde s'écrit à présent :

$$E_s(t) = E_S e^{i(\vec{k}_s.\vec{r}-\omega_s t)} + c.c. \tag{I-18}$$

avec
$$E_S = i\frac{\omega_s}{2\varepsilon_0 c} L\mathcal{P}(t)e^{-i(\vec{k}_s.\vec{r}-\omega_s t)} + E'_s(t)e^{-i(\omega'_s-\omega_s)t} \tag{I-19}$$

Nous verrons par la suite que la méthode mise en oeuvre expérimentalement consiste à déplacer la fréquence de la sonde à $t = 0$ pour qu'elle n'excite plus les atomes tout en maintenant son amplitude constante. Ces conditions se résument par les équations $|\omega_s - \omega'_s| >> \gamma$, $E'_s(t) = \frac{E_s}{2}\theta(t)$. Par rapport à la coupure brutale, le décalage de la sonde présente les avantages de la détection hétérodyne.

Si l'on désire trouver la distribution spectrale du champ rayonné, il faut calculer les composantes de Fourier de $\mathcal{P}(t)$ (on rappelle que le moment de coupure de la sonde correspond à $t = 0$) :

$$\begin{aligned} P(\Omega) &= \int_0^{+\infty} \mathcal{P}(t)e^{i\Omega t}dt = \frac{\varepsilon_0 E_s e^{i\vec{k}_s.\vec{r}}}{2\pi i}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\chi(\omega)}{(\omega-\omega_s)}\left(\int_0^{+\infty} e^{i(\Omega-\omega)t}dt\right)d\omega \\ &= \frac{\varepsilon_0 E_s e^{i\vec{k}_s.\vec{r}}}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\chi(\omega)}{(\omega-\omega_s)(\Omega-\omega)}d\omega \\ &= \frac{\varepsilon_0 E_s e^{i\vec{k}_s.\vec{r}}}{2\pi}\frac{1}{(\Omega-\omega_s)}\left[\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\chi(\omega)}{(\omega-\omega_s)}d\omega + \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\chi(\omega)}{(\Omega-\omega)}d\omega\right] \end{aligned} \tag{I-20}$$

Utilisons la relation de Kramers-Krönig pour simplifier cette formule :

$$\chi(\Omega) = \frac{i}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\chi(\omega)}{(\Omega-\omega)}d\omega \tag{I-21}$$

Nous obtenons finalement :

$$P(\Omega) = -\frac{i\varepsilon_0 E_s e^{i\vec{k}_s.\vec{r}}}{2}\frac{[\chi(\Omega)-\chi(\omega_s)]}{(\Omega-\omega_s)} \tag{I-22}$$

Le champ recueilli par la photodiode après le saut de fréquence a pour intensité :

$$I_s(t) = I_s + \left[i\frac{\omega_s}{4\varepsilon_0 c} E_s^* L\mathcal{P}(t) e^{-i\vec{k}_s.\vec{r}} e^{i(\omega_{saut}+\omega_s)t} + c.c. \right] \qquad \text{(I-23)}$$

Dans l'expression (I-23), nous n'avons retenu que les termes essentiels et posé $I_s = |E_s|^2/2$, $\omega_{saut} = \omega'_s - \omega_s$. Dans l'expérience, nous étudions la composante I_s oscillant à une fréquence voisine de ω_{saut} (ω_{saut} est grand par rapport aux inverses des temps d'évolution caractéristiques du système). Les composantes de Fourier du signal étudié sont donc de la forme :

$$\tilde{I}_s(\Omega_a) = \int_0^{+\infty} I_s(t) e^{i\Omega_a t} dt \qquad \text{(I-24)}$$

soit pour les composantes étudiées en posant $\Omega_a = -\omega_{saut} + \Omega - \omega_s$ et en ne retenant que les termes résonnants :

$$\tilde{I}_s(\Omega) = \frac{\omega_s}{4c} L I_s \frac{[\chi(\Omega) - \chi(\omega_s)]}{(\Omega - \omega_s)} \qquad \text{(I-25)}$$

Ceci est le signal provenant de l'évolution transitoire que nous étudierons expérimentalement dans la suite. Pour alléger les notations, nous noterons :

$$S(\Omega) = \frac{\chi(\Omega) - \chi(\omega_s)}{\Omega - \omega_s} \qquad \text{(I-26)}$$

Nous pouvons donc passer du spectre de transitoire au spectre de transmission par les méthodes suivantes :

- En prenant la partie imaginaire du signal expérimental $S(\Omega)$, on obtient un signal qui est simplement relié à la partie imaginaire χ'' de la susceptibilité par $\chi''(\Omega) = \mathcal{I}m(S(\Omega)) * (\Omega - \omega_s) + \chi''(\omega_s)$ et donc au spectre de transmission de la sonde en régime permanent. Notons que nous obtenons de surcroît directement la partie réelle de la susceptibilité par le même type de relation.
- D'autre part, les relations de Kramers-Krönig existant entre les parties réelles et imaginaires de la susceptibilité du milieu (on écrit l'équation complexe (I-21) sous forme de deux équations réelles après avoir posé $\chi = \chi' + i\chi''$) nous permettent à partir d'un spectre de transmission donnant χ'' de calculer, pour chaque valeur de la fréquence, la partie réelle de la susceptibilité χ'. Il est alors aisé de reconstruire à partir de la relation (I-26) le spectre de transitoire pour une valeur de ω_s donnée (choisie par l'utilisateur).

Il apparaît donc que les deux techniques ne fournissent pas des renseignements de nature différente puisqu'il est possible de passer d'un spectre de transmission à un spectre de transitoire par des relations simples. Néanmoins, nous verrons sur les résultats expérimentaux que la technique des transitoires cohérents permet en pratique de gagner en rapport signal sur bruit et d'étudier plus facilement les différentes résonances du spectre. En effet le dénominateur $(\omega-\omega_s)$ permet de singulariser les résonances localisées autour de la fréquence d'excitation ω_s en atténuant le reste du spectre.

Indiquons aussi que $S(\Omega)$, au contraire de $\chi(\Omega)$, n'a généralement pas de relation simple vis à vis de la parité. Nous verrons, en effet que $\chi'(\Omega)$ est paire par rapport à ω et χ'' impaire. Cette propriété entraîne que si l'on fait $\delta = 0$ $(\omega_s = \omega)$, la fonction S a une partie réelle impaire et une partie imaginaire paire. Pour toutes les autres valeurs de ω_s, on ne peut rien dire sur $S(\Omega)$.

Dans la suite, par abus de notation, on remplacera parfois $\chi(\omega_s)$ par $\chi(\delta)$ de façon à avoir des quantités mesurées par rapport à 0 plutôt que par rapport à ω.

Notons enfin que si le spectre contient une résonance bien isolée pour laquelle

$$\chi(\Omega) = \frac{A}{(\omega_r - \Omega) - i\Gamma_r} \tag{I-27}$$

on trouve immédiatement que

$$S(\Omega) = \frac{A}{\left[(\omega_r - \Omega) - i\Gamma_r\right]\left[(\omega_r - \omega_s) - i\Gamma_r\right]} = \frac{\chi(\omega_s)}{A}\chi(\Omega) \tag{I-28}$$

A un facteur de phase près dépendant de ω_s, $\chi(\Omega)$ et $S(\Omega)$ sont donc proportionnels.

II. RÉALISATION EXPÉRIMENTALE

Dans cette partie nous verrons comment nous mettons en application les principes énoncés dans la partie précédente. Après avoir rappelé brièvement la composition du dispositif expérimental, nous insistons plus particulièrement sur les composantes techniques nécessaires à la mesure du signal.

A. Dispositif expérimental

Pour tester une nouvelle technique d'investigation des réseaux optiques, il est bon de partir de ce qui est déjà connu : le réseau optique brillant. Cela permet de comparer la nouvelle méthode à

celle utilisée jusqu'à présent dans les réseaux optiques. Nous avons donc appliqué notre méthode à un réseau brillant tridimensionnel standard.

1. Géométrie des faisceaux et conséquences

Nous avons repris la géométrie tétraédrique standard [2] (voir chapitre 1). Les angles que font les faisceaux avec l'axe de symétrie Oz sont égaux et valent 54.7 ° (ce qui correspond à un tétraèdre régulier). Ces angles sont en fait imposés par la cellule utilisée qui est constituée d'un cube en inox ayant des coins tronqués. En ces endroits, un hublot est ajouté aux 6 hublots existant déjà sur chacune des faces du cube. Les faisceaux du réseau passent alors par ces coins tronqués. Ceci permet en particulier d'aligner précisément les faisceaux lumineux et de les faire entrer en incidence normale dans la cellule. En revanche, les deux plans xOz et yOz définis par chaque paire de bras de faisceaux du réseau ne sont plus horizontaux et verticaux mais font maintenant un angle de 45° avec la verticale.

La valeur importante des angles entraîne que dans ce réseau les directions longitudinale et transverses se différentient moins bien entre elles qu'avec des réseaux de faibles angles. Les fréquences de vibration dans le réseau sont égales dans les directions longitudinale et transverses. De plus le couplage entre les mouvements d'oscillation dans les différentes directions jouent ici un rôle plus important.

2. Transition atomique et cycle de travail

Notre réseau brillant fonctionne sur la transition $(6S_{1/2})F=4 \rightarrow (6P_{3/2})F'=5$ du Césium et nécessite un repompeur sur la transition $(6S_{1/2})F=3 \rightarrow (6P_{3/2})F'=4$. Après une phase de chargement de 500 ms à 1 s de piège magnéto-optique, les faisceaux du réseau optique sont appliqués pendant environ 300 ms. Pendant cette durée, la sonde est envoyée dans le milieu en suivant les étapes décrites dans la partie I.C. Les mesures effectuées, le cycle est repris par le chargement du piège alors que les données sont transmises à l'ordinateur de contrôle et de sauvegarde des données.

B. Préparation de la sonde

Détecter un signal lumineux faible qui diminue jusqu'à une valeur nulle n'est pas chose facile. Il est en général plus aisé de détecter l'interférence entre le signal à récupérer et un faisceau de référence (on parle dans ce cas-là de détection hétérodyne). C'est cette dernière technique que nous avons privilégiée dans notre expérience. En effet, au lieu de couper purement et simplement le faisceau sonde, nous décalons seulement sa fréquence de sorte qu'elle n'interagisse plus avec le milieu (ce qui laisse les modes atomiques excités relaxer librement). La valeur usuelle du saut en

fréquence est de l'ordre de $\omega_{saut}/2\pi$ = 1 MHz ce qui est environ 10 fois plus grand que la valeur de la fréquence de vibration des atomes (qui se situe plutôt autour de 100 kHz). Nous détectons expérimentalement le battement entre le faisceau diffracté et la sonde qui sert alors que de référence (voir Figure 7). La transformée de Fourier de l'intensité détectée est donnée par l'Eq. (I-25). Remarquons que nous ne faisons que décaler le spectre vers des fréquences pratiques pour la mesure et profitons du fait que, par principe, le faisceau diffracté l'est dans la direction de la sonde.

Cette méthode a déjà été utilisée dans l'équipe de T.W. HÄNSCH [3, 4] pour mesurer précisément la largeur d'une raie Rayleigh dans un réseau optique à 6 faisceaux. Dans la réf. 3 c'est un processus pompe-sonde (transmission de la sonde) qui est employé, alors que la réf. 4 utilise une méthode de mélange à 4 ondes. Cette méthode transitoire a permis de mesurer des largeurs inférieures au kHz. Cependant dans la réf. 3, le temps d'application de la sonde est court (0.15 ms, 3 ms dans la réf. 4) par rapport au temps de relaxation du mécanisme Rayleigh et le décalage en fréquence est faible également (17 kHz, 3.3 kHz pour la réf. 4 pour laquelle les largeurs mesurées sont de l'ordre de 1 kHz). De ce fait, la sonde à sa nouvelle fréquence excite encore des modes dynamiques du système et on ne peut pas assurer qu'elle ne joue que le rôle de référence pour l'hétérodynage.

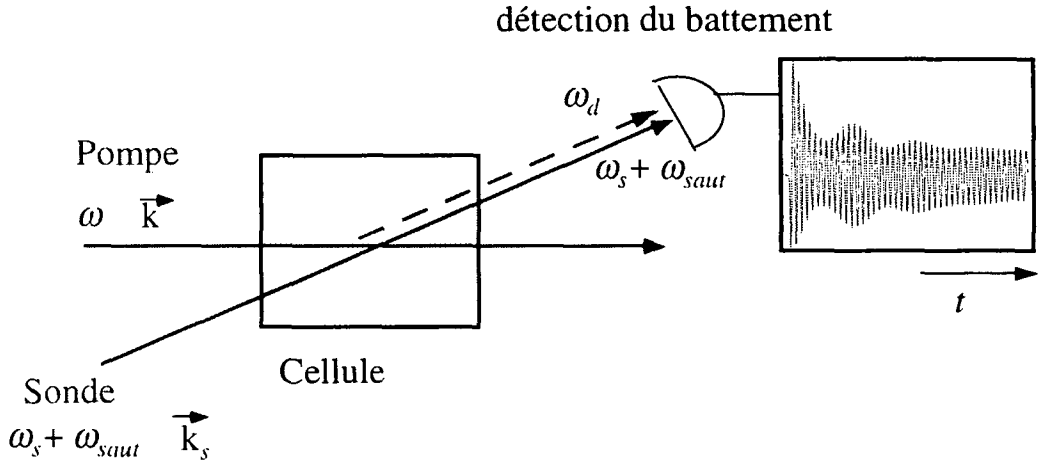


Figure 7 : *Principe de la mesure du signal transitoire par détection hétérodyne. La sonde ne perturbe plus le milieu car le désaccord $\delta = \omega'_s - \omega$ est maintenant loin de toute résonance. Elle sert uniquement de faisceau de référence pour détecter le champ rayonné dans sa direction. Ainsi, au lieu d'analyser directement le signal diffracté, nous observons son battement avec la sonde décalée en fréquence.*

La sonde est pilotée par un synthétiseur. En particulier sa fréquence est déterminée par ce synthétiseur et le modulateur acousto-optique (de fréquence optimum 80 MHz) placé sur le chemin de la sonde. Pour faire un saut de fréquence pour la sonde, nous utilisons un générateur de signaux qui envoie une tension en forme de marche à l'entrée "modulation de fréquence externe" du synthétiseur pilotant la sonde. Le valeur du saut que nous définissons sur le synthétiseur étant de

l'ordre de 1 MHz, une incertitude de 1 mV sur une marche d'amplitude totale 1 V correspond à une incertitude de 1 kHz. Le signal délivré par le générateur de signaux ne possède pas cette précision à 0,1 %. Nous avons donc installé des diodes entre le générateur de signaux et le synthétiseur pour définir le signal de manière plus précise et stable. Ces diodes nous assurent en fait une stabilité meilleure qu'1 kHz : une mesure précise du signal de battement entre la sonde et la pompe donne une incertitude totale de 300 Hz.

Le durée du saut dans ces conditions est alors inférieure à 100 ns. De plus, ce saut se fait avec une continuité de phase.

Enfin, pour assurer une bonne relation de phase entre les faisceaux du réseau (jouant le rôle de pompe) et la sonde, nous avons verrouillé en phase les deux synthétiseurs pilotant les deux types de faisceaux (tétraèdre et sonde).

C. Détection du signal

Le dispositif d'excitation et de saut étant mis en place, il s'agit maintenant de détecter le signal de battement entre le faisceau diffracté pendant la phase transitoire et la sonde à sa nouvelle fréquence. Le saut étant de 1 MHz environ, la fréquence de battement sera de cet ordre de grandeur également. Il faut donc, pour détecter le battement une photodiode rapide dont la bande passante comprenne notre valeur de fréquence de battement. Nous appelons ici photodiode l'élément de photodétection mais également l'électronique qui va avec. La photodiode que nous avons utilisée possède une bande passante de 500 kHz à 2,5 MHz. Le signal est ensuite envoyé sur un oscilloscope. Comme signal de déclenchement ("trig") pour l'oscilloscope nous utilisons la marche de tension qui est appliquée au synthétiseur pilotant la sonde. L'instant $t = 0$ est déterminé par le passage à 0 de la tension appliquée. En fait, le saut en fréquence effectif de la sonde ne correspond pas exactement en temps au passage par 0 de la tension. En effet, aussi bien le synthétiseur, mais surtout le modulateur acousto-optique déterminant la fréquence de la sonde, mettent un certain temps à réagir au signal. Ainsi le retard de l'élément acousto-optique qui constitue le retard dominant du processus est de 800 ns.

L'oscilloscope Lecroy utilisé acquiert 50000 points, ce qui permet d'avoir une bonne résolution. Nous moyennons en général sur 32 courbes, parfois sur 64. Le nombre de courbes à moyenner est un paramètre que l'on donne à l'oscilloscope et celui-ci arrête d'accumuler les données lorsque le nombre est atteint. Ceci assure que le nombre de moyennages est toujours le même. D'autre part, le choix du calibre temporel est important car, à nombre de points d'acquisition donné, il détermine la résolution spectrale accessible sur la transformée de Fourier qui pourra être faite du signal enregistré. Par exemple, si l'on choisit d'enregistrer le signal pendant 1 ms, la résolution

spectrale accessible (distance entre deux points de la transformée de Fourier) sera de 1 kHz. Le programme de transformation de Fourier rapide (FFT) est assuré par le logiciel de traitement des données Igor. La résolution est alors donnée par $\Delta\nu = 1/t_{tot}$ où t_{tot} est le temps total d'acquisition de signal. La fréquence maximale accessible ν_{max} quant à elle est donnée par $\nu_{max} = 1/(2\Delta t)$ où Δt est le temps entre deux points d'acquisition.

Il serait tentant d'augmenter l'amplitude de la sonde dans la phase de détection puisqu'elle ne sert alors que de référence et ne perturbe pas les atomes. On aurait alors un meilleur rapport signal sur bruit sur le signal de battement. Or le temps mis par le synthétiseur pilotant la sonde pour changer d'amplitude (modulation d'amplitude externe par application d'une tension extérieure) est de l'ordre de 10 µs ce qui est un temps trop long à l'échelle des constantes atomiques. En effet la durée de vie d'un niveau vibrationnel est de l'ordre de 10 µs et la période d'oscillation des atomes dans les puits de potentiel est plutôt de l'ordre de 3 µs. Nous avons donc abandonné ce projet.

III. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Après avoir mentionné certaines des précautions à prendre pour que l'expérience fonctionne de manière optimale, nous exposons les résultats expérimentaux obtenus. Comme dans le paragraphe I, nous étudierons plus particulièrement deux résonances, car elles correspondent aux résonances principales rencontrées dans des mesures de spectroscopie pompe-sonde. Ici le fait de choisir une résonance particulière n'est pas seulement une volonté de l'esprit de séparer les problèmes, mais cela correspond à un choix expérimental, puisque la fréquence de la sonde avant le saut est choisie par l'expérimentateur (celle après aussi d'ailleurs). Le choix de la résonance peut se faire en accordant soit la sonde elle-même (ou plus précisément le synthétiseur la pilotant), soit les faisceaux du réseau, pilotés eux aussi par un synthétiseur. En effet, la grandeur importante n'est pas tant la fréquence absolue de la sonde mais plutôt le désaccord entre la sonde et les faisceaux du réseau. De plus la gamme de variation de fréquence étant faible (nous allons rarement au-delà de 300 kHz pour le désaccord pompe-sonde), une variation de fréquence des faisceaux du réseau n'affecte pas les caractéristiques du réseau (le désaccord à la transition atomique en particulier n'a pas vraiment changé puisqu'il vaut au minimum 16 MHz). Le saut de fréquence en revanche se fait bien sûr toujours sur la sonde.

A. Composante Rayleigh

Comme nous l'avons vu au paragraphe I.C.1, la résonance Rayleigh est due à la création dans le milieu d'une observable modulée, que ce soit la densité ou l'orientation des atomes. Les temps

caractéristiques mis en jeu correspondent au temps de brouillage de la modulation de l'observable. Il s'agit en général de processus de diffusion spatiale, mais il peut y avoir aussi pour l'orientation une composante liée au pompage optique, le poids relatif de ces composantes dépendant en particulier de l'échelle de grandeur de la modulation spatiale induite par la sonde par rapport à la modulation intrinsèque au réseau.

Nous choisissons donc dans un premier temps la fréquence de la sonde égale à celle de la pompe (qui rappelons-le coïncide avec les faisceaux du réseau). La modulation imposée par la sonde est alors statique. Après le saut de fréquence de la sonde, cette modulation disparaît avec un taux de relaxation caractéristique du milieu. Le faisceau diffracté possède la même fréquence que la pompe et donc que la sonde avant le saut. Le battement entre le faisceau diffracté de fréquence ω et la sonde décalée à la fréquence $\omega + \omega_{saut}$ oscille donc à la fréquence du saut ω_{saut}. De manière plus générale, le signal diffracté ayant toujours la fréquence ω, le battement évolue à la fréquence $\omega_s + \omega_{saut} - \omega = \delta + \omega_{saut}$.

1. Signal temporel

Nous montrons Figure 8 le signal temporel résultant du moyennage sur l'oscilloscope de 32 enregistrements. Nous voyons un signal de battement à la fréquence du saut de l'ordre de 1 MHz (la valeur exacte est plutôt autour de 1.5 MHz pour cette série d'enregistrements). Ce signal décroît avec un taux qui est relié directement au temps de brouillage des franges du réseau. Ici les polarisations de la sonde et des pompes copropageantes sont choisies égales.

Le signal cependant n'est pas uniquement constitué d'une sinusoïde amortie. En effet l'enveloppe du signal ondule avec une période de l'ordre de 10 périodes de battement. Ces ondulations correspondent en fait à des excitations Raman faibles car non résonnantes. Celles-ci s'amortissent plus vite que le signal Rayleigh. Ceci correspond bien aux observations faites sur des spectres de transmission : les raies Raman sont plus larges que les raies Rayleigh.

Nous voyons sur le signal Figure 8 que les oscillations du battement ne commencent pas à zéro. En effet le signal de déclenchement de l'oscilloscope est la marche de tension commandant le saut. Or ce saut n'intervient effectivement que 800 ns environ après la commande. Ce retard est essentiellement dû à la commande de l'élément acousto-optique.

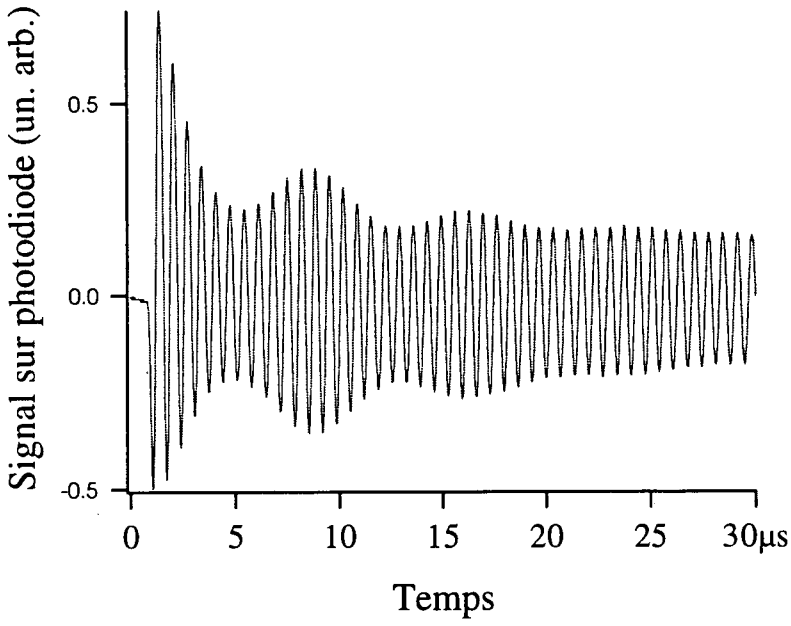


Figure 8 : *Signal temporel de battement entre le faisceau diffracté par le réseau de densité atomique et la sonde décalée en fréquence. La fréquence d'oscillation correspond à la valeur du saut en fréquence. Le taux d'amortissement du battement correspond à l'inverse du temps de brouillage des franges du réseau de densité atomique. Les ondulations de l'enveloppe du signal correspondent à un battement supplémentaire dû à l'excitation non résonnante des raies Raman. Les conditions de l'expérience sont* $I = 30\ mW/cm^2$, $I_s = 1.3\ mW/cm^2$, $\Delta = -14\ \Gamma$.

2. Transformée de Fourier (signal en fréquence)

Pour comparer les résultats obtenus avec des spectres de transmission, il est plus intéressant de transformer le signal temporel pour obtenir un signal en fréquence. Le programme d'exploitation des données nous permet d'effectuer une transformation de Fourier rapide (FFT) du signal temporel montré ci-dessus. Le résultat est une fonction complexe dont nous prenons le module carré afin d'avoir une seule grandeur à étudier. Nous montrons Figure 9 le module carré de la transformée de Fourier de la fonction temporelle de la Figure 8.

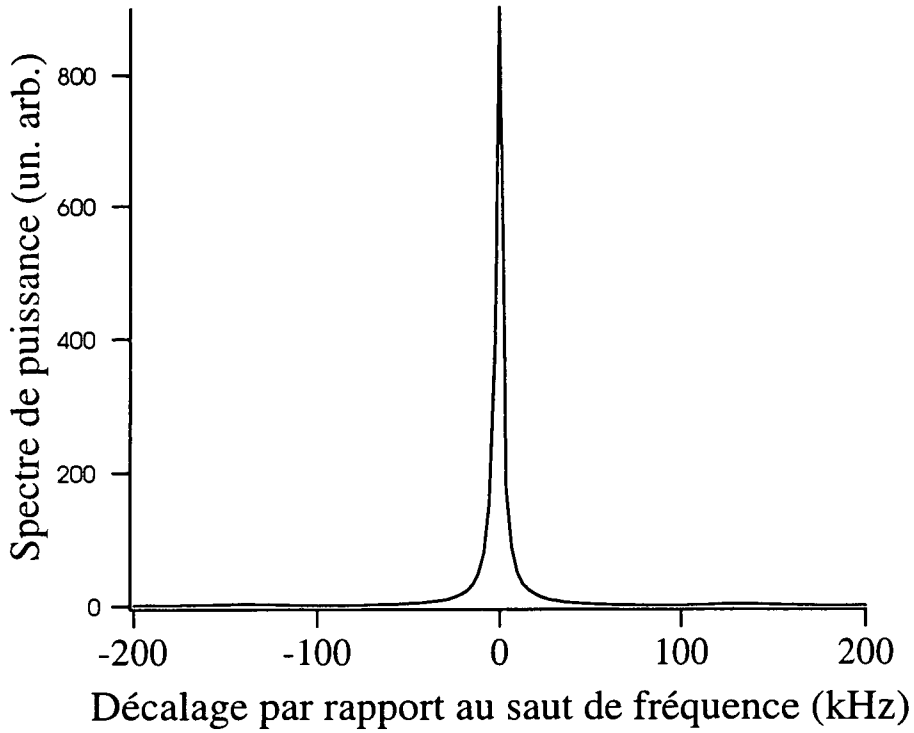


Figure 9 : *Carré de la transformée de Fourier du signal temporel montré en Figure 8. Le temps d'amortissement long du signal temporel correspond ici à une raie spectrale fine. Le bon rapport signal sur bruit du signal temporel permet d'avoir une courbe expérimentale particulièrement propre.*

Une chose est frappante sur ce signal. La raie centrale de largeur $2\gamma_R = 3.6$ kHz se dégage nettement et paraît être le seul élément du spectre. Le rapport signal sur bruit est important sans qu'il y ait eu d'ajustement de courbe entre les points expérimentaux. En fait si l'on regarde plus précisément (par exemple en accroissant le signal d'un facteur 50), on s'aperçoit que la raie centrale est accompagnée de deux acolytes qui correspondent à des résonances Raman (voir Figure 10). Ces raies latérales correspondent en fait aux oscillations de l'enveloppe sur le signal temporel déjà mentionnées dans le paragraphe III.A.1.

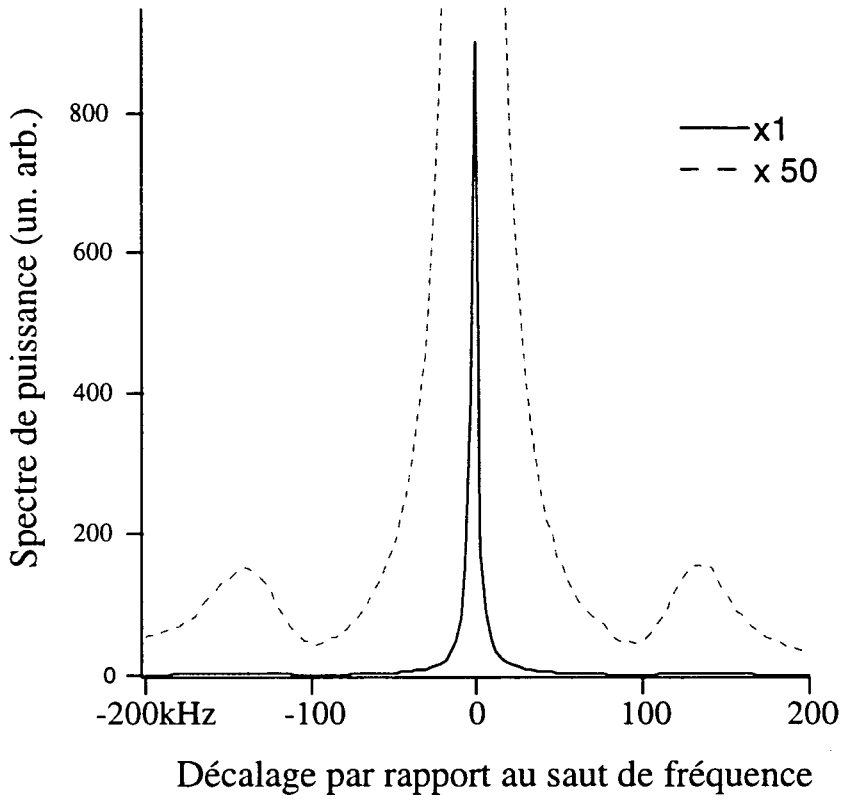


Figure 10 : *Signal spectral et son agrandissement vertical (50 fois). Cet agrandissement permet d'apercevoir les bandes latérales de faible poids dues à des excitations Raman non résonnantes. Ces bandes latérales correspondent aux ondulations vues sur l'enveloppe du signal temporel montré en Figure 8.*

3. Reconstitution de l'évolution Rayleigh libre

Le signal temporel présenté sur la Figure 8 est certes séduisant mais présente deux inconvénients : d'abord la modulation rapide (à la fréquence ω_{saut}) résulte d'un choix de l'expérimentateur et n'a pas de signification physique particulière; ensuite, le battement avec le signal des cohérences Raman perturbe la lecture de l'amortissement Rayleigh. Il est toutefois facile de reconstruire un signal Rayleigh non perturbé. Il suffit pour cela de prendre le signal dans l'espace des fréquences, de le translater (comme cela est d'ailleurs fait sur la Figure 9) de manière à centrer la résonance Rayleigh sur la fréquence nulle, de gommer les résonances Raman puis de faire une transformée de Fourier inverse. Cette procédure conduit au signal temporel présenté sur la Figure 11 qui montre comment s'amortit la modulation de densité. On trouve une décroissance exponentielle avec une constante de temps $\tau = 150$ µs.

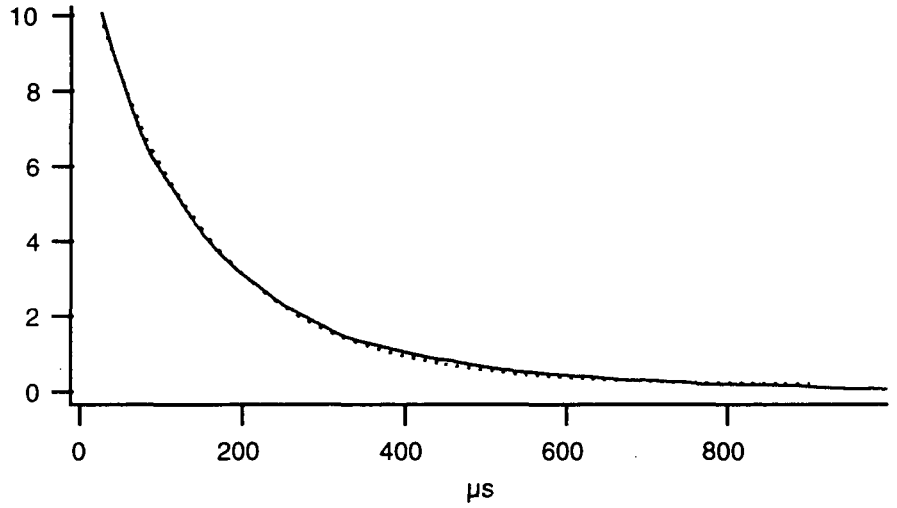


Figure 11 : *Signal Rayleigh temporel reconstitué. La modulation de densité s'amortit avec une constante de temps* $\tau = 150\ \mu s$. *En pointillés nous avons porté l'ajustement en exponentielle. Cette courbe ne correspond pas aux mêmes données que la Figure 8.*

4. Excitation non statique

Regardons à présent ce qui se passe pour des fréquences de la sonde légèrement différentes de celle des faisceaux du réseau. Nous montrons sur la Figure 12 un spectre obtenu pour $\delta = 0$ et un pour $\delta = 21.5$ kHz. Nous voyons que le pic n'est plus alors centré sur la fréquence du saut mais en la valeur $\delta + \omega_{saut}$. Cela signifie en particulier que le faisceau pompe diffracté est à la fréquence ω (battement à $\omega_{saut} + \omega_s - \omega = \delta + \omega_{saut}$). Si les atomes étaient en vol balistique à la vitesse $v_i = \delta / \Delta k$, le pic de diffraction serait, à cause de l'effet Doppler, centré en ω_{saut}. Comme nous l'avions déjà annoncé plus tôt, le réseau induit par l'interférence pompe-sonde est immobile dans la phase de relaxation, malgré la vitesse d'ensemble qu'il possédait pendant la phase d'excitation. L'amortissement de cette vitesse $v_i = \delta / \Delta k$ est donc plus rapide que le temps de diffusion pour brouiller les franges. Nous remarquons également sur la Figure 12 l'asymétrie du pic Rayleigh lorsque $\delta \neq 0$. Une telle asymétrie n'est pas surprenante dans la mesure où la fonction $S(\Omega)$ n'a aucune propriété particulière de parité lorsque $\delta \neq 0$ (voir § I.D).

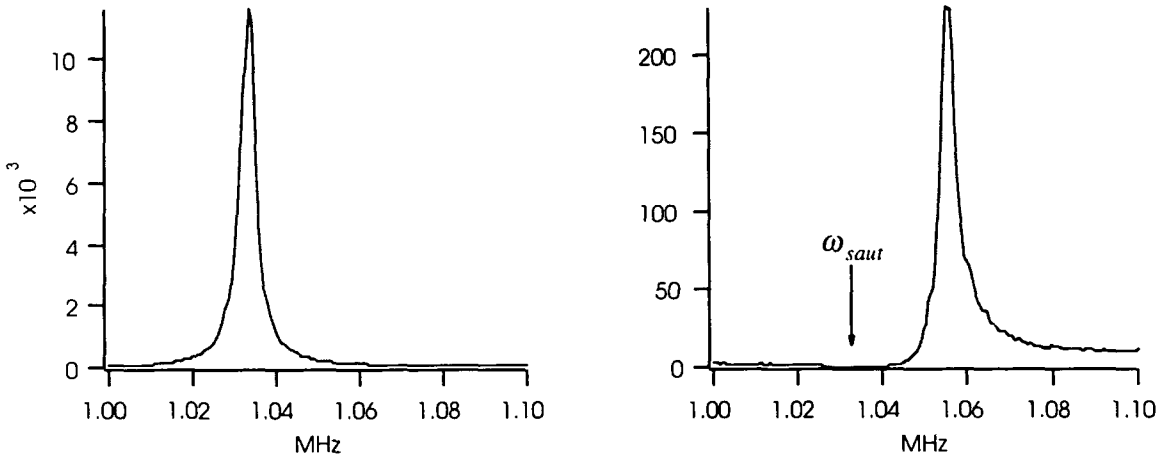


Figure 12 : *Spectres Rayleigh pour deux désaccords δ différents* : **(a)** $\delta = 0$ *Le pic est centré en* ω_{saut} =1.033 MHz **(b)** δ =21.5 kHz. *Le pic est centré en* $\delta + \omega_{saut}$ =1.055 MHz. *Le pic Rayleigh se déplaçant avec le désaccord δ, cela signifie que la diffraction se produit sur un réseau statique.*

B. Composante Raman

Lorsque la fréquence d'excitation de la sonde ω_s est telle que le désaccord pompe-sonde $\omega_s - \omega = \delta$ est proche en valeur absolue de la valeur Ω_v de fréquence de vibration associée aux niveaux vibrationnels dans les puits de potentiel, alors l'interférence pompe-sonde induit une cohérence entre niveaux vibrationnels adjacents. D'un point de vue classique, cette interférence excite l'oscillation des atomes dans les puits de potentiel. Lorsque la fréquence de la sonde est brusquement changée de ω_s à $\omega_s + \omega_{saut}$, cette oscillation passe d'un régime forcé à un régime d'évolution libre, comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.C.2. La fréquence d'évolution de la cohérence est alors Ω_v, de sorte que le faisceau diffracté évolue à la fréquence $\omega - \Omega_v$ (voir Eq. (I-13)). Il bat alors avec la sonde à la fréquence : $(\omega_s + \omega_{saut}) - \omega + \Omega_v = \omega_{saut} + \Omega_v + \delta$.

1. Signal temporel

La Figure 13 présente le signal transitoire pour un désaccord δ de −100 kHz ce qui est proche de la valeur de Ω_v. Là aussi le signal n'est pas simplement constitué d'une exponentielle décroissante mais possède d'autres composantes spectrales qui ont été également excitées par le sonde. Le temps de décroissance du signal, qui sur la Figure 13 est de l'ordre de 20 µs, est directement lié à l'amortissement des cohérences entre niveaux vibrationnels adjacents. D'un point de vue classique, ce temps correspond au temps nécessaire pour que la mémoire de la phase du mouvement oscillatoire atomique soit perdue. Pendant la phase d'excitation, les atomes sont mis en mouvement d'oscillation de manière cohérente et forcée (c'est-à-dire qu'il y a une relation de phase entre les mouvements des atomes dans les différents puits). Lorsque la fréquence de la sonde est changée, le

mouvement oscillatoire continue librement en perdant progressivement la mémoire de l'excitation originelle. Cette perte de mémoire et de cohérence entre les mouvements des différents atomes fait que l'interférence entre les différents signaux de diffraction n'est plus constructive. Cela se traduit par un amortissement du dipôle moyen et donc du signal. Notons que l'anharmonicité du potentiel optique, sur lequel nous reviendrons dans la suite, entraîne que des atomes dans des niveaux vibrationnels différents ont des fréquences d'évolution différentes ce qui conduit à un amortissement apparent par interférence destructive.

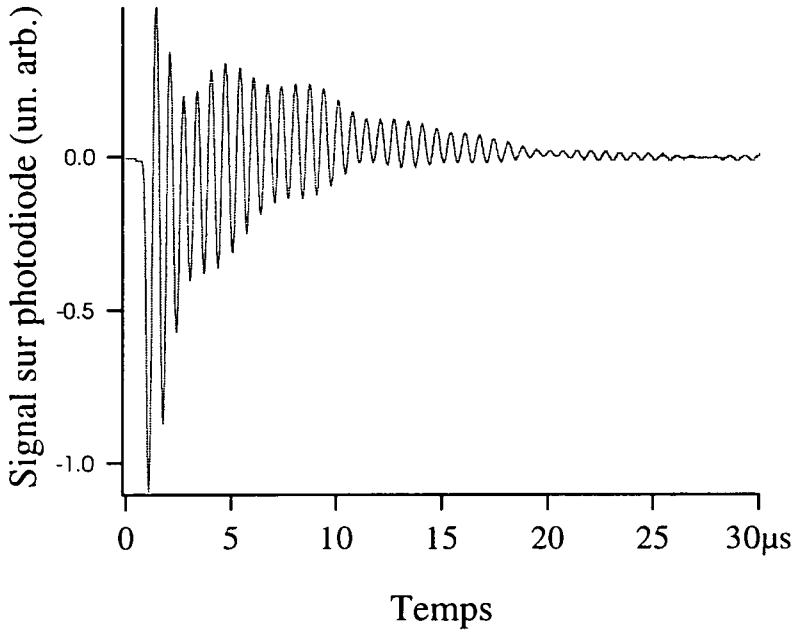


Figure 13 : *Signal temporel de battement entre le faisceau diffracté et la sonde décalée en fréquence. La fréquence d'oscillation du signal correspond approximativement à la valeur du saut en fréquence (elle correspond exactement à ω_{saut} quand $\delta = -\Omega_v$). Le taux d'amortissement du battement correspondrait à l'inverse du temps de vie de la cohérence en absence d'anharmonicité. Nous avons appliqué ici la même échelle de temps horizontale que pour le signal Rayleigh de la Figure 8 pour apprécier la différence de durée de vie des deux excitations. Les conditions de l'expérience sont* $I = 30\ mW/cm^2$, $I_s = 1.3\ mW/cm^2$, $\Delta = -14\ \Gamma$.

La Figure 13 semble présenter un phénomène de résurrection ("revival") pour des temps voisins de 25 µs. Cette augmentation du contraste de l'oscillation n'est pas la conséquence d'un processus fondamental. Elle résulte, comme nous le montrerons dans le suite, de l'interférence avec l'amortissement Rayleigh, qui est faiblement excité (parce que $|\delta|$ est grand devant les taux de relaxation de la densité) mais qui évolue avec une constante de temps plus longue. Il ne s'agit donc pas d'un effet de résurrection quantique, dû à la quantification des niveaux d'énergie dans un potentiel anharmonique. En effet cette résurrection ne devrait alors se produire qu'au bout d'un temps de l'ordre de la fraction de milliseconde puisque l'échelle de l'anharmonicité est donnée par E_r (voir chapitre 1, § I.B.3) qui vaut 2 kHz pour le Césium.

2. Transformée de Fourier (signal en fréquence)

Comme dans le cas de l'excitation Rayleigh, il est intéressant de se placer dans le domaine spectral. Nous effectuons donc la transformée de Fourier du signal de la Figure 13 et en prenons le module carré (spectre de puissance). Le pic central est à l'origine centré en $\omega_{saut}+\Omega_v+\delta$ comme expliqué précédemment (paragraphe III.B.1). Néanmoins, pour se rapprocher d'un spectre de transmission, nous décalons le spectre de $\omega_{saut}+\delta$ de manière à centrer le pic en la valeur $+\Omega_v$. Nous montrons Figure 14 ce spectre décalé. Le pic Raman ressort clairement du spectre et sa forme n'est pas perturbée par des résonances annexes. Néanmoins, un pic Rayleigh et un autre pic Raman (provenant d'une excitation anti-résonnante de la cohérence) sont également visibles. Ceux-ci sont d'ailleurs plus visibles que ne l'étaient les bandes latérales sur le spectre Rayleigh. Nous remarquons dès à présent la différence de hauteur de signal entre la raie Rayleigh de la Figure 9 et la raie Raman de la Figure 14 (les unités arbitraires sont les mêmes pour les deux figures), la raie Rayleigh ayant une amplitude bien plus importante. Cela est dû au principe même de la méthode qui exalte les résonances étroites. On peut se convaincre de cela en comparant les formules (I-27) et (I-28) qui montrent que $S(\Omega)/\chi(\Omega)$ est de l'ordre de l'inverse de la largeur de la résonance.

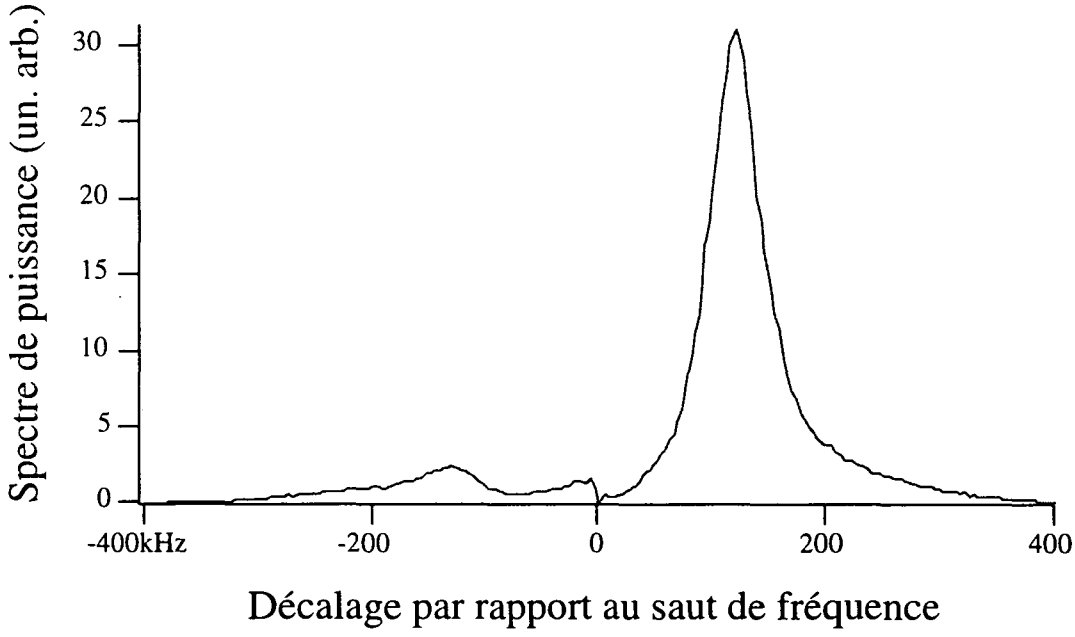


Figure 14 : *Carré de la transformée de Fourier du signal temporel montré en Figure 13. Le pic originellement centré en $\omega_{saut}+\Omega_v+\delta$ est ramené ici autour de $+\Omega_v$ (en décalant de $\omega_{saut}+\delta$) pour se rapprocher d'un spectre comparable à celui obtenu en spectroscopie pompe-sonde. La méthode a permis de faire ressortir du spectre la résonance Raman et d'atténuer fortement l'importance de la résonance Rayleigh et de l'autre résonance Raman.*

La largeur du pic trouvé par cette méthode correspond à celle estimée en spectroscopie de transmission. On peut tout de même dès à présent remarquer qu'il est plus facile de déduire une largeur de ce spectre de transitoire que des spectres de transmission.

Afin de visualiser plus directement l'évolution temporelle due à la seule excitation Raman résonnante, nous avons éliminé du signal de la Figure 13 les composantes spectrales dues aux excitations Rayleigh et Raman non résonnantes. Pour cela nous effectuons la transformée de Fourier du signal temporel de la Figure 13 et en éliminons les pics Rayleigh et Raman non résonnants. Ensuite, nous effectuons une transformée de Fourier inverse de ce spectre modifié. Nous obtenons alors le signal de la Figure 15. Nous voyons que la décroissance est plus régulière et que les oscillations de l'enveloppe du signal temporel de la Figure 13 n'existent plus (et en particulier le semblant de résurrection). Ces oscillations étaient bien dues à l'interférence des signaux correspondant aux différentes composantes spectrales (Rayleigh et Raman). Cette manipulation permet de voir plus distinctement le temps de décroissance du signal Raman.

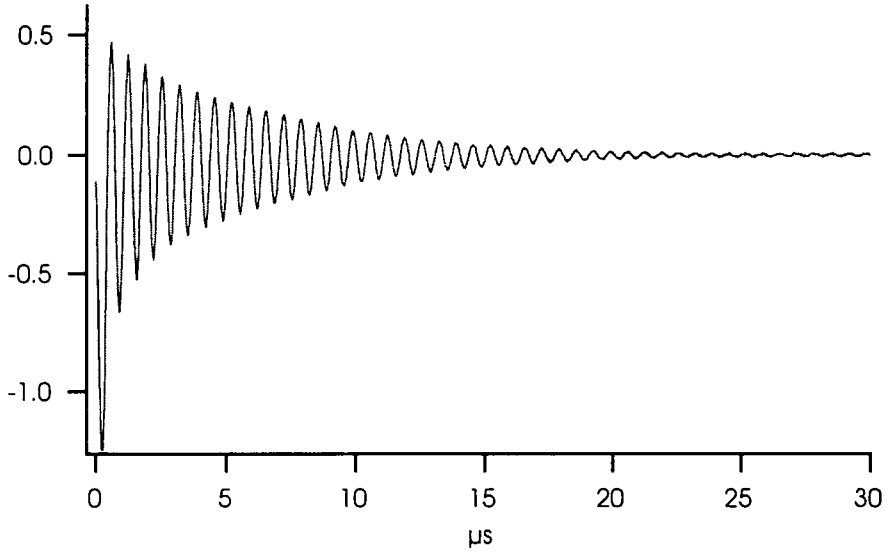


Figure 15 : *Décroissance temporelle du battement dans le cas d'une excitation Raman, après élimination des composantes spectrales correspondant aux excitations Rayleigh et Raman non résonnantes.*

Il est également possible de faire subir à notre signal temporel d'origine une manipulation supplémentaire. Effectuons d'abord la transformée de Fourier du signal (signal complexe) et translatons-le de manière à centrer la résonance Rayleigh en la fréquence nulle. La résonance Raman et alors centrée en sa fréquence propre. A présent, éliminons sur les deux composantes du spectre (partie réelle et imaginaire) les pics Rayleigh et Raman non résonnants. En effectuant la transformée de Fourier inverse de ce spectre modifié nous obtenons le signal de la Figure 16. Cette figure expérimentale représente donc l'oscillation amortie réelle d'un atome dans un puits de potentiel. Cette figure montre de façon très percutante la rapidité avec laquelle le mouvement

d'oscillation s'amortit dans un puits de potentiel. Nous montrons dans la suite que cet amortissement est dû à l'anharmonicité du potentiel. Il s'agit donc d'un processus inhomogène.

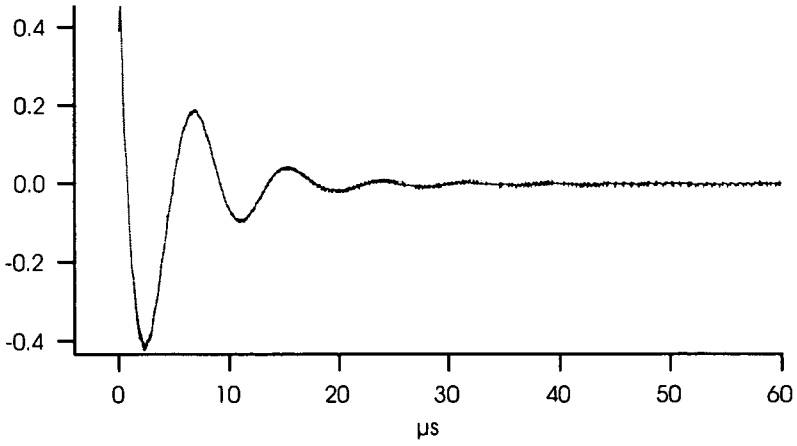


Figure 16 : *Signal de décroissance de l'oscillation d'un atome originellement excité par la sonde. Ce signal est obtenu à partir d'un signal expérimental de transitoire cohérent. Le temps de décroissance est relativement court par rapport à la période d'oscillation.*

Remarque :

L'existence de la composante Raman anti-résonnante sur le spectre de la Figure 14 peut parfaitement être comprise à l'aide d'arguments classiques. En effet, les équations du mouvement de l'atome sous l'action du potentiel optique, en présence de sonde, sont de la forme :

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dt} &= \frac{p}{m} \\ \frac{dp}{dt} &= -m\Omega_v^2 z - \frac{\varepsilon\, e^{-i\delta t} - \varepsilon^* e^{i\delta t}}{i} \end{aligned} \qquad \text{(III-1)}$$

où ε est proportionnel à $\left(\Delta\vec{\mathbf{k}}\right)_z E^* E_s e^{i\Delta\vec{\mathbf{k}}.\vec{\mathbf{r}}}$.

Posons $\alpha = z + i\dfrac{p}{m\Omega_v}$. Il vient :

$$\frac{d\alpha}{dt} + i\Omega_v \alpha = -\frac{\varepsilon\, e^{-i\delta} t - \varepsilon^* e^{i\delta t}}{m\Omega_v} \qquad \text{(III-2)}$$

Ajoutons un terme d'amortissement $-\gamma\alpha$. La solution du régime forcé est de la forme :

$$\alpha = -\frac{1}{m\Omega_v}\left[\frac{\varepsilon\, e^{-i\delta t}}{\gamma - i(\delta - \Omega_v)} - \frac{\varepsilon^* e^{i\delta t}}{\gamma + i(\delta + \Omega_v)}\right] \qquad \text{(III-3)}$$

Si à l'instant $t = 0$, on coupe la sonde, l'atome évolue librement selon l'équation :

$$\alpha = -\frac{1}{m\Omega_v}\left[\frac{\varepsilon}{\gamma - i(\delta - \Omega_v)} - \frac{\varepsilon^*}{\gamma + i(\delta + \Omega_v)}\right] e^{-(i\Omega_v + \gamma)t} \qquad \text{(III-4)}$$

Dans l'équation donnant $z = (\alpha+\alpha^*)/2$, on ne conserve que les termes proportionnels à ε qui, à cause de la condition d'accord de phase, rayonneront dans la direction de la sonde.

$$z = -\frac{\varepsilon}{2m\Omega_v}\left[\frac{e^{-(i\Omega_v+\gamma)t}}{\gamma - i(\delta - \Omega_v)} - \frac{e^{(i\Omega_v-\gamma)t}}{\gamma - i(\delta + \Omega_v)}\right] \qquad \text{(III-5)}$$

Ces deux termes correspondent aux deux résonances Raman de la Figure 14. Cette formule montre aussi que pour $\delta = \Omega_v$, le rapport théorique des champs rayonnés doit être $\gamma/2\Omega_v$ et celui des intensités $(\gamma/2\Omega_v)^2$. Sur le spectre de la Figure 14 le désaccord δ vaut 100 kHz. Le rapport des intensités théoriques R vaut alors $R = 3\ 10^{-2}$, alors que le rapport des hauteurs de pics vaut environ $6\ 10^{-2}$. Outre la rusticité du modèle, ce désaccord est dû aussi au fait que nous ne connaissons pas précisément la valeur de γ.

C. Comparaison des résultats avec la spectroscopie de transmission

1. Passage d'un spectre de transmission à un spectre de transitoire

Nous avons vu que les deux méthodes de spectroscopie étaient liées par la relation (I-26). Comme nous l'avons montré au paragraphe I.D, il est possible de passer d'un spectre à l'autre grâce à la relation (I-26) et aux relations de Kramers-Krönig (voir Eq. (I-21)). C'est ce passage qui est représenté sur la Figure 17 et la Figure 18.

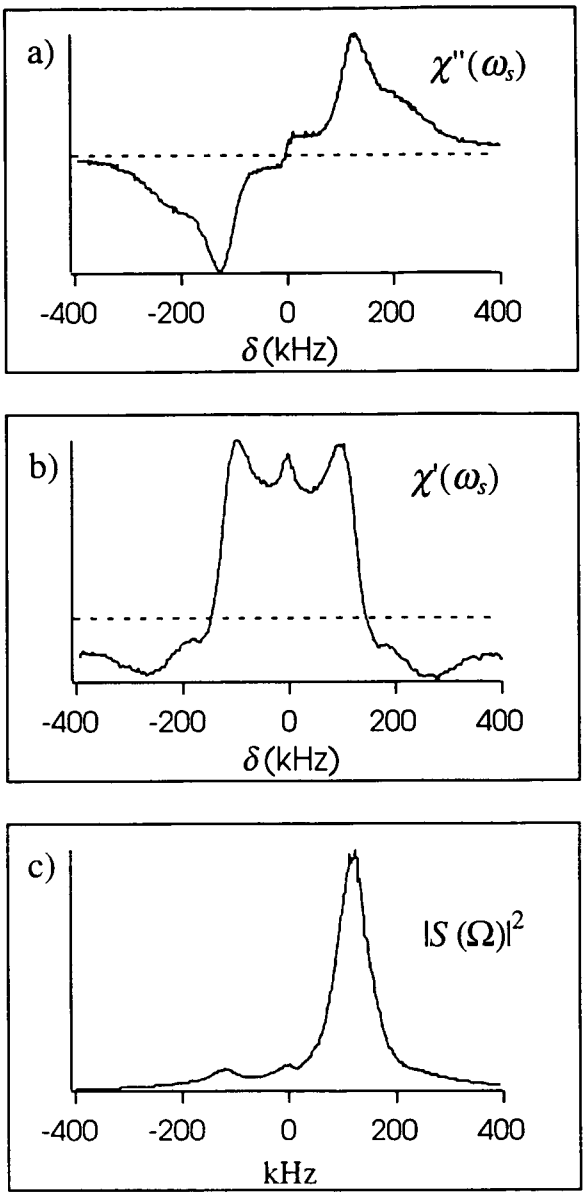


Figure 17 : *Passage d'un spectre de transmission à un spectre de transitoire cohérent (voir texte).*

La Figure 17 part d'un spectre de transmission expérimental qui donne une quantité proportionnelle à la partie imaginaire χ'' de la susceptibilité du milieu (Figure 17.a). La relation de Kramers-Krönig (I-21) nous permet d'obtenir la partie réelle de la susceptibilité χ' (Figure 17.b). Ces deux données étant connues, il est possible de déduire le module carré du signal spectral de détection $S(\Omega)$ (Figure 17.c) par la relation déduite de (I-26) :

$$|S(\Omega)|^2 = \frac{|\chi(\Omega) - \chi(\omega_s)|^2}{(\Omega - \omega_s)^2} \qquad \text{(III-6)}$$

Dans cette dérivation numérique du spectre associé à la réponse transitoire à partir de χ'', il est possible de choisir la fréquence ω_s comme on le désire, ce choix se faisant en fonction de la résonance que l'on veut faire ressortir et étudier.

2. Obtention des susceptibilités à partir d'un spectre de transitoire

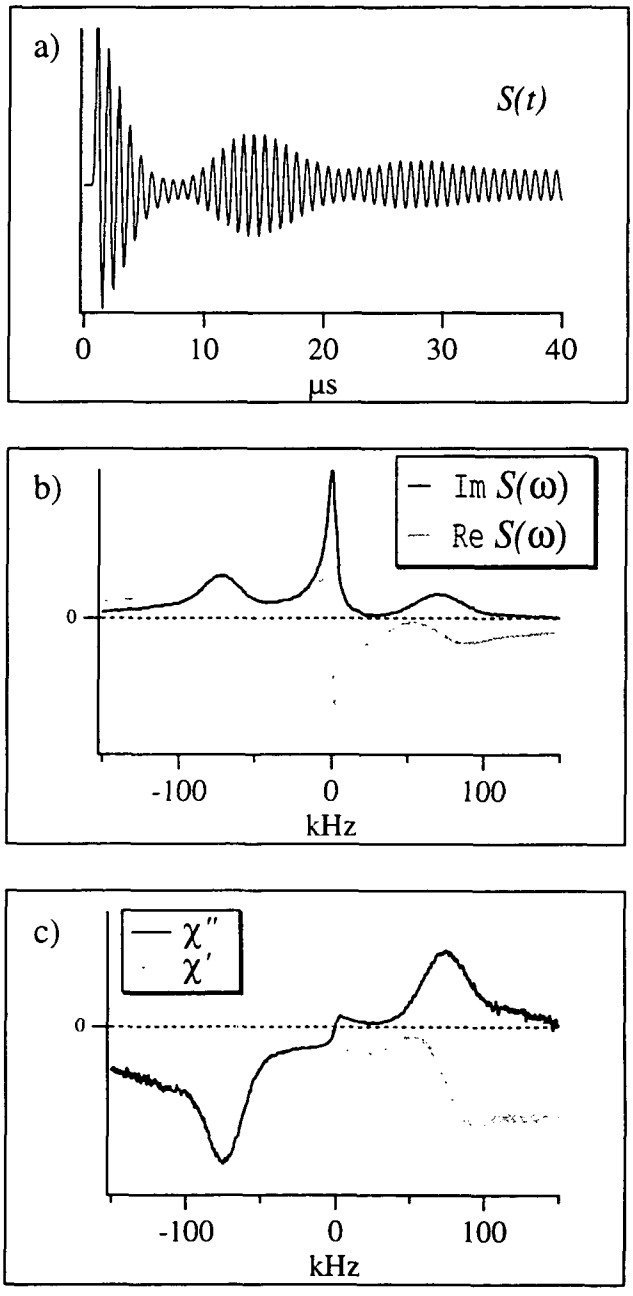


Figure 18: *Transformation d'un signal de transitoire cohérent pour déterminer les composantes de la susceptibilité χ du milieu atomique.*

La Figure 18 montre le processus inverse. Le signal de détection spectral $S(\Omega)$ est obtenu par transformation de Fourier du signal temporel $S(t)$ (Figure 18.a) puis par décalage en fréquence pour recentrer le spectre. Cette transformation de Fourier fournit une fonction complexe ayant une partie réelle et imaginaire (Figure 18.b). Or le signal $S(\Omega)$ est lié à la susceptibilité χ du milieu par la relation :

$$S(\Omega) = \frac{[\chi(\Omega) - \chi(\omega_s)]}{(\Omega - \omega_s)} \qquad \text{(III-7)}$$

Ceci permet de déduire $\chi(\Omega)$ à partir de $S(\Omega)$. En particulier la partie imaginaire (resp. réelle) de la susceptibilité ne dépend que de la partie imaginaire (resp. réelle) de $S(\Omega)$ (Figure 18.c). En fait la formule (III-7) nous indique que $\chi(\Omega)$ est connu à $\chi(\omega_s)$ près qui n'est pas à priori connu. La susceptibilité est donc trouvée à une constante près. Pour la partie imaginaire χ'', elle vaut 0 pour un désaccord $\delta = 0$ dans la plupart de nos expériences. En revanche, nous ne pouvons rien dire sur la partie réelle, ce qui explique le décalage entre les valeurs de χ' dans les Figure 17 et Figure 18.

Remarques :

La formule (III-7) montre que les parties réelles et imaginaires de $S(\Omega)$ ne dépendent respectivement que des parties réelles et imaginaires de la susceptibilité $\chi(\Omega)$. Cependant cette simplicité cache le fait qu'il est nécessaire de bien connaître l'instant $t = 0$ (dont nous avons déjà vu qu'il ne correspond pas à l'instant de déclenchement de l'oscilloscope à cause d'un retard d'origine expérimentale). Si cet instant n'est pas bien défini, aussi bien la partie réelle que la partie imaginaire de $S(\Omega)$ dépendent à la fois de χ' et χ'' à cause d'un terme de phase supplémentaire. Ainsi sur la Figure 18, la partie réelle (resp. imaginaire) de $S(\Omega)$ n'est pas tout à fait symétrique (resp. antisymétrique) par rapport à 0. Ceci s'explique par le fait que nous avons un pas de temps discret sur notre signal expérimental. Ainsi le temps $t = 0$ ne correspond pas exactement à un point des données expérimentales (à cause du retard du saut), le pas de temps étant de 0.1 µs. D'autre part, malgré les précautions prises, la fréquence de la sonde n'est peut-être pas exactement égale à celle des pompes, ce qui entraîne aussi des dissymétries.

Même si, à priori, il est équivalent de travailler par spectroscopie de transmission ou par transitoire, puisque l'on passe facilement d'un spectre à l'autre par un traitement numérique du signal, il faut se méfier de cette procédure. En effet, pour obtenir un spectre de transitoire cohérent à partir d'un spectre de transmission, il faut diviser $\chi(\Omega)-\chi(\omega_s)$ par le dénominateur $(\Omega-\omega_s)$. Or pour des valeurs de Ω proches de ω_s, les détails, les défauts et le bruit du spectre de transmission vont être amplifiés. Il est alors possible de voir apparaître autour de ω_s des trous dans le spectre qui ne

sont que des artefacts numériques. Si l'on veut donc étudier une raie particulière et l'isoler du reste du spectre, il est préférable de mettre en oeuvre la technique de transitoire cohérent.

De la même manière, lorsque l'on passe d'un spectre de transitoire cohérent de type Rayleigh par exemple (c'est-à-dire que $\delta \equiv 0$ à l'excitation), à un spectre de transmission complet, il peut arriver, si le rapport signal/bruit au niveau des raies Raman n'est pas très bon (puisque ces raies ont une amplitude très faible), que les raies Raman sur le spectre de transmission reconstitué numériquement soient bruitées (voir par exemple les ailes extérieures des raies Raman sur la Figure 18). En effet le bruit sur le signal de transitoire est amplifié par le facteur $(\Omega-\omega_s)$ qui augmente lorsque l'on s'éloigne de la raie Rayleigh. Si l'on veut donc obtenir dans un laps de temps réduit une comparaison équitable de l'importance relative des différentes raies, il est généralement plus aisé et rapide d'utiliser la spectroscopie de transmission. Néanmoins, il arrive que le signal de transmission soit trop faible pour être utilisable. Le meilleur rapport signal sur bruit obtenu avec la méthode des transitoires cohérents s'avère alors particulièrement intéressant.

Nous résumons dans le tableau suivant les avantages et inconvénients comparés des deux méthodes :

	Transmission	**Transitoire cohérent**
Avantages	spectre complet; obtention rapide	possibilité d'isoler des raies; étude quantitative; très bon rapport signal sur bruit
Inconvénients	ailes des raies se chevauchent; parfois signal trop faible	pas de vue d'ensemble du spectre; pas de comparaison rapide

IV. CONCLUSION : LES PERSPECTIVES D'APPLICATION

Nous avons exposé une nouvelle méthode de spectroscopie pompe-sonde. Contrairement à la spectroscopie de transmission, pour laquelle la détection intervient en même temps que l'excitation, cette méthode sépare dans le temps la phase d'excitation de la phase de détection. Cette méthode appelée transitoire cohérent ne donne pas des informations fondamentales différentes de la spectroscopie de transmission mais les présente sous une autre forme, forme mieux adaptée pour des études quantitatives. Nous allons évoquer à présent les applications possibles de cette méthode. Nous avons déjà vu qu'elle est particulièrement efficace avec un rapport signal sur bruit excellent. Cette propriété, combinée à celle de pouvoir isoler une raie particulière en choisissant simplement la fréquence d'excitation de la sonde, permet de faire des études quantitatives des résonances

observées. Nous évoquons ici rapidement deux applications particulières qui seront développées dans le chapitre suivant.

A. Visualisation de la largeur inhomogène

Dans certaines conditions il est possible, lorsque $\delta = \Omega_v$, de saturer une transition vibrationnelle de fréquence Ω_v. Il faut pour cela une pompe et une sonde relativement intenses et un désaccord Δ à la transition atomique petit (de sorte que la fréquence de Rabi effective Ω_{eff} définie dans l'équation (I-2) soit égale au taux de relaxation d'une cohérence vibrationnelle). Notons que, comme il n'est pas possible de saturer les cohérences vibrationnelles dans le cas d'un potentiel harmonique (il faut tenir compte du transfert de cohérence [5]), une telle saturation est une preuve de l'anharmonicité du potentiel. Cet effet de saturation se traduit par le fait que le dipôle induit résultant de l'interférence pompe-sonde (voir Eq. (I-3) et (I-4)) ne rayonne plus ou peu. Le champ rayonné à cette fréquence Ω_v sera faible voire inexistant du spectre. En revanche, d'autres fréquences d'oscillation, dues essentiellement à l'anharmonicité du potentiel, sont excitées plus efficacement. Ainsi dans la limite $\Omega_{eff} >> \gamma$, l'ordre de grandeur de la cohérence σ_{ab} (voir (I-2)) vaut γ/Ω_{eff} à résonance (c'est-à-dire pour $\Delta_R = 0$ ou $\delta = -\Omega_v$) alors que la valeur de σ_{ab} obtenue pour $\Delta_R = \Omega_{eff}$ est de l'ordre de 1. Dans ces conditions, les cohérences excitées de façon non résonnante pourront contribuer à un rayonnement plus intense que des cohérences excitées de façon résonnante. En définitive, le spectre du champ rayonné possédera un trou à la fréquence Ω_v pour laquelle la transition est saturée. C'est bien ce qui est observé expérimentalement (voir Figure 19).

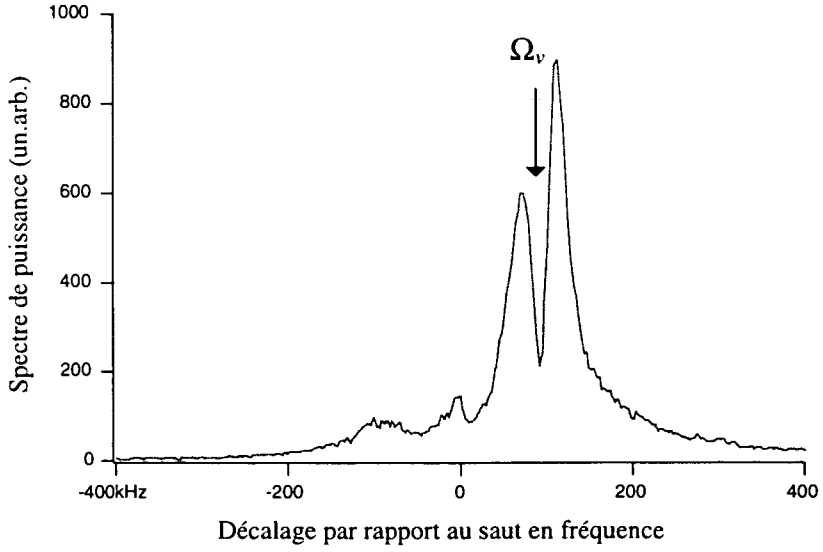


Figure 19 : *Spectre de transitoire cohérent saturé mettant en évidence l'existence d'une largeur inhomogène dans les raies Raman. Le trou correspond au désaccord d'excitation de la sonde. Les paramètres de l'expérience sont* : $\Delta = -30\ \Gamma$, $I_s = 0.7\ mW/cm^2$, $I = 30\ mW/cm^2$.

Ce phénomène visible dans les réseaux optiques met en évidence l'existence d'une largeur inhomogène pour les raies Raman, chose qui était pressentie mais qui n'avait pas été mis en évidence jusqu'à présent. Plus récemment, une expérience effectuée sur un réseau unidimensionnel dans le groupe de W.D. PHILLIPS [6] a montré que les oscillations des différents dipôles pouvaient redonner, après un temps de brouillage, de nouvelles oscillations ("résurrection") dont l'origine est aussi l'anharmonicité du potentiel. Une autre origine possible pour la largeur inhomogène serait le profil d'intensité mal maîtrisé. Il en résulterait l'existence de puits de profondeurs et de courbures variables. Nous avons vérifié d'abord la qualité des profils des faisceaux incidents et d'autre part nous nous sommes assurés que la dimension du réseau est bien plus petite que la taille des faisceaux. Nous pouvons donc exclure cette cause d'élargissement inhomogène. De plus, pour n'être sensible qu'à l'atténuation de l'intensité dans une direction, nous avons pris une sonde de petit diamètre de sorte que les variations d'intensité des faisceaux du réseau dans le direction transverse soient négligeables.

B. Largeur de la raie Rayleigh

Les signaux de transitoire cohérent pour une excitation Rayleigh ont montré des spectres très propres et bien séparés des autres contributions. Ceci suggère la possibilité d'étudier la largeur et la position de ces raies de manière quantitative. Nous avons vu déjà que l'étude de la position du pic transitoire indique que les réseaux induits sont immobiles après une phase d'excitation dynamique. D'autre part, la largeur de ces pics est reliée à des processus de transport atomique dans les réseaux qui est un sujet étudié très activement actuellement. Nous avons donc étudié la largeur de la raie Rayleigh par spectroscopie de transitoire cohérent en fonction des paramètres de l'expérience, à savoir l'intensité des faisceaux et leur désaccord à la résonance atomique. Cette étude fera l'objet de la deuxième partie du chapitre 4.

Références :

[1] J.-Y. Courtois, G. Grynberg, *Adv. in At. Mol. Opt. Physics* **36** (1996) 87
[2] P. Verkerk, D.R. Meacher, A.B. Coates, J.-Y. Courtois, S. Guibal, C. Salomon, G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **26** (1994) 171
[3] A. Hemmerich, C. Zimmermann et T.W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **22** (1993) 89
[4] A. Hemmerich, M. Weidemüller et T.W. Hänsch, *Europhys. Lett.* **27** (1994) 427
[5] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupond-Roc, G. Grynberg, in *Processus d'interaction entre photons et atomes*, Complément B IV 309
[6] G. Raithel, W.D. Phillips, S.L. Rolston, preprint

CHAPITRE 4

Applications des transitoires cohérents

I. DYNAMIQUE DE L'ATOME EN PRÉSENCE D'UNE SONDE ASSEZ INTENSE. MISE EN ÉVIDENCE DE L'ANHARMONICITÉ DU POTENTIEL **208**

A. SATURATION D'UNE TRANSITION RAMAN **210**
1. Cohérence entre niveaux vibrationnels *212*
2. Cohérence : du régime non saturé au régime saturé *213*
B. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'INFLUENCE D'UNE SONDE INTENSE PAR LA MÉTHODE DES TRANSITOIRES COHÉRENTS **215**
1. Spectres expérimentaux *216*
2. Analyse en termes de systèmes à 2 niveaux indépendants *217*
3. Influence des paramètres expérimentaux sur la saturation *222*
4. Une autre façon d'exploiter les spectres de transitoire *226*
5. Saturation en spectroscopie de transmission *229*
C. UN MODÈLE SEMI-CLASSIQUE DE LA DYNAMIQUE DANS UN POTENTIEL ANHARMONIQUE **233**
1. Introduction *233*
2. Potentiel anharmonique. Variation de la fréquence avec l'amplitude *234*
3. Excitation forcée d'un oscillateur anharmonique *235*
4. Rayonnement de l'oscillateur anharmonique libre *238*
5. Comparaison avec l'expérience *241*
D. CONCLUSION **243**

II. LA RÉSONANCE RAYLEIGH COMME SONDE DU TRANSPORT DANS LES RÉSEAUX OPTIQUES ? **244**

A. DIFFUSION RAYLEIGH STIMULÉE DANS LES RÉSEAUX OPTIQUES **245**
1. Diffusion Rayleigh stimulée *245*
2. Densité atomique : mécanismes de relaxation *248*
3. Relaxation de l'orientation *252*
B. RAPPELS SUR LE TRANSPORT **253**
1. Mouvement brownien *253*
2. Application aux mélasses optiques *255*
3. Prise en compte de la localisation *257*

C. ANALYSE PAR TRANSITOIRE COHÉRENT **257**
1. Spectre direct *258*
2. Spectre "dépouillé" *259*
D. VARIATION DE LA LARGEUR RAYLEIGH AVEC LES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX **260**
1. Les caractéristiques de l'interférence pompe-sonde dans le réseau optique *261*
2. Intensité des faisceaux *263*
3. Désaccord à résonance *265*
4. Résultats pour les autres configurations de sonde et conséquences pour l'interprétation en termes de diffusion *268*
5. Coefficient de friction *272*
E. ÉTUDE THÉORIQUE PAR SIMULATION NUMÉRIQUE **274**
1. Simulation Monte-Carlo *274*
2. Résultats *276*
3. Discussion *280*

Chapitre 4

APPLICATIONS DES TRANSITOIRES COHÉRENTS

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus par la méthode des transitoires cohérents, dont le principe a été exposé au chapitre 3. Nous avons vu que cette méthode est très efficace et qu'elle fournit des signaux avec un très bon rapport signal sur bruit. Dans ce chapitre, nous rassemblons donc des résultats originaux portant sur la physique des réseaux optiques obtenus par cette méthode. Ce chapitre sera partagé en deux parties qui correspondent à deux processus de nature différente dont nous avons fait l'étude expérimentale. Il s'agit dans un premier temps de la mise en évidence de l'élargissement inhomogène des raies Raman à l'aide d'une sonde relativement intense. Dans une deuxième partie, nous étudierons la largeur de la résonance Rayleigh dans les réseaux optiques et nous analyserons les informations sur la migration des atomes dans le réseau que l'on peut en déduire.

La première partie présentera d'abord le phénomène de saturation d'une transition Raman sur le plan théorique (**I.A**). On montrera comment il est possible, avec deux faisceaux, de créer une cohérence entre deux niveaux vibrationnels d'un puits de potentiel et de saturer cette cohérence. La partie expérimentale (**I.B**) décrira des spectres de transitoire cohérent analysés en fréquence montrant la présence d'un trou pour une valeur voisine de la fréquence d'excitation de la sonde. Ce trou, interprété comme un effet de saturation, apparaît, par analogie avec l'absorption saturée comme la signature de l'existence dans le milieu de plusieurs fréquences de vibration accessibles. Cette dispersion de valeurs pour la fréquence de vibration due à l'anharmonicité du potentiel confère à la raie Raman un élargissement inhomogène. Nous discuterons ces résultats expérimentaux et mentionnerons brièvement comment cette saturation apparaît en spectroscopie de transmission. Enfin, nous verrons (**I.C**) comment ces résultats peuvent être compris à l'aide d'un modèle où le mouvement de l'atome dans un potentiel anharmonique est traité classiquement. Nous verrons en particulier que pour un faisceau sonde assez intense, il existe deux solutions stables pour l'amplitude d'oscillation du régime forcé (bistabilité) et une solution instable. Nous montrerons que le trou dans le spectre peut être associé à cette solution instable.

Dans la deuxième partie, nous étudierons une autre résonance du spectre, à savoir la raie Rayleigh. Nous verrons que cette raie est liée à des processus de relaxation dans le milieu et plus

particulièrement à la diffusion spatiale et au pompage optique (**II.A**). Nous présenterons ensuite les spectres obtenus par la méthode des transitoires cohérents (**II.B**). Nous étudierons l'influence des paramètres tels que l'intensité ou le désaccord des faisceaux sur la largeur de la résonance Rayleigh (**II.C**). Ces résultats seront comparés aux prédictions d'une simulation numérique exposée en (**II.D**). L'analyse de ces résultats montrera les précautions qu'il faut prendre pour relier la largeur Rayleigh au coefficient de diffusion spatiale.

I. DYNAMIQUE DE L'ATOME EN PRÉSENCE D'UNE SONDE ASSEZ INTENSE. MISE EN ÉVIDENCE DE L'ANHARMONICITÉ DU POTENTIEL

Depuis la naissance des réseaux optiques, la largeur des raies Raman a été baignée dans une atmosphère mystérieuse. Il était d'abord admis que ces raies ne devaient pas se dégager clairement sur un spectre, car on pensait que leur largeur serait égale au taux de diffusion de la lumière par les atomes, valeur qui était bien plus importante que la fréquence de vibration elle-même. Quand des aventuriers tentèrent leur chance malgré les réticences des autres [1], quelle ne fut pas la surprise de voir des raies fines et un spectre tout à fait exploitable sur l'oscilloscope!

Cette première surprise passée et les résultats expérimentaux expliqués théoriquement par l'accroissement de la durée de vie des niveaux vibrationnels par le facteur de localisation Lamb-Dicke [2], la question se posa alors du caractère homogène ou inhomogène de la raie. Même si, d'un point de vue théorique, il était tout à fait possible de calculer l'inhomogénéité de la raie due à l'anharmonicité à partir de la connaissance du potentiel vu par les atomes, aucune expérience[1] ne montrait le caractère inhomogène de la raie. Il fallut attendre la mise au point de la méthode des transitoires cohérents pour mettre en évidence cette inhomogénéité par l'existence d'un trou sur les spectres à la fréquence d'excitation de la sonde. Nous montrons ainsi sur la Figure 1 un spectre expérimental obtenu par la méthode des transitoires cohérents présentant un trou en son centre. Le centre de ce trou correspond en valeur absolue au désaccord pompe-sonde δ choisi pour la sonde avant le saut en fréquence.

[1] Notons l'existence d'expériences toutes récentes (non encore publiées) de résurrection ("revival") faites par l'équipe de W.D. Phillips. Ils voient d'abord un amortissement du signal dû à la dispersion des fréquences de vibration puis, après un certain temps, une résurrection des oscillations due au fait que les durées de vie associées aux différentes fréquences de vibration sont différentes. Lorsque les moins rémanentes sont amorties, les autres peuvent resurgir car elles n'interfèrent plus destructivement avec les premières.

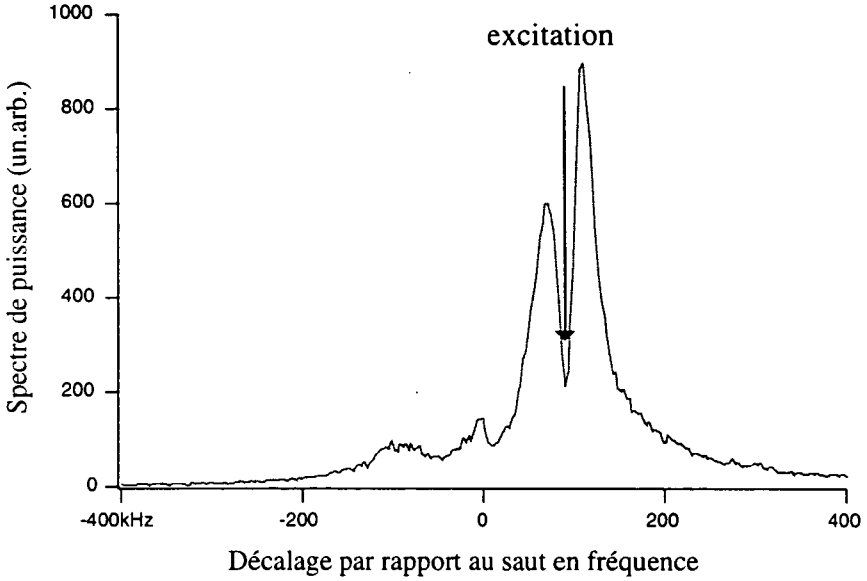


Figure 1 : *Spectre de transitoire cohérent dans le cas où des transitions vibrationnelles sont saturées. Les conditions expérimentales sont* : $\Delta = -29\ \Gamma$, $I_s = 0.7\ mW/cm^2$, $I = 30\ mW/cm^2$. *Le trou dans le spectre est creusé pour la fréquence correspondant à l'excitation (i.e. ici* $|\delta| = 120\ kHz$*). Les cohérences ayant pour fréquence propre* $\Omega_v = -\delta$ *sont saturées et ne peuvent pas engendrer de faisceau diffracté à la fréquence sélectionnée. Les autres cohérences évoluant à des fréquences différentes de* Ω_v, *sont moins saturées, et donnent lieu à des faisceaux diffractés d'une amplitude supérieure.*

Ce trou dans le spectre correspond à la saturation de la transition vibrationnelle résonnante pour la fréquence d'excitation. En effet, la saturation étant plus faible pour les transitions correspondant à des fréquences de vibration différentes, l'amplitude du signal à ces fréquences est plus importante, ce qui se manifeste par un trou dans le spectre à la fréquence d'excitation de la sonde (transition la plus saturée). Nous montrerons dans cette partie comment les mécanismes de cette saturation peuvent être analysés par un modèle quantique volontairement inspiré des modèles utilisés pour comprendre la spectroscopie d'absorption saturée.

Notons que si l'interprétation de la Figure 1 en termes de trou est naturelle au vu de celle-ci, elle n'est pas innocente pour la démarche intellectuelle qui sera dès lors centrée sur un effet de saturation. Une vision différente de la Figure 1 consisterait à dire que le spectre d'émission est dédoublé et que l'atome rayonne autour de deux fréquences correspondant aux pics de la Figure 1. L'existence de deux pics d'émission distincts est d'ailleurs celui qui s'impose quand, au lieu de regarder le transitoire dans l'espace des fréquences, on le regarde dans l'espace des temps. L'enregistrement obtenu (Figure 2) montre, de façon évidente, un battement entre deux oscillateurs. Le fait qu'un oscillateur anharmonique excité par une sonde de grande amplitude rayonne deux fréquences se comprend bien dans le modèle semi-classique que nous présentons au § C : l'origine physique en est une bistabilité mécanique dans le mouvement forcé de l'atome.

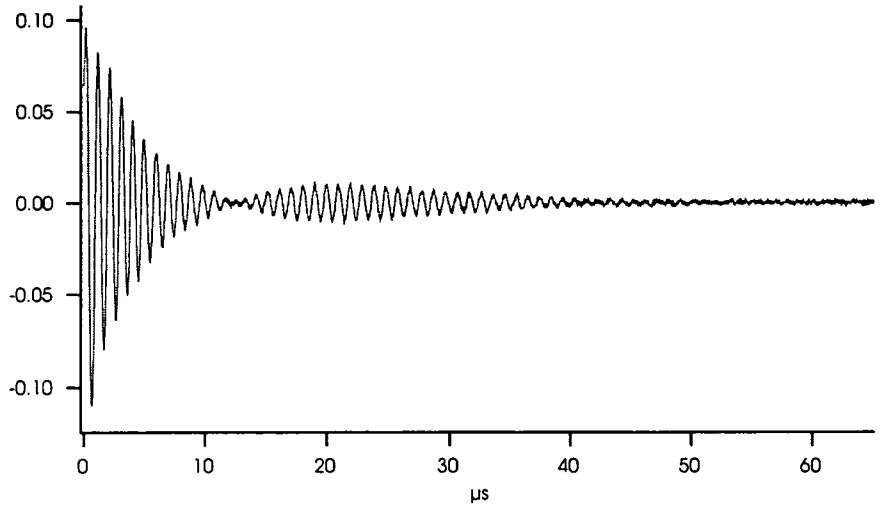


Figure 2 : *Signal temporel de transitoire cohérent correspondant à la partie Raman résonnante (partie Rayleigh et Raman non résonnantes non prises en compte) lorsqu'on applique une sonde intense à un réseau optique. La vision temporelle incite à considérer l'action de la sonde en terme de bistabilité et dédoublement de fréquence du spectre rayonné.*

Ainsi deux figures expérimentales identiques, mais présentées de façon différente, suggèrent deux images physiques apparemment éloignées l'une de l'autre. En fait, ces images sont surtout culturellement différentes et c'est pourquoi nous avons voulu les présenter toutes deux. L'approche quantique satisfaira plus le physicien atomiste familier de la spectroscopie d'absorption saturée. L'image semi-classique parlera davantage au mécanicien ou à un physicien familier des processus non-linéaires.

Les résultats expérimentaux que nous présenterons dans cette partie seront comparés aux prédictions des deux modèles.

A. Saturation d'une transition Raman

Nous reprenons dans cette partie les hypothèses du chapitre 3. Nous considérons donc un faisceau pompe de fréquence ω, d'amplitude E, et de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}$ et un faisceau sonde d'amplitude E_s (avec[2] $E_s << E$) de fréquence $\omega_s = \omega + \delta$, et de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}_s = \vec{\mathbf{k}} + \Delta\vec{\mathbf{k}}$. Ces deux faisceaux interagissent avec un atome possédant deux niveaux d'énergie a et b séparés de $\hbar\Delta_0 = E_b - E_a$ (voir Figure 3). Nous supposons que le désaccord pompe-sonde $\delta = \omega_s - \omega$ est proche en valeur absolue de Δ_0 (sur la Figure 3 on a $\delta < 0$ proche de $-\Delta_0$). Nous supposons de plus que les faisceaux couplent faiblement les niveaux a et b à un niveau excité e, de sorte que les transitions

[2] Cette hypothèse est nécessaire dans le cas d'un réseau optique, pour que la sonde ne déforme pas trop le potentiel optique vu par les atomes ni ne modifie trop le pompage optique (ce qui aurait pour effet notamment de changer la durée de vie des niveaux vibrationnels).

optiques ($a \rightarrow e$ et $b \rightarrow e$) ne sont pas saturées. Le désaccord à la résonance optique est pratiquement le même pour les deux faisceaux pompe et sonde et vaut $\Delta = \omega - \omega_{ea} = \omega - \omega_{eb}$ (car $|\delta| << |\Delta|$).

Le couplage des niveaux a et b avec le rayonnement peut être décrit par un hamiltonien effectif caractérisé par une pulsation de Rabi effective donnée par :

$$\Omega_{eff} = \frac{\Omega_p^* \Omega_s}{2\Delta} \qquad \text{(I-1)}$$

où Ω_p (resp. Ω_s) désigne la pulsation de Rabi associée à la pompe (resp. sonde) ($\Omega = \frac{DE_0}{\hbar}$ pour une onde progressive $E(t) = E_0 \cos(\vec{\mathbf{k}}.\vec{\mathbf{r}} - \omega t) = \frac{E_0}{2} e^{i(\vec{\mathbf{k}}.\vec{r} - \omega t)} + c.c.$). Nous préciserons dans la suite l'expression de Ω_{eff} dans le cas d'un réseau optique où a et b sont deux niveaux vibrationnels d'un puits de potentiel.

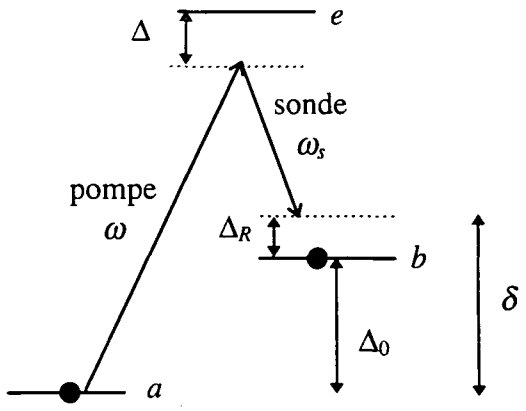


Figure 3 : *Schéma des niveaux de l'atome intervenant dans notre modèle. L'échelle d'énergie n'est pas respectée sur la figure, car en pratique $|\delta| << |\Delta|$, de sorte que les deux faisceaux pompe et sonde ont pratiquement le même désaccord Δ par rapport à la transition atomique. La pompe de fréquence ω et la sonde de fréquence ω_s créent une cohérence entre les niveaux fondamentaux a et b.*

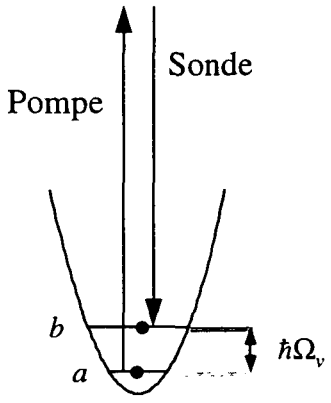
1. Cohérence entre niveaux vibrationnels

Comme illustré sur la Figure 3, la pompe et la sonde induisent entre les niveaux fondamentaux de l'atome a et b une cohérence σ_{ab} faisant intervenir un processus d'absorption-émission induite et pouvant s'écrire en régime stationnaire :

$$\sigma_{ab}(t) = \frac{\Delta_R + i\gamma}{\Delta_R^{\,2} + \gamma^2 + \left|\Omega_{eff}\right|^2 / 2} \frac{\Omega_{eff}}{2} e^{i(\Delta\vec{k}.\vec{r} - \delta t)} \qquad \text{(I-2)}$$

avec * $\Delta_R = \omega - \omega_s - \Delta_0 = -\delta - \Delta_0$ désaccord à la résonance du processus Raman entre niveaux a et b

* γ taux d'amortissement de la cohérence



Dans le cas d'une transition vibrationnelle dans un puits de potentiel d'un réseau optique, Δ_0 est la fréquence de vibration Ω_v des atomes dans les puits de potentiel et a et b sont deux niveaux vibrationnels adjacents d'un puits de potentiel. Dans la suite nous n'emploierons plus que la notation Ω_v. Insistons toutefois sur le fait que la formule (I-2) ne peut pas être appliquée dans le cas d'un potentiel harmonique puisque l'on ne peut pas isoler deux niveaux vibrationnels des autres. Il est impératif d'avoir un potentiel anharmonique, et si possible fortement anharmonique, pour que le modèle décrit ici soit applicable. Notons enfin qu'il faut, en principe, multiplier (I-2) par $\Pi_a^{(0)} - \Pi_b^{(0)}$ (différence de population en l'absence de sonde) si la population est répartie sur plusieurs niveaux vibrationnels et si les couplages entre niveaux vibrationnels sont négligeables.

Dans toute expérience de spectroscopie pompe-sonde, le signal utile est la composante du faisceau pompe diffracté sur le milieu se propageant dans la direction de la sonde. En spectroscopie de transmission, ce faisceau ayant la même fréquence que la sonde, la partie en phase avec la sonde interfère avec elle de manière constructive ou destructive et influence donc directement son intensité. En transitoire cohérent, la sonde subissant un saut de fréquence, c'est le battement entre ce faisceau diffracté et la sonde qui est détecté. L'amplitude et la phase du faisceau diffracté sont reliés à la cohérence décrite ci-dessus par les relations exposées au chapitre 3. Nous utiliserons ainsi de manière extensive ces liens établis dans le chapitre 3 et nous concentrons notre étude sur cette cohérence.

2. Cohérence : du régime non saturé au régime saturé

D'après la formule (I-2), nous voyons qu'il existe différents régimes pour la variation de la cohérence avec le désaccord Δ_R en fonction de la valeur du paramètre Ω_{eff}.

- Si $|\Omega_{eff}|^2 << \gamma^2$, alors l'expression de la cohérence se simplifie en :

$$\sigma_{ab}(t) = \frac{1}{\Delta_R - i\gamma} \frac{\Omega_{eff}}{2} e^{i(\Delta\vec{k}.\vec{r}-\delta t)} \qquad \text{(I-3)}$$

Nous voyons d'après la formule (I-3) que le module carré de la cohérence sera maximal pour $\Delta_R = 0$ (i.e. $\delta = -\Omega_v$) avec, lorsqu'on balaye δ, une résonance en forme de lorentzienne autour de $\delta = -\Omega_v$.

Nous distinguons maintenant deux régimes : le régime forcé correspondant expérimentalement à la spectroscopie de transmission et le régime libre correspondant à la spectroscopie par transitoire cohérent.

Régime forcé : Le dipôle rayonné $\langle D \rangle$ dans la direction de la sonde s'écrit en régime stationnaire forcé (voir chapitre 3) pour chaque valeur de δ (c'est-à-dire de ω_s) :

$$\langle D \rangle = -\frac{D^2}{\hbar\Delta} E \frac{\Omega_{eff}}{4} \frac{1}{\Delta_R - i\gamma} e^{i(\vec{k}_s.\vec{r}-\omega_s t)} + c.c. \qquad \text{(I-4)}$$

Le lien existant entre ce dipôle induit écrit sous la forme $\langle D \rangle = \frac{\mathcal{D}}{2} e^{i(\vec{k}_s.\vec{r}-\omega_s t)} + c.c.$ et l'amplitude de la sonde E_s se trouve à partir des équations de Maxwell :

$$\frac{dE_s}{dz} = \frac{i\omega_s}{2\varepsilon_0 c} \mathcal{N}\mathcal{D} \qquad \text{(I-5)}$$

La formule (I-5) indique que l'intensité de la sonde est modifiée par la partie imaginaire de $\mathcal{D}$. C'est donc la partie imaginaire de $1/(\Delta_R - i\gamma)$ c'est-à-dire $\gamma/(\Delta_R^2+\gamma^2)$ qui caractérise les variations d'intensité de la sonde. Pour un milieu optiquement mince, on observe sur la transmission une résonance lorentzienne lorsqu'on balaye δ autour de $-\Omega_v$ (c'est-à-dire Δ_R autour de 0). On observe effectivement en spectroscopie de transmission une amplification pour $\delta = -\Omega_v$ en forme de lorentzienne (voir Figure 8 du chapitre 1).

Régime libre : Le dipôle rayonné <*D*> dans la direction de la sonde s'écrit en régime libre après excitation par la sonde :

$$\langle D\rangle = -\frac{D^2}{\hbar\Delta} E \frac{\Omega_{eff}}{4} \frac{1}{\Delta_R - i\gamma} e^{i(\vec{k}_s.\vec{r}-(\omega-\Omega_v)t)} e^{-\gamma t} + c.c. \qquad \text{(I-6)}$$

La différence par rapport au régime forcé exposé précédemment est que la fréquence d'évolution est changée de ω_s en $\omega - \Omega_v$ (correspondant à la fréquence propre Ω_v d'évolution de la cohérence) et que cette cohérence relaxe librement avec un taux γ. Néanmoins plutôt que d'utiliser directement cette expression du dipôle pour prédire la forme de la résonance en régime libre, nous préférons passer par l'expression de la susceptibilité du milieu χ. Nous réécrivons dans un premier temps l'expression (I-4) de <*D*> :

$$\langle D\rangle = -\frac{D^4}{8\hbar^3\Delta^2} |E|^2 \frac{1}{\Delta_R - i\gamma} E_s e^{i(\vec{k}_s.\vec{r}-\omega_s t)} + c.c. \qquad \text{(I-7)}$$

Avec la définition de la susceptibilité du milieu χ : $\mathcal{P} = \varepsilon_0 \chi E_s$, nous trouvons que cette susceptibilité s'écrit à un facteur multiplicatif près : $\chi(\omega_s) \propto 1/(\Delta_R - i\gamma)$. Or le signal de transitoire cohérent que nous utilisons en pratique est le module carré de la transformée de Fourier du signal temporel. Ce module carré est directement relié à la susceptibilité par la relation (voir chapitre 3) :

$$|S(\omega')|^2 = \frac{|\chi(\omega') - \chi(\omega_s)|^2}{(\omega' - \omega_s)^2} \qquad \text{(I-8)}$$

Prenant en compte l'expression de χ, nous trouvons :

$$|S(\omega')|^2 \propto |\chi(\omega')|^2 |\chi(\omega_s)|^2 \propto \frac{1}{(\omega - \omega' - \Omega_v)^2 + \gamma^2} \qquad \text{(I-9)}$$

Nous en déduisons que là aussi une dépendance lorentzienne avec la fréquence ω' est attendue pour le signal spectral de transitoire cohérent. C'est ce que nous avons vu au § III.B.2 du chapitre 3.

- Dans le cas où $\Omega^2_{eff} >> \gamma^2$, on observe un phénomène de saturation. En effet, le dénominateur dans (I-2) devient plus grand que le numérateur, de sorte que la cohérence tend vers zéro lorsque Ω_{eff} augmente.

La cohérence en régime forcé prend alors la forme simplifiée suivante (au premier ordre en $1/\Omega_{eff}$ et dans la limite $|\Delta_R| << \Omega_{eff}$) :

$$\sigma_{ab}(t) = \frac{\Delta_R + i\gamma}{\Omega_{eff}^*} e^{i(\Delta\vec{k}.\vec{r}-\delta t)} \qquad \text{(I-10)}$$

Le dipôle <*D*> induit par l'interférence pompe-sonde est considérablement réduit, de sorte que l'amplitude du faisceau diffracté dans la direction de la sonde est faible. Dans ce régime, les populations dans les niveaux *a* et *b* tendent à s'égaliser et il ne peut plus y avoir d'amplification ou d'absorption Raman efficace entre niveaux vibrationnels. Dans ce cas, l'amplitude de σ_{ab} à résonance est de l'ordre de γ/Ω_{eff} alors que d'après (I-2) elle est de l'ordre de 1 pour $|\Delta_R| \approx \Omega_{eff}$. Dans le régime saturé une excitation non résonnante est plus efficace qu'une excitation résonnante.

Dans la méthode des transitoires cohérents, une cohérence excitée de façon résonnante contribuera peu au rayonnement émis alors qu'un signal bien plus intense est attendu des cohérences excitées de façon non résonnante.

B. Étude expérimentale de l'influence d'une sonde intense par la méthode des transitoires cohérents

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, la méthode des transitoires cohérents repose sur la séparation de la phase d'excitation de celle de détection, contrairement à la spectroscopie de transmission où les deux actions se font simultanément. Cette séparation permet de voir d'un point de vue spectral, l'émission à des fréquences autres que la fréquence d'excitation de la sonde. C'est cette propriété qui est à l'origine de la visualisation possible de la saturation sur un spectre.

Que se passe-t-il donc lorsque plusieurs fréquences de résonance Ω_v sont accessibles dans le milieu? Le désaccord δ est résonnant pour l'une d'entre elles, mais pas pour les autres. La cohérence correspondant à la fréquence δ peut donc être saturée alors que les cohérences correspondant aux fréquences voisines le sont moins. Ainsi le dipôle oscillant à la fréquence ω_s exactement aura une amplitude moindre que les dipôles oscillant aux fréquences voisines, de sorte que le spectre d'émission des dipôles atomiques présentera un trou à la fréquence de la sonde [3] ω_s.

[3] En pratique sur le spectre de transitoire, le trou sera centré en $-\delta$ à cause des translations et manipulations que nous faisons subir au spectre.

1. Spectres expérimentaux

Si nous prenons plusieurs enregistrements tels que celui de la Figure 1 pour plusieurs fréquences d'excitation de la sonde, nous pouvons voir le trou se déplacer avec la fréquence d'excitation de la sonde (voir Figure 4). Nous saturons ainsi tour à tour des classes de transitions vibrationnelles qui diffèrent par leur fréquence. Ces différentes fréquences de vibration proviennent de l'anharmonicité du potentiel optique vu par les atomes.

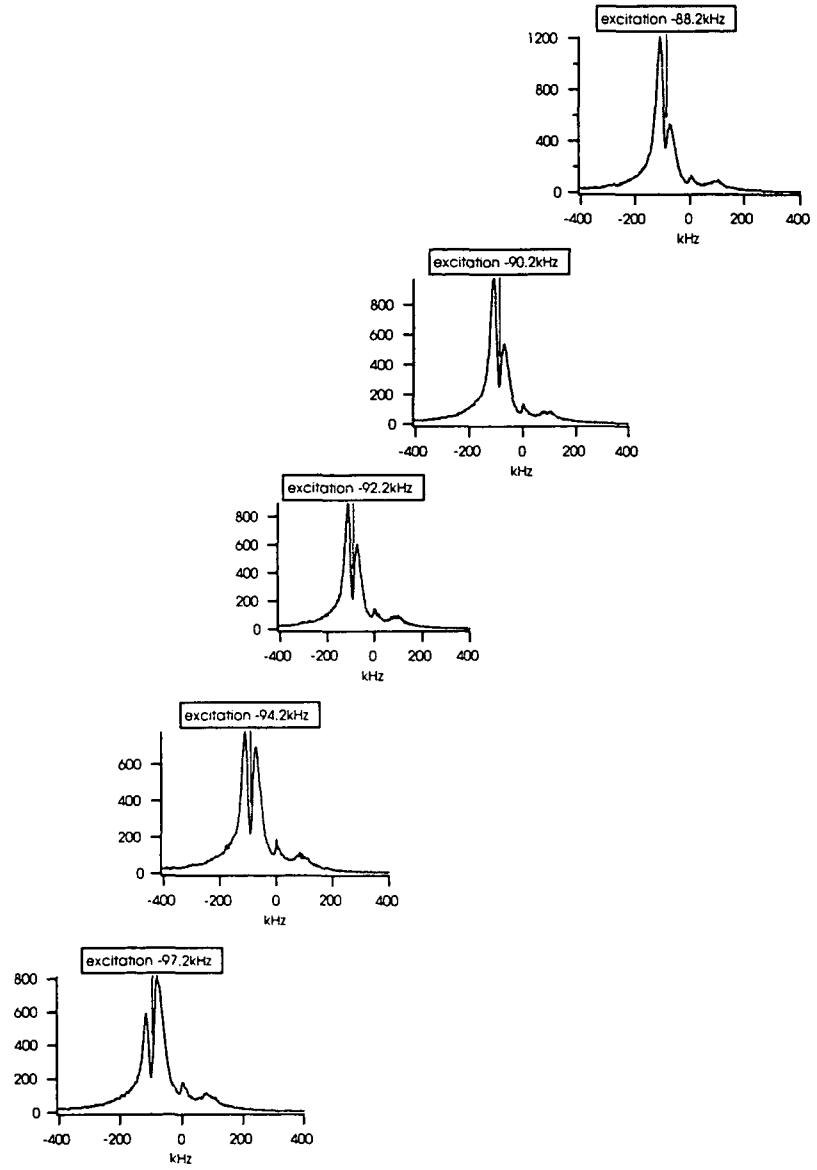


Figure 4 : *Spectres saturés pour différentes valeurs du désaccord d'excitation δ. Comme il existe plusieurs fréquences de vibration accessibles dans le milieu, pour chaque valeur de δ, il existe une fréquence de vibration proche de −δ. Le trou de saturation se déplace donc avec l'excitation.*

Il faut noter toutefois que la séparation due à l'anharmonicité entre les différentes fréquences de vibration est de l'ordre de 2 kHz (correspondant à E_r/h où E_r désigne l'énergie de recul pour la

transition $4 \rightarrow 5$ du Césium) (voir formule (I-23) du chapitre 1). Cette séparation est faible par rapport à la largeur de chacune des transitions vibrationnelles (au moins égale à $\Gamma' E_r / \hbar\Omega_v$ (voir formule I-37 du chapitre 1)) qui est vraisemblablement de l'ordre de 10-20 kHz. De ce fait, il est clair qu'il n'est pas possible d'affirmer qu'on ne sature qu'une seule transition entre deux niveaux de vibration et que les autres couples de niveaux ne sont pas concernés par la saturation. Ceci signifie en particulier que la largeur du trou visible sur le spectre n'est pas simplement reliée à la largeur homogène de la transition vibrationnelle. Nous verrons que cela complique l'estimation expérimentale de la valeur de γ. De plus, on ne peut pas considérer les cohérences évoluant à différentes fréquences de manière indépendante. En effet celles-ci ont des fréquences d'évolution suffisamment proches pour que le phénomène de transfert de cohérence [3] soit extrêmement important aussi bien dans la phase d'excitation que dans la phase d'évolution libre. À cause de ces couplages entre cohérences, il n'est pas possible d'isoler rigoureusement deux niveaux vibrationnels. Il serait donc nécessaire pour un traitement quantitatif de prendre en compte l'ensemble des niveaux. Une telle démarche étant malheureusement irréaliste, nous sommes conduits à faire des approximations qui nous limitent à une interprétation qualitative des résultats expérimentaux.

2. Analyse en termes de systèmes à 2 niveaux indépendants

a) Signal de transitoire

Nous commençons par expliciter l'expression du signal de transitoire effectivement obtenu, y compris dans le cas où nous saturons des transitions vibrationnelles.

Nous avons vu au chapitre 3 qu'en régime libre après excitation par la sonde, le dipôle induit $\langle D \rangle = \frac{\mathcal{D}}{2} e^{i(\vec{k}_s \cdot \vec{r} - (\omega - \Omega_v)t)} + c.c.$ a pour valeur :

$$\mathcal{D} = -\frac{D^2}{\hbar\Delta} E \frac{\Omega_{eff}}{2} \frac{\Delta_R + i\gamma}{{\Delta_R}^2 + \gamma^2 + \left|\Omega_{eff}\right|^2 / 2} e^{-\gamma t} \qquad \text{(I-11)}$$

Ce dipôle engendre un faisceau diffracté dans la direction de la sonde $E_d(t)$ à la fréquence $\omega - \Omega_v$. Le signal de transitoire cohérent correspond à l'interférence à la sortie du milieu d'épaisseur L (faible) entre ce faisceau diffracté $E_d(t)$, et la sonde $E'_s(t)$ décalée à la nouvelle fréquence ω'_s. Ce signal s'écrit pour $t > 0$:

$$S(t) = E_d(t) E'^{*}_s(t) + c.c. \qquad \text{(I-12)}$$

En écrivant l'expression de E_d obtenue en résolvant l'équation (I-5) (où E_d remplace E_s), avec la condition aux limites $E_d = 0$ à l'entrée du milieu et en remplaçant ω_s par $\omega - \Omega_v$ dans le second membre de l'équation, on trouve :

$$S(t) = \frac{i(\omega - \Omega_v)}{2\varepsilon_0 c} \mathcal{N} L E_s'^{*}(t) \mathcal{D} + c.c. \qquad \text{(I-13)}$$

En écrivant $E_s'^{*}(t) = \frac{E_s^*}{2} e^{i(\omega_s' t - \vec{k}_s \cdot \vec{r})}$, en remplaçant $\mathcal{D}$ par son expression (I-11) et en posant $\omega_{saut} = \omega'_s - \omega_s$, on obtient :

$$S(t) = -\frac{iE_s^*(\omega - \Omega_v)\mathcal{N}L}{4\varepsilon_0 c} \frac{D^2 E}{\hbar \Delta} \frac{\Omega_{eff}}{2} \frac{\Delta_R + i\gamma}{\Delta_R{}^2 + \gamma^2 + |\Omega_{eff}|^2 / 2} e^{[i(\omega_{saut} - \Delta_R) - \gamma]t} + c.c. \qquad \text{(I-14)}$$

qui peut s'écrire en utilisant la définition de Ω_{eff} :

$$S(t) = -\frac{i(\omega - \Omega_v)\mathcal{N}L}{4\varepsilon_0 c} \hbar |\Omega_{eff}|^2 \frac{\Delta_R + i\gamma}{\Delta_R{}^2 + \gamma^2 + |\Omega_{eff}|^2 / 2} e^{[i(\omega_{saut} - \Delta_R) - \gamma]t} + c.c. \qquad \text{(I-15)}$$

Ce signal correspond à une seule classe de cohérence ayant comme fréquence propre Ω_v. Le signal réel est constitué d'un ensemble de signaux tels que celui-ci mais avec des contributions spectrales différentes (avec une définition de Δ_R différente pour chaque valeur de Ω_v).

L'étape suivante est de faire la transformée de Fourier du signal temporel $S(t)$ en intégrant sur des temps positifs ($t > 0$) puisque $S(t) = 0$ si $t < 0$ ($E_s'(t) = 0$ pour $t < 0$):

$$S(\Omega) = \int_0^{+\infty} S(t) e^{i\Omega t} dt \qquad \text{(I-16)}$$

En ne gardant que les termes résonnants, on obtient :

$$S(\Omega) = -\frac{(\omega - \Omega_v)\mathcal{N}L\hbar}{4\varepsilon_0 c} |\Omega_{eff}|^2 \frac{\Delta_R - i\gamma}{\left[\Delta_R{}^2 + \gamma^2 + |\Omega_{eff}|^2 / 2\right]} \frac{1}{\left[(\Omega - \omega_{saut} + \Delta_R) + i\gamma\right]} \qquad \text{(I-17)}$$

Pour nous ramener aux spectres expérimentaux sur lesquels nous avons effectué une translation en fréquence, nous effectuons le changement de variable suivant : $\delta_\Omega = \Omega - \omega_{saut} - \delta$, ce qui transforme l'expression (I-17) en :

$$S(\delta_\Omega) = -\frac{(\omega - \Omega_v)\mathcal{N}L\hbar}{4\varepsilon_0 c} |\Omega_{eff}|^2 \frac{\Delta_R - i\gamma}{\left[\Delta_R{}^2 + \gamma^2 + |\Omega_{eff}|^2 / 2\right]} \frac{1}{\left[(\delta_\Omega - \Omega_v) + i\gamma\right]} \qquad \text{(I-18)}$$

Le signal spectral considéré expérimentalement correspond au module carré de $S(\delta_\Omega)$. Nous voyons d'après cette formule que le signal spectral $|S(\delta_\Omega)|^2$ correspondant à une transition vibrationnelle est une lorentzienne centrée en la fréquence de vibration Ω_v :

$$\text{terme en } \frac{1}{\left[(\delta_\Omega - \Omega_v)^2 + \gamma^2\right]}$$

dont l'amplitude dépend de la saturation au moment de la phase d'excitation par la sonde :

$$\text{terme en } |\Omega_{eff}|^4 \frac{\Delta_R{}^2 + \gamma^2}{\left[\Delta_R{}^2 + \gamma^2 + |\Omega_{eff}|^2 / 2\right]^2} = f(\Delta_R) \qquad \text{(I-19)}$$

Cette amplitude ne dépend en particulier que de δ. Notons que cette fonction est paire par rapport à $\delta = -\Omega_v$, alors que le maximum de la lorentzienne sur δ_Ω correspond à $\delta_\Omega = +\Omega_v$.

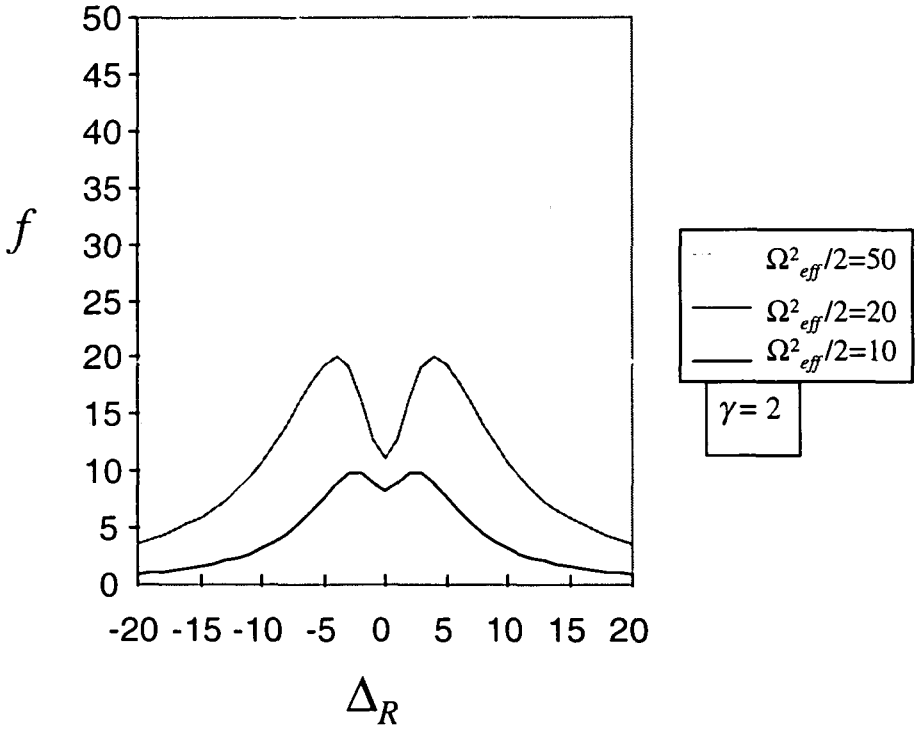


Figure 5 : *Allure de la fonction f définie en (I-19) comme fonction de Δ_R pour différentes valeurs de la fréquence de Rabi effective Ω_{eff}. Le trou se creuse au fur et à mesure que la valeur de Ω_{eff} augmente.*

Ce terme d'amplitude $f(\Delta_R)$ correspond à la phase d'excitation, alors que la lorentzienne sur δ_Ω correspond à la phase d'oscillation libre amortie (détection). La saturation ne se manifeste que sur cette amplitude qui dépend de δ. En effet, la fonction $f(\Delta_R)$ présente un trou en $\Delta_R = 0$ lorsque

$|\Omega_{eff}|^2 / 2 > \gamma^2$. Nous montrons sur la Figure 5 l'allure de cette fonction pour différentes valeurs de Ω_{eff} (pris ici réel) et pour $\gamma = 2$. Notons que cette fonction est paire par rapport à $\Delta_R = 0$ et que les maxima sont localisés en $\Delta_R = \pm D_m$ avec $D_m = \sqrt{(\Omega_{eff}^2 / 2) - \gamma^2}$. La séparation entre les maxima croît donc avec la saturation.

b) Spectre pour un ensemble de systèmes à deux niveaux indépendants

Nous revenons maintenant au trou observé sur un spectre analogue à celui de la Figure 1. Nous allons élaborer un modèle qui montre qualitativement comment apparaît ce trou. Nous considérons donc plusieurs fréquences de résonances notées Ω_{vi} et régulièrement espacées de a_n. Pour plus de clarté, nous ferons les hypothèses simplificatrices suivantes :

1. Le taux de relaxation des cohérences associées à ces fréquences de vibration est supposé être le même pour toutes ces cohérences (i.e. γ).

2. La fréquence de Rabi effective Ω_{eff} est la même pour tous les couples de niveaux considérés.

Supposons à présent, que l'on puisse sommer les composantes spectrales $|S_i(\delta_\Omega)|^2$ associées à chaque fréquence de vibration Ω_{vi}. (Nous prenons cette hypothèse simplificatrice pour la clarté de la démonstration. Un calcul plus rigoureux où sont sommées les composantes complexes $S_i(\delta_\Omega)$ et non pas les modules carrés $|S_i(\delta_\Omega)|^2$ sera présenté plus tard sur un exemple). Nous choisissons le désaccord pompe-sonde accordé sur la résonance : $\delta = -\Omega_{v0}$.

Nous avons alors :

$$|S_i(\delta_\Omega)|^2 \propto |\Omega_{eff}|^4 \frac{\Delta_{Ri}^2 + \gamma^2}{\left[\Delta_{Ri}^2 + \gamma^2 + |\Omega_{eff}|^2 / 2\right]^2} \frac{1}{\left[(\delta_\Omega - \Omega_{vi})^2 + \gamma^2\right]} \qquad \text{(I-20)}$$

avec $\Delta_{Ri} = -\delta - \Omega_{vi} = \Omega_{v0} - \Omega_{vi}$.

$|S(\delta_\Omega)|^2$ est donc la somme de lorentziennes centrées en Ω_{vi} d'amplitude :

$$f_i(\Omega_{v0} - \Omega_{vi}) = |\Omega_{eff}|^4 \frac{(\Omega_{v0} - \Omega_{vi})^2 + \gamma^2}{\left[(\Omega_{v0} - \Omega_{vi})^2 + \gamma^2 + |\Omega_{eff}|^2 / 2\right]^2} \qquad \text{(I-21)}$$

Notons que $f_i(\Omega_{v0} - \Omega_{vi}) = f_0(\Omega_{vi} - \Omega_{v0})$. Nous voyons donc que le signal total s'obtient par sommation de lorentziennes centrées en Ω_{vi} et dont le maximum est donné par la valeur de f_0 en $\Omega_{vi} - \Omega_{v0}$. Nous montrons sur la Figure 6 les différentes lorentziennes contribuant au signal dans le cas simple d'un petit nombre de résonances Ω_{vi}, par exemple : $\Omega_{v1} = \Omega_{v0} - 2a_n$, $\Omega_{v2} = \Omega_{v0} - a_n$,

$\Omega_{v3} = \Omega_{v0}$, $\Omega_{v4} = \Omega_{v0}+a_n$, $\Omega_{v5} = \Omega_{v0}+2a_n$. Nous gardons pour γ la valeur 2, pour $|\Omega_{eff}|^2 / 2$ la valeur 50, et prenons pour a_n la valeur 2.

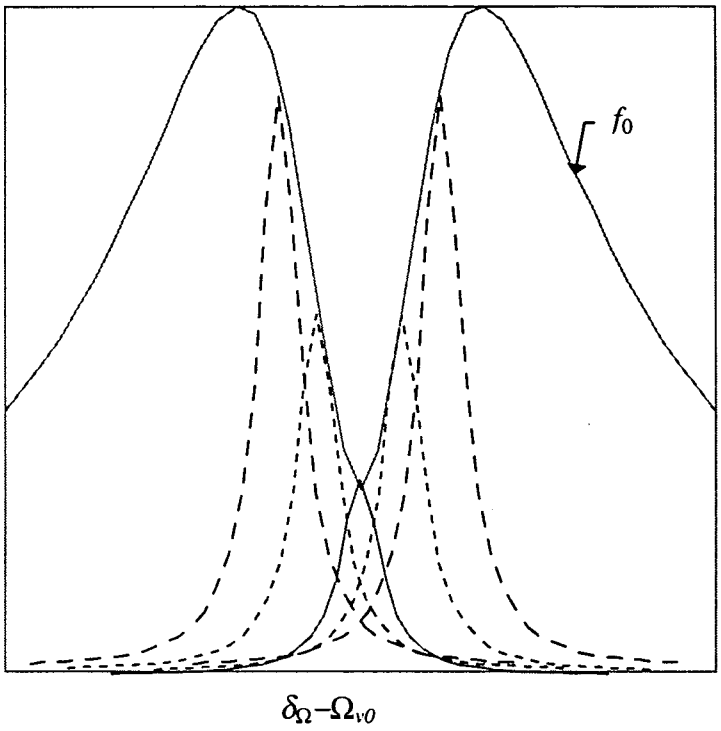


Figure 6 : *Principe de la visualisation du trou de saturation lorsque plusieurs fréquences de vibration sont présentes. Les sommets des lorentziennes contribuant au signal s'alignent sur la fonction* f_0.

Un résultat plus précis est obtenu en effectuant le calcul de l'amplitude $S(\delta_\Omega)$ et en prenant ensuite le module carré $|S(\delta_\Omega)|^2$ en incluant les 5 contributions. Le résultat, montré sur la Figure 7 n'est pas très différent des spectres expérimentaux. Ce spectre est symétrique parce que nous avons accordé la sonde à résonance sur la fréquence centrale. Si nous décalons la sonde, le spectre devient asymétrique comme les spectres expérimentaux.

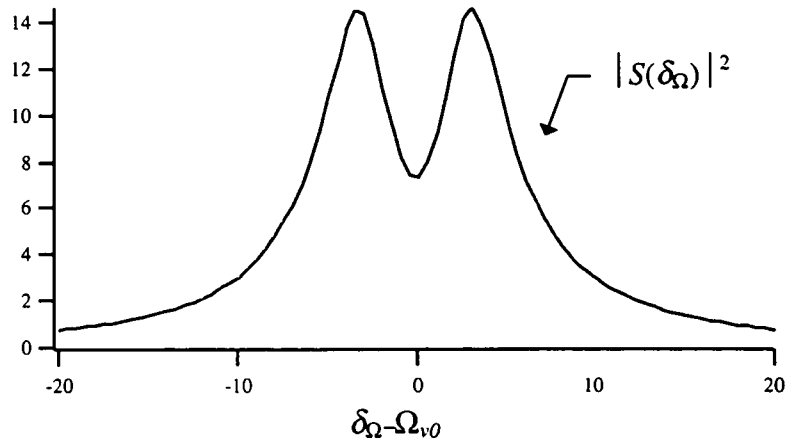


Figure 7 : *Spectre de transitoire calculé avec 5 fréquences de vibration distantes d'une valeur constante a_n pour une excitation résonnante avec la fréquence de vibration centrale Ω_{v0}. Le trou de saturation apparaît à cause de l'existence de plusieurs valeurs de la fréquence de vibration. Ici* a_n=1.25, γ= 2, $|\Omega_{eff}|^2 / 2 = 50$.

Notons que la possibilité de voir ce trou est conditionnée par la valeur de a_n. En effet, nous avons vu que la position du maximum D_m de f était donnée par : $\sqrt{\Omega_{eff}^2 / 2 - \gamma^2}$. Il faut donc que la séparation a_n entre deux valeurs adjacentes de Ω_v soit inférieure à cette valeur de D_m.

En conclusion, nous avons vu que l'existence d'une dispersion dans les fréquences de résonance (provoquée par l'anharmonicité du potentiel) entraîne que la saturation des transitions vibrationnelles se manifeste par un trou sur les spectres directs de transitoires cohérents. Le trou est centré au voisinage de la fréquence Ω_v correspondant à l'excitation résonnante ($\delta = -\Omega_v$). Ainsi, lorsque δ varie, on peut exciter différentes classes de transitions vibrationnelles correspondant à différentes fréquences de vibration.

3. Influence des paramètres expérimentaux sur la saturation

Nous avons vu que le paramètre sensible pour la saturation des transitions vibrationnelles est Ω_{eff}. Pour savoir si la transition est saturée, il faut comparer ce paramètre à γ. Or les études théoriques prédisent (voir chapitre 1 formule (I-37)) pour γ une expression de la forme :

$$\gamma \propto \Gamma' (E_r / \hbar\Omega_v) \qquad \text{(I-22)}$$

(où Γ' est le taux de diffusion des photons).

La fréquence de vibration Ω_v et le taux de diffusion photons Γ' possèdent les dépendances suivantes en intensité I des faisceaux pompe (faisceaux du réseau) et en désaccord Δ :

$$\Omega_v \propto \sqrt{\frac{I}{\Delta}} \qquad \Gamma' \propto \frac{I}{\Delta^2} \tag{I-23}$$

La largeur γ varie donc avec ces paramètres de la manière suivante :

$$\gamma \propto \frac{\sqrt{I}}{\Delta^{3/2}} \tag{I-24}$$

Elle ne dépend pas bien sûr de la sonde dont l'intensité est trop faible pour modifier la durée de vie des niveaux vibrationnels.

Considérons à présent Ω_{eff} qui est égal à :

$$\Omega_{eff} = \frac{\sqrt{I}\sqrt{I_s}}{2\Delta}\langle b|D^+ D\, e^{i\Delta\vec{k}.\vec{r}}|a\rangle \tag{I-25}$$

Il n'est pas possible d'évacuer le coefficient $e^{i\Delta\vec{k}.\vec{r}}$ de l'élément de matrice de la formule (I-25) parce que, les états extrêmes (a et b) de la transition Raman étant des états orthogonaux au niveau des variables externes, cet élément de matrice nécessite un examen plus minutieux. En fait, ce couplage Raman a déjà été envisagé dans le chapitre 1 (voir par exemple l'équation (III-6) et suivantes). Pour obtenir le premier terme non nul, il faut développer $e^{i\Delta\vec{k}.\vec{r}}$ à l'ordre 1 en $\Delta\vec{k}.\vec{r}$ entre deux niveaux vibrationnels adjacents, terme qui est proportionnel à $\sqrt{\frac{E_r}{\hbar\Omega_v}}$. On en déduit l'ordre de grandeur de Ω_{eff}:

$$\Omega_{eff} \propto \Delta'\sqrt{\frac{I_s}{I}}\sqrt{\frac{E_r}{\hbar\Omega_v}} \propto \left(\frac{II_s^2}{\Delta^3}\right)^{1/4} \tag{I-26}$$

Dans les conditions de l'expérience, on trouve que Ω_{eff} varie typiquement entre 0 et 40 kHz.

La saturation, que nous mesurons par le rapport Ω_{eff}/γ, est donc d'après (I-22) et (I-26) :

$$\frac{\Omega_{eff}}{\gamma} \propto \frac{\Delta'}{\Gamma'}\sqrt{\frac{I_s}{I}}\sqrt{\frac{\hbar\Omega_v}{E_r}} \propto \left(\Delta^3\frac{I_s^2}{I}\right)^{1/4} \tag{I-27}$$

Cette variation nous indique que la saturation augmente avec l'intensité de la sonde ce qui paraît assez intuitif. En revanche, les variations avec les autres paramètres ne sont pas intuitives. En

effet la formule (I-27) nous indique que la saturation décroît avec l'intensité des faisceaux du réseau et qu'elle augmente avec le désaccord Δ. Ainsi une augmentation du désaccord Δ diminue la saturation de la transition optique mais augmente celle de la transition vibrationnelle [4].

Nous présentons dans les paragraphes suivants les résultats expérimentaux montrant l'influence de certains de ces paramètres.

a) Intensité du faisceau sonde

La variation de la saturation avec ce paramètre est la plus intuitive. Il paraît clair que plus on augmente l'intensité de la sonde, plus la transition vibrationnelle sera saturée, comme dans le cas d'une transition optique simple où la saturation augmente avec l'intensité du faisceau. Cette analogie tient au fait que la largeur de la transition vibrationnelle ne dépend pas de l'intensité du faisceau sonde et que le problème revient donc formellement à celui d'une transition optique simple pour laquelle la durée de vie Γ^{-1} de l'état excité ne dépend pas du faisceau saturant. Nous montrons à titre d'illustration sur la Figure 8 deux spectres obtenus pour deux intensités de sonde différentes. Le trou du spectre de la Figure 8.b est bien plus prononcé que celui de la Figure 8.a pour lequel l'intensité de la sonde est environ 10 fois plus faible.

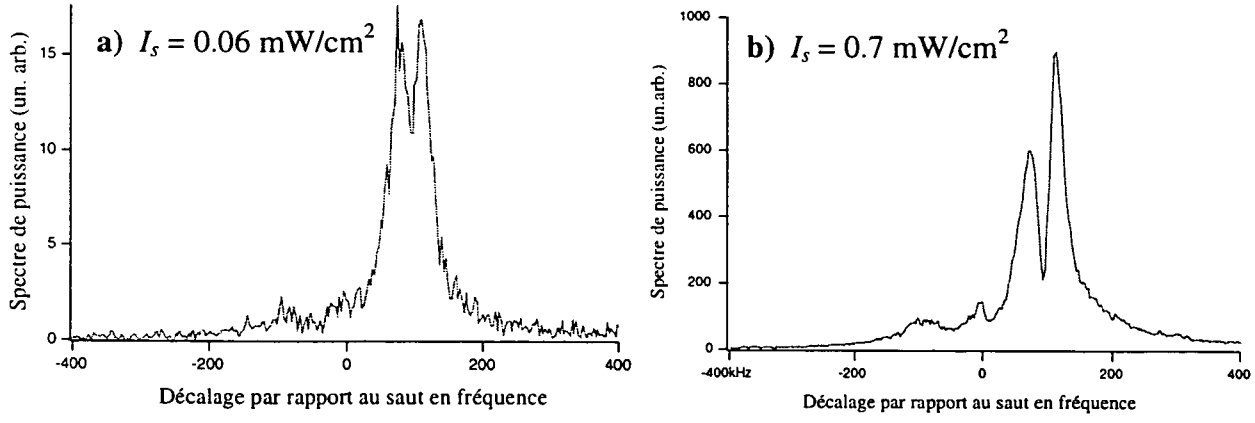


Figure 8 : *Influence de l'intensité de la sonde sur la saturation des transitions vibrationnelles. Les spectres correspondent aux conditions expérimentales suivantes : $I = 30\ mW/cm^2$, $\Delta = -29\,\Gamma$* **a)** *$I_s = 0.06\ mW/cm^2$ ($\Omega_{eff} = 6\ kHz$)* **b)** *$I_s = 0.7\ mW/cm^2$ ($\Omega_{eff} = 21\ kHz$). Lorsqu'on augmente l'intensité de la sonde, la saturation augmente car le couplage entre niveaux vibrationnels augmente.*

[4] Indiquons que la façon "propre" de mener ces expériences consisterait à répéter les enregistrements en modifiant les paramètres mais en conservant Δ' constant de façon à ne pas modifier aussi la forme du potentiel et la répartition des atomes entre les différents niveaux de vibration.

Nous présentons sur la Figure 9 la distance entre les pics d'émission telle qu'elle apparaît sur les spectres de transitoire pour diverses valeurs de l'intensité de la sonde. Comme mentionné ci-dessus, la dimension des trous qui est de l'ordre de grandeur de la distance entre pics de la Figure 9, croît initialement avec I_s, puis semble saturer, voire décroître aux grandes valeurs de I_s. Compte tenu de l'incertitude sur les mesures (compris entre 10 et 20%), le comportement observé n'est pas incompatible avec une loi de la forme $\sqrt{\gamma^2 + \Omega_{eff}^2/2}$ pour la dimension du trou, mais l'absence d'un modèle quantitatif réaliste rend hasardeux toute déduction trop précise. En particulier, et contrairement à la spectroscopie d'absorption saturée, il ne semble pas que l'on puisse déduire γ de l'extrapolation à $I_s = 0$ des points de la Figure 9. En effet, une telle interprétation conduirait à une estimation [5] de γ plus grande pour $\Delta = -29\ \Gamma$ que pour $\Delta = -13.4\ \Gamma$ alors que tout notre savoir sur les réseaux optiques montre que l'opposé est vrai. Nous reviendrons dans le § C sur l'interprétation de ces résultats expérimentaux.

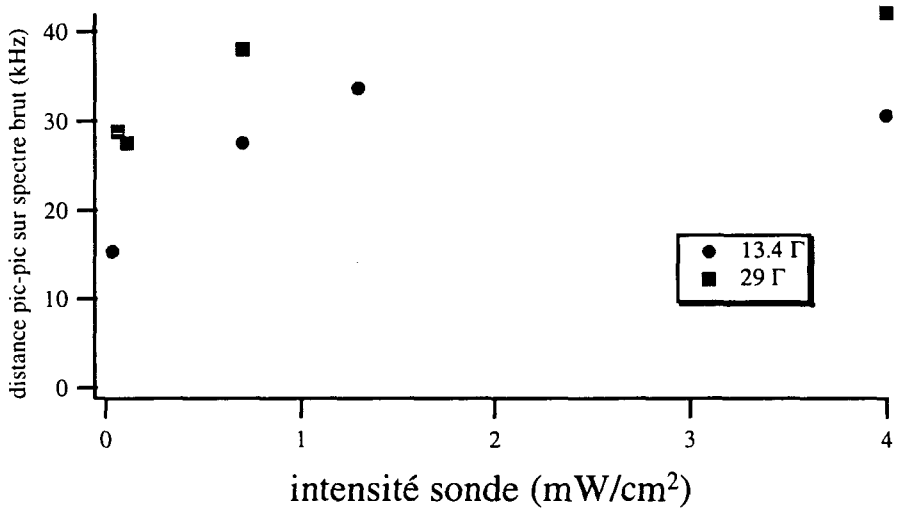


Figure 9 : *Distance entre maxima de spectres directs en fonction de l'intensité de la sonde pour deux désaccords à résonance. L'intensité vaut I vaut toujours* 30 *mW/cm*^{2}*. L'incertitude typique sur la distance pic-pic est de* 3 *kHz.*

Notons également que la formule (I-19) prévoit que le maximum du signal $|S(\delta_\Omega)|^2$ soit proportionnel à $|\Omega_{eff}|^2$ c'est-à-dire à I_s. Le signal de la Figure 8.b étant environ 50 fois plus important que celui de la Figure 8.a (mêmes unités arbitraires), ce comportement est proche des prédictions théoriques.

[5] Notons toutefois que la distance entre pics n'est pas nécessairement reliée simplement à la largeur du trou.

b) Désaccord à résonance

Le rôle du désaccord des faisceaux sonde et pompe dans la saturation de la transition vibrationnelle n'est pas évident a priori. Une diminution du désaccord Δ entraîne certes une augmentation du couplage entre les niveaux vibrationnels par l'intermédiaire de la fréquence de Rabi effective, mais il ne faut pas oublier que pour une transition vibrationnelle, le désaccord Δ joue aussi un rôle dans la largeur γ de la transition. On ne peut donc plus raisonner comme dans le cas d'une transition optique simple. Ainsi, comme le montre les Eq. (I-24) et (I-26), la largeur de la transition augmente-t-elle plus vite que le couplage entre niveaux, lorsque le désaccord diminue. Nous illustrons cette affirmation par la Figure 10. Nous voyons que le trou de saturation est bien plus important pour le spectre correspondant à un désaccord de $-29\ \Gamma$ (Figure 10.b) que pour celui correspondant à un désaccord de $-13.4\ \Gamma$ (Figure 10.a).

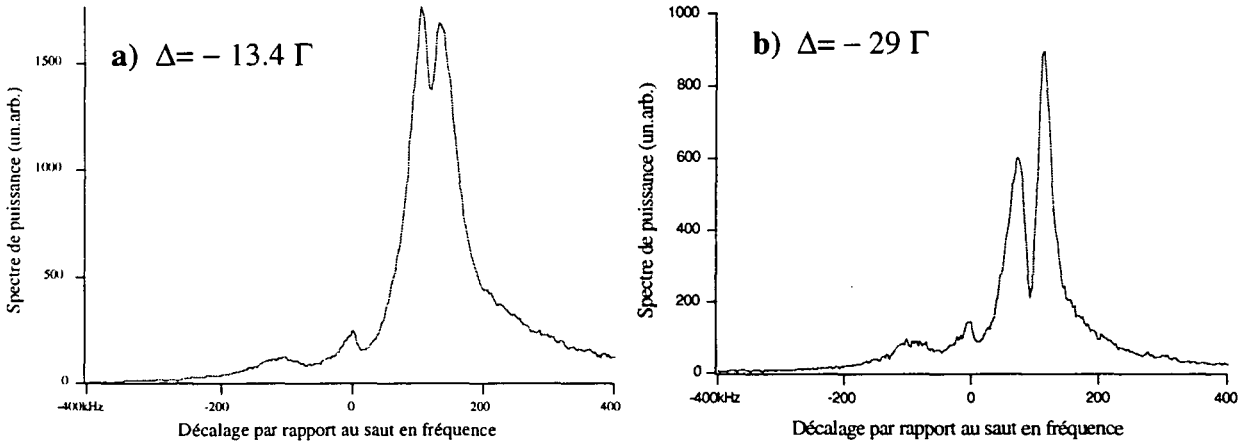


Figure 10 : *Influence du désaccord à la transition atomique optique sur la saturation des transitions vibrationnelles. Les spectres correspondent aux conditions expérimentales suivantes : $I = 30\ mW/cm^2$, $I_s = 0.7\ mW/cm^2$* **a)** $\Delta = -13.4\ \Gamma$ *($\Omega_{eff} = 37\ kHz$)* **b)** $\Delta = -29\ \Gamma$ *($\Omega_{eff} = 21\ kHz$). La saturation augmente avec le désaccord.*

Si le résultat semble satisfaisant au vu des ordres de grandeur relatifs de Ω_{eff} et de γ, il ne faut pas surestimer la valeur prédictive de notre modèle. En effet, on pourrait s'attendre à ce que le trou à $\Delta = -29\ \Gamma$ soit plus étroit que le trou à $\Delta = -13.4\ \Gamma$ puisque γ et Ω_{eff} croissent quand on se rapproche de résonance. En fait, il n'en est rien. Ces résultats montrent bien que l'exploitation de ces résultats expérimentaux nécessite un modèle quantitatif plus précis.

4. Une autre façon d'exploiter les spectres de transitoire

Il est possible de dépouiller les spectres d'une façon différente, qui accentue les effets de saturation ou plutôt les met différemment en valeur. Revenons à la situation simple où il n'y a qu'une seule fréquence de résonance et reportons-nous aux formules (I-18) et (I-19). Si l'on repère

sur les spectres de transitoire cohérent pour chaque valeur de δ (i.e. de Δ_R) la hauteur du signal obtenu pour $\delta_\Omega = \Omega_v$, on construit point par point cette fonction $f(\Delta_R)$ et l'on visualise une saturation de la transition *même en l'absence d'élargissement inhomogène*. Cette manipulation, faite sur beaucoup de nos spectres expérimentaux, conduit à ce que nous appelons un spectre dépouillé dont un exemple est présenté sur la Figure 11. Le trou de saturation est bien plus marqué sur ce spectre que sur celui des Figure 1 et Figure 4.

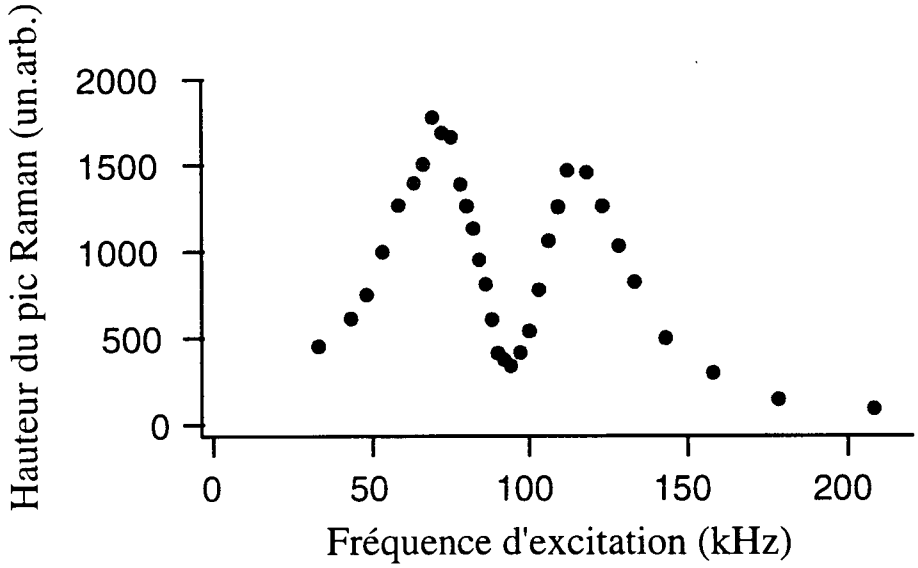


Figure 11 : *Spectre "dépouillé". On porte la hauteur de l'émission Raman à $\delta_\Omega = \Omega_v$, en fonction de la fréquence d'excitation δ. On reconstruit ainsi la fonction f. Le trou sur ce spectre est la manifestation d'une saturation de la résonance Raman. (Les conditions expérimentales sont : $\Delta = -29\ \Gamma$, $I_s = 0.7\ mW/cm^2$, $I = 30\ mW/cm^2$).*

Dans l'hypothèse où nous n'aurions qu'une seule fréquence de résonance, nous pourrions déduire de ce spectre dépouillé les valeurs de γ et de Ω_{eff}. En effet, considérons la fonction f (avec A constante expérimentale) :

$$f = A\frac{\Omega_{eff}^4\left(\Delta_R^2+\gamma^2\right)}{\left(\Delta_R^2+\gamma^2+\Omega_{eff}^2/2\right)^2} \qquad \text{(I-28)}$$

En notant $D_m = \sqrt{\left(\Omega_{eff}^2/2\right)-\gamma^2}$ la position d'un maximum, nous avons les égalités suivantes :

$$f_{\max} = f(D_m) = A\Omega_{eff}^2/2$$

$$f_0 = f(0) = A\frac{\Omega_{eff}^4\gamma^2}{\left(\gamma^2+\Omega_{eff}^2/2\right)^2}$$

En posant $\alpha = \frac{f_{max}}{f_0}$ on obtient la relation suivante :

$$\gamma^2 = \frac{D_m^2}{2}\left[\sqrt{\frac{\alpha}{\alpha - 1}} - 1\right] \qquad \text{(I-29)}$$

En utilisant cette formule et celle donnant D_m, nous trouvons pour le spectre de la Figure 11 une demi-largeur γ de : 5.3 kHz et une fréquence de Rabi effective Ω_{eff} = 31 kHz. Notons que l'ordre de grandeur de γ prédit dans le chapitre 1 (§ I.C.1) est $\Gamma' E_r / \hbar\Omega_v$. Dans le cas de la Figure 11, cette quantité vaut environ 3 kHz. La valeur trouvée pour γ semble donc raisonnable. Il en est de même pour Ω_{eff} qui est estimé à 21 kHz dans les conditions de l'expérience.

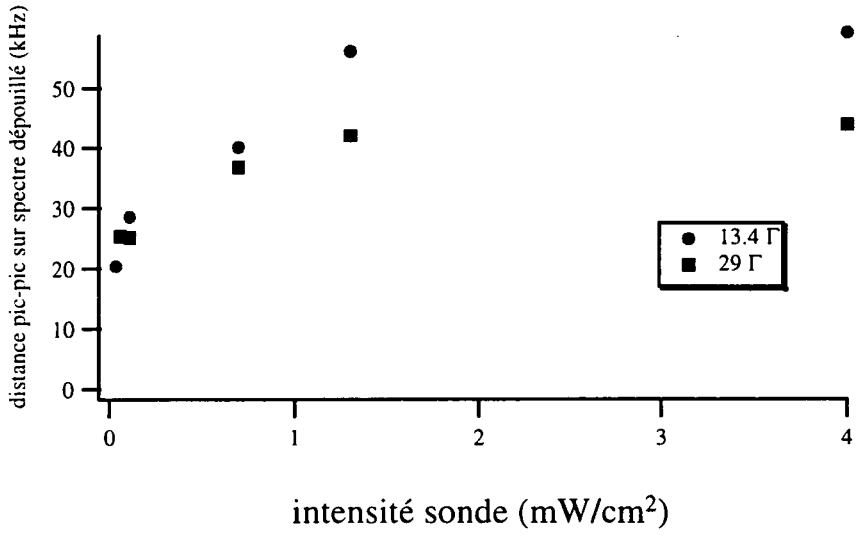


Figure 12 : *Distance entre les pics maximum de spectres "dépouillés" en fonction de l'intensité de la sonde et pour deux valeurs du désaccord. L'incertitude typique sur la distance pic-pic est de 5 kHz.*

Nous présentons sur la Figure 12, la variation de la distance pic-pic d'un spectre "dépouillé" en fonction de l'intensité sonde. La distance entre pics devant varier comme $2\sqrt{\left(\Omega_{eff}^2 / 2\right) - \gamma^2}$, nous voyons sur la Figure 12 que la distance augmente bien avec l'intensité de la sonde. Un ajustement en racine est acceptable pour les premiers points (I_s pas trop grand). De plus, nous remarquons qu'aux grandes valeurs de I_s, la distance pic-pic est plus grande pour $\Delta = -13.4\ \Gamma$ que pour $\Delta = -29\ \Gamma$, ce qui est conforme à nos prévisions. Dans la limite où Ω_{eff} est bien supérieur à γ, l'équation (I-26) prévoit un rapport 1.8 entre les distances à $\Delta = -13.4\ \Gamma$ et celles à $\Delta = -29\ \Gamma$. Nous trouvons pour le point à I_s = 4 mW/cm^2 un rapport de 1.4. L'accord est donc assez bon, compte tenu du fait qu'il y a plusieurs fréquences de vibration. Le comportement aux faibles valeurs de I_s est aussi raisonnable : en effet, γ étant plus grand à $\Delta = -13.4\ \Gamma$ qu'à $\Delta = -29\ \Gamma$, la distance pic-pic

s'annule pour une valeur de I_s plus petite à $\Delta = -29\ \Gamma$ qu'à $\Delta = -13.4\ \Gamma$(voir Eq. (I-27)). Il s'ensuit que les courbes correspondant à $\Delta = -13.4\ \Gamma$ et à $\Delta = -29\ \Gamma$ doivent se croiser ce qui est bien ce que l'on observe sur la Figure 12. Néanmoins, il convient de noter que les valeurs de γ déduites de la Figure 12 sont sensiblement plus petites que les valeurs attendues.

En conclusion, il semble que les modèles simples développés précédemment s'appliquent un peu mieux aux spectres dépouillés qu'aux spectres directs. La raison en est simple. Le spectre dépouillé rend compte du comportement des cohérences pour une structure locale de niveaux d'énergie (ceux pour lesquels la distance est très proche de Ω_v) alors que le spectre direct correspond à une structure globale bien plus difficile à décrire. Il suffit qu'il existe une saturation au sein de la structure locale, ce qui en soi est déjà une preuve de l'anharmonicité du potentiel, pour obtenir le comportement observé expérimentalement dans les Figure 11 et Figure 12.

5. Saturation en spectroscopie de transmission

En spectroscopie de transmission, le signal observé est l'intensité de la sonde transmise. Nous rappelons que dans ce cas, il faut calculer le dipôle à partir de l'expression (I-2) de la cohérence. En définissant la susceptibilité χ par : $\mathcal{P}(\omega_s) = \varepsilon_0 \chi(\omega_s) E_s(\omega_s)$, on obtient pour $\chi(\omega_s)$ l'expression suivante :

$$\chi(\omega_s) = -\frac{\mathcal{N}D^4}{4\varepsilon_0 \hbar^3 \Delta^2} |E|^2 \frac{\Delta_R + i\gamma}{{\Delta_R}^2 + \gamma^2 + \left|\Omega_{eff}\right|^2 / 2} \tag{I-30}$$

L'amplitude de la sonde obéit à l'équation (I-5). Cette équation de propagation s'écrit en utilisant la définition de χ :

$$\frac{dE_s}{dz} = \frac{i\omega_s}{2c} \chi E_s \tag{I-31}$$

En écrivant χ sous la forme $\chi'+i\chi''$, l'amplitude de la sonde E_s à la sortie du milieu d'épaisseur L est égale à :

$$E_s(L) = E_s(0)\, e^{\frac{i\omega_s}{2c}\chi' L}\, e^{-\frac{\omega_s}{2c}\chi'' L} \tag{I-32}$$

L'intensité de la sonde sera donc :

$$I_s(L) = I_s(0)\, e^{-\frac{\omega_s}{c}\chi''(\omega_s) L} \tag{I-33}$$

Dans la suite nous caractériserons la transmission de la sonde par χ'', étant entendu que l'intensité de la sonde et χ'' sont reliés par la relation (I-33). A partir de l'expression (I-30) de χ on déduit la partie imaginaire χ'' de la susceptibilité pour une transition Raman :

$$\chi''(\omega_s) = -\frac{\mathcal{N}D^4}{4\varepsilon_0\hbar^3\Delta^2}|E|^2\frac{\gamma}{\Delta_R{}^2+\gamma^2+|\Omega_{eff}|^2/2} \qquad \text{(I-34)}$$

Si on ignore les transferts de population et de cohérence, cette formule est applicable à une transition vibrationnelle donnée (i.e. pour une valeur de Ω_v donnée) et donne une contribution lorentzienne centrée en $\delta = -\Omega_v$. Or il faut considérer en pratique qu'on puisse avoir plusieurs fréquences de vibration Ω_{vi} accessibles. Si l'on considère que les transitions vibrationnelles de largeur γ_i sont indépendantes (ce qui est une hypothèse très simplificatrice) alors le signal total s'écrira :

$$\chi''(\omega_s) = -\frac{1}{4\varepsilon_0\hbar^3\Delta^2}|E|^2\sum_i\frac{\mathcal{N}_\epsilon D_i{}^4\gamma_i}{\Delta_{Ri}{}^2+\gamma_i{}^2+|\Omega_{eff,i}|^2/2} \qquad \text{(I-35)}$$

où $\Delta_{Ri} = -\delta-\Omega_{vi}$

Le signal sur χ'' sera donc la somme de lorentziennes centrées autour de valeurs $-\Omega_{vi}$ différentes. La saturation ne se manifeste par aucun trou sur le signal de transmission (voir Figure 13)[6].

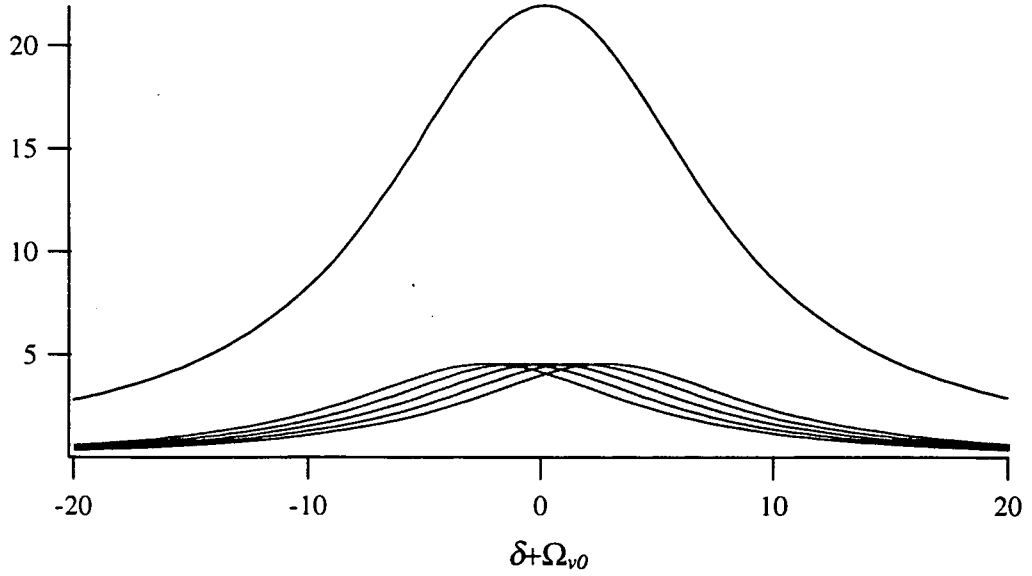


Figure 13 : *En spectroscopie de transmission, le signal résultant de la contribution des différentes fréquences de vibration est une somme de lorentziennes que nous supposons ici de même amplitude,*

[6] Nous avons tracé la Figure 13 en superposant des lorentziennes de même amplitude. Ceci ne correspond pas à la situation courante. En pratique la différence de population $\mathcal{N}_i$ varie avec la transition, les largeurs et les éléments de matrice du dipôle électrique aussi à cause de la dépendance en fonction des variables externes.

de même largeur et de même fréquence de Rabi. C'est donc une courbe de largeur supérieure à celle des lorentziennes individuelles.

La saturation s'exprime dans ce cas-là par un élargissement de la raie et une diminution de son amplitude. La Figure 14 montre des spectres de transmission normalisés (c'est-à-dire proportionnels à $-\chi''$) pour différentes intensités de la sonde. Nous voyons bien un signal présentant le comportement prévu : en particulier l'amplitude du signal Raman diminue lorsque l'intensité de la sonde est augmentée (l'amplitude de la sonde est d'autant plus grande que le signal est plus bas sur la figure).

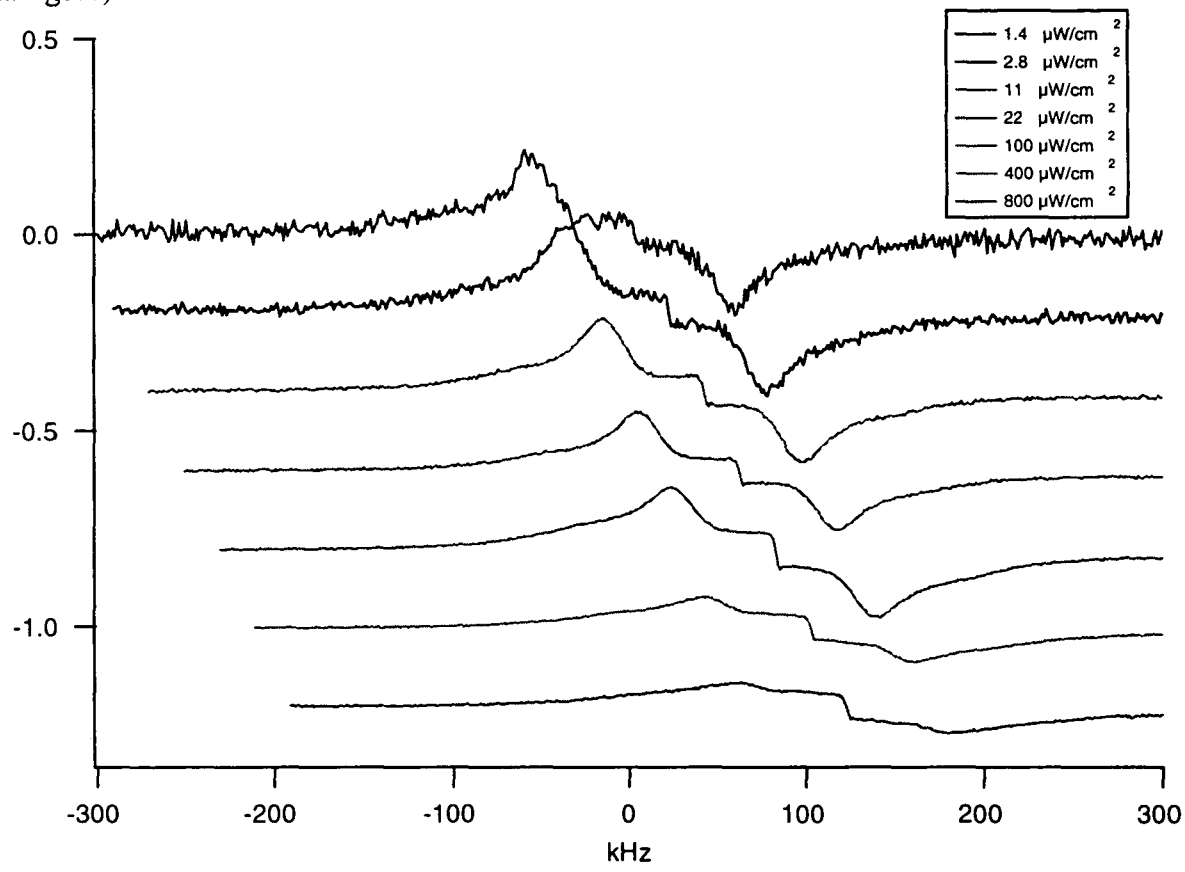


Figure 14 : *Spectres de transmission normalisés (proportionnels à χ'') pour différentes intensités de la sonde. L'amplitude du signal normalisé diminue lorsque l'intensité de la sonde est augmentée. (l'axe des abscisses est défini pour le spectre à I_s = 1.4 $\mu W/cm^2$. Les autres spectres sont décalés pour une meilleure lisibilité). On notera que la saturation se manifeste sur les résonances Raman mais pas sur la résonance Rayleigh.*

Nous montrons (Figure 15) l'évolution de l'amplitude du signal de transmission normalisé (i.e. $\ln(I_s/I_s(0)) \propto -\chi''$) pour différentes intensités de la sonde. Nous rappelons que, dans le cas d'une résonance unique, la formule (I-34) prédit que l'amplitude du signal doit varier en $1/(\gamma^2 + |\Omega_{eff}|^2/2)$ c'est-à-dire en $1/(B + |E_s|^2)$. Nous voyons sur la Figure 15 qu'un ajustement en $1/(B + |E_s|^2)$ est bien

adapté. Cet ajustement donne pour B la valeur 342 (pour E_s exprimé en $(\mu W/cm^2)^{1/2}$). A partir de la connaissance de cette valeur, de l'intensité des faisceaux ($I = 6$ mW/cm^2) et du désaccord à résonance ($\Delta = -9.6\,\Gamma$), nous déduisons en incluant le facteur Lamb-Dicke sur Ω_{eff} (voir § 3) la valeur suivante de γ: 15 kHz. Ce résultat se situe dans la même gamme que celui trouvé en utilisant le spectre dépouillé (voir § 4) et est proche de la valeur Γ' ($E_r/\hbar\Omega_v$) (= 8 kHz). On remarquera surtout sur la Figure 15 que la saturation se manifeste pour des intensités de sonde très faibles de l'ordre de 100 μW/cm^2.

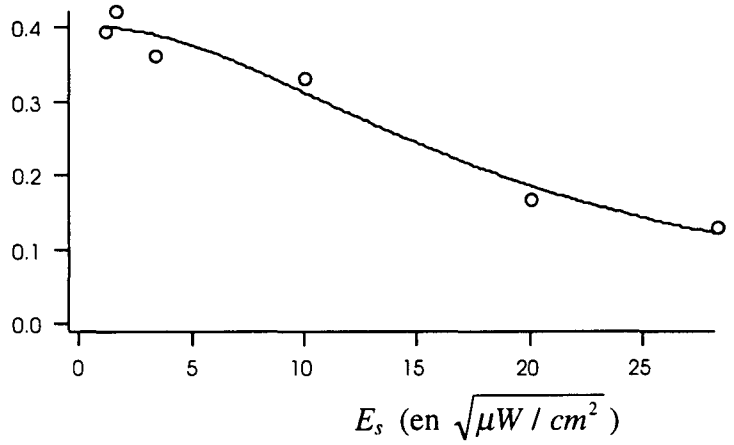


Figure 15 : *Amplitude du signal de transmission normalisé (proportionnel à χ'') en fonction du champ sonde E_s.*

Ainsi il n'est pas question sur un spectre de transmission isolé de visualiser la saturation. Celle-ci ne se manifeste qu'en multipliant les enregistrements pour diverses valeurs de I_s. Si nous avions χ' et χ'' ou plus exactement le module carré de la susceptibilité, alors le signal ferait intervenir des termes en $\dfrac{\Delta_R^2 + \gamma^2}{\Delta_R^2 + \gamma^2 + |\Omega_{eff}|^2 / 2}$ qui présentent un trou autour de $\Delta_R = 0$ (i.e. $\delta = -\Omega_v$) lorsque $|\Omega_{eff}|^2 / 2 > \gamma^2$.

Une mesure quantitative de γ par spectroscopie de transmission est donc encore plus délicate qu'avec les transitoires. Il faudrait connaître la répartition de population dans les niveaux vibrationnels (on peut supposer dans une première approche que la répartition est thermique) et prendre en compte dans notre calcul un nombre important de fréquences de vibration. Même si nous menions cette tâche à bien, nous n'aurions qu'une confiance limitée dans le résultat obtenu parce que le modèle théorique, négligeant le transfert de cohérence est très approximatif.

Remarque sur le lien entre spectroscopie de transmission et transitoire cohérent

Nous avons montré au chapitre 3 qu'il était possible de passer de façon numérique d'un spectre de transmission à un spectre de transitoire et vice-versa. Il semble tentant d'itérer cette démarche ici. En fait, on se heurte à la difficulté que la démonstration de la relation (I-8) permettant ce passage utilise la relation de Kramers-Krönig qui n'est rigoureusement démontrée que dans une situation de réponse linéaire. Dès que les susceptibilités deviennent non linéaires (ce qui est le cas dans un processus de saturation, voir la formule (I-34) où χ'' dépend de E_s par l'intermédiaire de Ω_{eff}), les relations de Kramers-Krönig ne peuvent plus être utilisées. La relation (I-8) entre le signal de transitoire $S(\Omega)$ et la susceptibilité $\chi(\Omega)$ n'est plus justifiée dans ce cas.

C. Un modèle semi-classique de la dynamique dans un potentiel anharmonique

1. Introduction

Nous avons précédemment indiqué comment les spectres d'émission du champ rayonné en régime transitoire pouvaient s'interpréter comme une saturation des cohérences entre niveaux vibrationnels et nous avons proposé une analyse de cette observation en termes de systèmes à deux niveaux indépendants. Même s'il est exclu d'interpréter les résultats expérimentaux à l'aide d'un modèle d'oscillateur harmonique, puisque aussi bien en théorie quantique que classique la saturation d'un oscillateur harmonique n'est pas possible, il est certainement trop hardi de négliger tout couplage entre ces systèmes à deux niveaux. Ce couplage, dû au transfert de cohérence [3] (et de population), se manifeste notamment par des largeurs de raie Raman expérimentales inférieures à ce que donne l'application brutale de l'équation (I-37) du chapitre 1 (où l'on remplacerait n par $\overline{n}$). Il apparaît donc que d'une part l'anharmonicité du potentiel est indispensable pour interpréter les observations de la Figure 4 mais que d'autre part cette anharmonicité est trop petite (voir chapitre 1, § I.B.3) pour qu'un modèle théorique où tout transfert de cohérence et de population est négligé soit réaliste. De surcroît, l'approche des §§ A et B peut implicitement laisser croire au lecteur qu'un traitement quantique du mouvement des variables externes est absolument indispensable pour comprendre ces observations. Pour anticiper sur les questions associées à notre démarche, nous présentons dans les paragraphes suivants quelques résultats que l'on peut obtenir en traitant classiquement le mouvement de l'atome dans un potentiel anharmonique.

2. Potentiel anharmonique. Variation de la fréquence avec l'amplitude

Une des propriétés les plus remarquable de l'oscillateur harmonique est le fait que la fréquence d'oscillation est indépendante de l'amplitude du mouvement. Ce résultat ne se conserve pas si l'on rajoute des contributions anharmoniques faibles au potentiel. Considérons le potentiel :

$$V(z)=\frac{1}{2}M\Omega_v^2 z^2+\frac{\beta}{4}M\Omega_v^2 z^4 \qquad \text{(I-36)}$$

où le terme anharmonique est supposé petit devant le potentiel harmonique. Notons d'abord que dans le cas d'une transition 1/2 → 3/2 et pour une configuration unidimensionnelle lin ⊥ lin, β est donné par l'équation (I-19) du chapitre 1 :

$$M\Omega_v^2\frac{\beta}{4}=-\frac{1}{3}U_0 k^4 \qquad \text{(I-37)}$$

soit, en utilisant l'équation (I-17) du chapitre 1 :

$$\beta=-\frac{2}{3}k^2 \qquad \text{(I-38)}$$

Le déplacement de la fréquence d'oscillation en fonction de l'amplitude a de l'oscillation est calculée dans de nombreux ouvrages (voir par exemple [4]). On trouve à l'ordre le plus bas :

$$\Omega=\Omega_v\left(1+\frac{3}{8}\beta a^2\right) \qquad \text{(I-39)}$$

soit, pour la configuration 1D lin ⊥ lin :

$$\Omega=\Omega_v-\frac{\Omega_v}{4}(ka)^2 \qquad \text{(I-40)}$$

Un tel développement suppose évidemment que le mouvement reste dans la limite Lamb-Dicke ($a \ll \lambda$). Par exemple pour $a \cong \lambda/10$, on trouve que le déplacement de fréquence est de l'ordre de $\Omega_v/10$.

3. Excitation forcée d'un oscillateur anharmonique

Supposons que l'oscillateur évoluant dans le potentiel $V(z)$ soit, de plus, soumis à une force $Mf\cos\delta t$ ainsi qu'à un frottement visqueux décrit par un coefficient d'amortissement γ. L'équation du mouvement est :

$$\frac{d^2z}{dt^2}+\Omega_v^2 z+\alpha k^2\Omega_v^2 z^3+\gamma\frac{dz}{dt}=f\cos\delta t \qquad \text{(I-41)}$$

où le nombre sans dimension α est relié au coefficient d'anharmonicité β par $\alpha=\beta/k^2$.

Dans le cas du réseau lumineux, f est associé au gradient du potentiel [7] crée par l'interférence entre le réseau et l'onde sonde. Son expression est donc :

$$f\approx\frac{1}{M}\Delta k_z\hbar\Omega_{effcl.} \qquad \text{(I-42)}$$

où la fréquence de Rabi que nous appelons "classique" s'écrit : $\Omega_{effcl.}=\dfrac{\Omega\Omega_s}{2\Delta}$. Δk_z est la projection de $\vec{\mathbf{k}}_s-\vec{\mathbf{k}}$ sur z ($\vec{\mathbf{k}}$ étant l'onde du réseau de même polarisation que la sonde).
Cette fréquence de Rabi effective $\Omega_{effcl.}$ est reliée à celle Ω_{effq} introduite dans le § B.3 par :

$$\Omega_{effq}=\Omega_{effcl.}\Delta k_z\sqrt{\frac{\hbar}{2M\Omega_v}}=\frac{\Omega\Omega_s}{2\Delta}\Delta k_z\sqrt{\frac{\hbar}{2M\Omega_v}} \qquad \text{(I-43)}$$

Nous cherchons une solution de l'équation (I-41) de la forme :

$$z=\frac{a}{2}e^{-i(\delta t+\varphi)}+c.c. \qquad \text{(I-44)}$$

Il vient :

$$\left[\Omega_v^2+\frac{3\alpha}{4}\Omega_v^2k^2a^2-\delta^2-i\gamma\delta\right]\frac{a}{2}=\frac{f}{2} \qquad \text{(I-45)}$$

d'où l'équation suivante pour l'amplitude du régime forcé :

$$\left[\left(\Omega_v^2+\frac{3\alpha}{4}\Omega_v^2k^2a^2-\delta^2\right)^2+\gamma^2\delta^2\right]a^2=f^2 \qquad \text{(I-46)}$$

[7] La sonde modifie aussi la pression de radiation. Les effets associés existent [12], mais sont négligeables pour $\Delta >> \Gamma$ (ce qui correspond à la situation expérimentale).

En supposant $|\Omega_v + \delta| << \Omega_v$, nous pouvons réécrire cette équation sous la forme :

$$\left[\frac{\left(\Omega_v + \frac{3\alpha}{8}\Omega_v k^2 a^2 + \delta\right)^2}{\frac{\gamma^2}{4}} + 1\right] a^2 = \frac{f^2}{\gamma^2 \Omega_v^2} \qquad \text{(I-47)}$$

Nous obtenons ainsi une équation du troisième degré pour l'amplitude du mouvement forcé (ou plutôt pour son carré a^2). Tant que f est petit, les effets de l'anharmonicité restent faibles et il n'y a qu'une solution. En revanche pour f grand, il existe une plage de valeurs de δ pour laquelle l'équation (I-47) a trois racines (voir Figure 16). En fait une des solutions a_i est instable et l'amplitude du mouvement peut prendre deux valeurs a_1 et a_2 : il y a *bistabilité*.

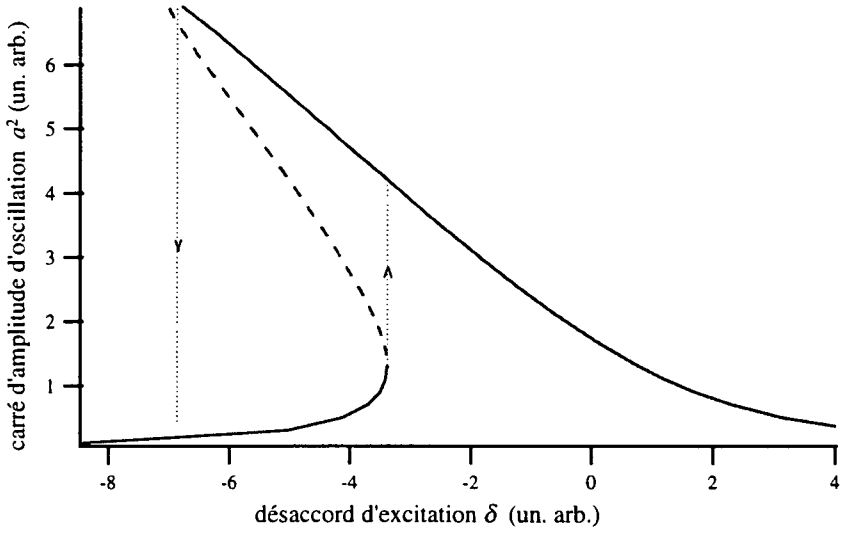


Figure 16 : *Carré de l'amplitude du mouvement a^2, solution de l'équation de la dynamique, en fonction de la fréquence d'excitation δ. Pour une certaine plage de valeurs de δ, il existe trois solutions pour a^2 dont une est instable (courbe en pointillés).*

En étudiant l'équation (I-47) on montre que la bistabilité apparaît lorsque

$$\frac{3|\alpha|}{4}\frac{f^2}{\gamma^3}\frac{k^2}{\Omega_v} > \frac{8}{3\sqrt{3}} \qquad \text{(I-48)}$$

Pour exprimer de façon plus physique cette inégalité, remplaçons f par son expression (I-42). Il vient :

$$\left(\frac{1}{M}\Delta k_z \hbar \Omega_{effcl.}\right)^2 \frac{3|\alpha|}{4}\frac{1}{\gamma^3}\frac{k^2}{\Omega_v} > \frac{8}{3\sqrt{3}} \qquad \text{(I-49)}$$

En utilisant le lien (I-43) existant entre $\Omega_{effcl.}$ et Ω_{effq} cette inégalité devient:

$$\left(\frac{1}{M}\hbar\Omega_{effq}\right)^2 \frac{2M\Omega_v}{\hbar}\frac{3|\alpha|}{4}\frac{1}{\gamma^3}\frac{k^2}{\Omega_v} > \frac{8}{3\sqrt{3}} \qquad \text{(I-50)}$$

L'inégalité (I-49) s'écrit donc finalement :

$$\frac{\Omega_{effq}}{\gamma} > \sqrt{\frac{8}{9\sqrt{3}|\alpha|}\frac{\hbar\gamma}{E_r}} \qquad \text{(I-51)}$$

Cette condition est proche de la condition d'apparition de la saturation du modèle quantique simplifié ($\Omega_{eff} / \gamma > \sqrt{2}$, voir § B.2.a) puisque dans les conditions de l'expérience $\sqrt{\hbar\gamma/E_r} \approx 2$. La bistabilité apparaît donc pour des valeurs semblables de Ω_{eff} mais la condition dépend maintenant également de la valeur de γ/E_r ce qui est satisfaisant physiquement. En effet, on trouve que lorsque E_r tend vers 0, c'est-à-dire lorsque l'anharmonicité devient de plus en plus faible (voir Eq. (I-38)), la condition de bistabilité devient de plus en plus difficile à remplir. Ce comportement est conforme aux prédictions qui interdisent toute bistabilité ou saturation dans un puits harmonique.

Il est possible également de trouver l'élongation maximum a_{max} du mouvement à partir de l'équation (I-47). On trouve :

$$a_{max} = \frac{f}{\gamma\,\Omega_v} \qquad \text{(I-52)}$$

qui, en utilisant les relations (I-42) et (I-43) donne :

$$ka_{max} = \frac{2\Omega_{effq}}{\gamma}\sqrt{\frac{E_r}{\hbar\Omega_v}} \qquad \text{(I-53)}$$

La condition de validité du modèle $ka_{max} < 1$ place une borne supérieure sur la fréquence de Rabi effective :

$$\frac{\Omega_{effq}}{\gamma} < \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\hbar\Omega_v}{E_r}} \qquad \text{(I-54)}$$

Il existe donc une plage de valeurs de Ω_{effq}/γ définie par les équations (I-51) et (I-54) pour laquelle il y a simultanément bistabilité et cohérence du modèle. Compte tenu des valeurs expérimentales typiques, ce domaine correspond à :

$$1.4 < \frac{\Omega_{effq}}{\gamma} < 3.8 \qquad \text{(I-55)}$$

Quand Ω_{effq}/γ dépasse la valeur (I-54), il n'est plus possible de ne conserver que le premier terme anharmonique dans le développement (I-36). De plus, la sonde dans ces conditions, provoque une forte délocalisation des atomes comme cela a été observé expérimentalement par l'équipe de T.W. HÄNSCH à Munich [5].

Remarque :

Les mesures expérimentales sont faites dans un réseau tridimensionnel. Si l'on veut comparer les résultats du modèle semi-classique aux résultats expérimentaux, il faut en toute rigueur prendre une expression de β c'est-à-dire de α différente. Comme dans la situation tridimensionnelle on a aussi une configuration lin ⊥ lin dans la direction z, les formules précédentes restent valables à un coefficient d'angle près. En effet le vecteur d'onde intervenant sur l'axe z, est maintenant la projection des faisceaux sur cet axe et non plus k. Il suffit donc de remplacer partout α par $\alpha\cos^2\theta$. Dans l'expérience θ vaut environ 55 ° de sorte que $\cos^2\theta = 1/3$; il faut donc remplacer partout α par 2/9 et non plus 2/3.

De même, la condition limite de validité de l'approximation anharmonique est changée de $ka_{max} < 1$ à $ka_{max}\cos\theta < 1$ ce qui change les valeurs de l'encadrement de la formule (I-55) en 2.5 et 6.6.

4. Rayonnement de l'oscillateur anharmonique libre

Plaçons-nous dans la situation où il y a bistabilité dans la phase d'excitation. Selon la valeur initiale de l'amplitude, les amplitudes dans le régime forcé vont se grouper autour de a_1 ou de a_2 et s'éloigner de a_i (la dispersion des amplitudes initiales est due à l'agitation "thermique" des atomes dans un puits de potentiel). On s'attend donc après coupure du champ sonde à voir les atomes osciller au voisinage des fréquences $\Omega_1 = \Omega_v\left(1+\frac{3}{8}\beta a_1^2\right)$ et $\Omega_2 = \Omega_v\left(1+\frac{3}{8}\beta a_2^2\right)$ (voir Eq. (I-39)) alors qu'un trou dû à la diminution du nombre d'atomes doit apparaître dans le spectre émis au voisinage de $\Omega_i = \Omega_v\left(1+\frac{3}{8}\beta a_i^2\right)$. Ceci serait une explication plausible pour la forme des spectres

de la Figure 4. Pour être plus précis, revenons à l'équation (I-47) et introduisons

$$\Delta_R = -(\delta + \Omega_v) \tag{I-56}$$

et

$$\Delta_\Omega = \frac{3}{8}\beta a^2 \Omega_v = \frac{3}{8}\alpha (ka)^2 \Omega_v \tag{I-57}$$

Δ_Ω représente l'écart à Ω_v de la fréquence rayonnée. Il vient :

$$\left[\frac{(\Delta_R - \Delta_\Omega)^2}{\frac{\gamma^2}{4}} + 1\right]\frac{\Delta_\Omega}{\frac{\gamma}{2}} = F \tag{I-58}$$

avec $F = \frac{3\alpha}{4}\frac{f^2}{\gamma^3}\frac{k^2}{\Omega_v}$. Rappelons que la bistabilité apparaît pour $|F| \geq 8/3\sqrt{3}$ et que $F \approx \frac{\Omega_{effq}^2 E_r}{\hbar \gamma^3}$.

En introduisant les unités réduites $\tilde{\Delta}_R = \frac{\Delta_R}{(\gamma/2)}$ et $\tilde{\Delta}_\Omega = \frac{\Delta_\Omega}{(\gamma/2)}$, nous obtenons :

$$\left[\left(\tilde{\Delta}_R - \tilde{\Delta}_\Omega\right)^2 + 1\right]\tilde{\Delta}_\Omega = F \tag{I-59}$$

L'examen de cette équation montre que $\tilde{\Delta}_\Omega$ est compris entre F et 0 (F a le signe de l'anharmonicité α et est donc négatif). Cela signifie que la largeur du trou dans le spectre est de l'ordre d'une fraction de $F\,\gamma/2$, c'est-à-dire voisin de $\left(\Omega_{effq}^2/\gamma^2\right)E_r/\hbar$. Ceci correspond bien à la gamme des valeurs présentée dans la Figure 9. Notons de plus que Ω_{effq}/γ étant une fonction croissante de Δ, (voir Eq. (I-27)), le trou doit être plus large pour $\Delta = -29\ \Gamma$ que pour $\Delta = -13.4\ \Gamma$. Cet aspect de la Figure 9 qui ne trouvait pas d'explication satisfaisante dans le cadre du modèle quantique simplifié est donc compréhensible dans le modèle semi-classique. Nous avons tracé sur la Figure 17 les solutions de l'équation (I-59) pour $F = -7$. Les solutions stables correspondant aux pics d'émission sont représentées en traits pleins, la solution instable en pointillés.

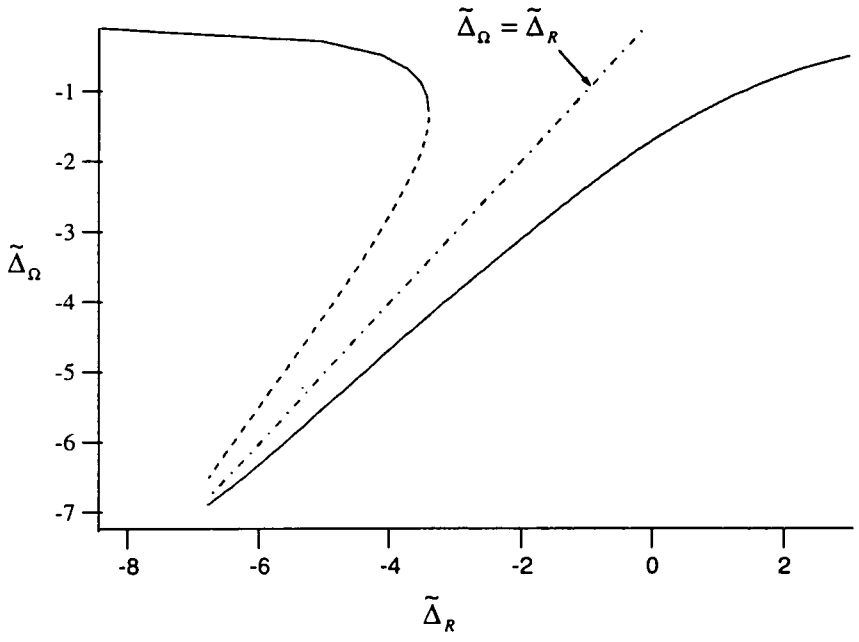


Figure 17 : *Position des fréquences d'émission $\tilde{\Delta}_\Omega$ en fonction de la fréquence d'excitation $\tilde{\Delta}_R$ pour une valeur de F = –7. Pour $\tilde{\Delta}_R$ compris entre -7 et -3.5, il y a deux pics d'émission sur le spectre direct.*

Indiquons aussi qu'un spectre dépouillé correspondant à une mesure de l'intensité d'émission à fréquence donnée en fonction du désaccord à l'excitation δ doit être lu de la façon suivante sur le schéma de la Figure 17. On trace une droite horizontale en $\tilde{\Delta}_0$ correspondant à la fréquence d'observation (Figure 18). Quand $\tilde{\Delta}_R$ c'est-à-dire δ, varie, on traverse deux solutions ($\tilde{\Delta}_1$ et $\tilde{\Delta}_2$) qui correspondent aux deux pics d'émission de la Figure 11.

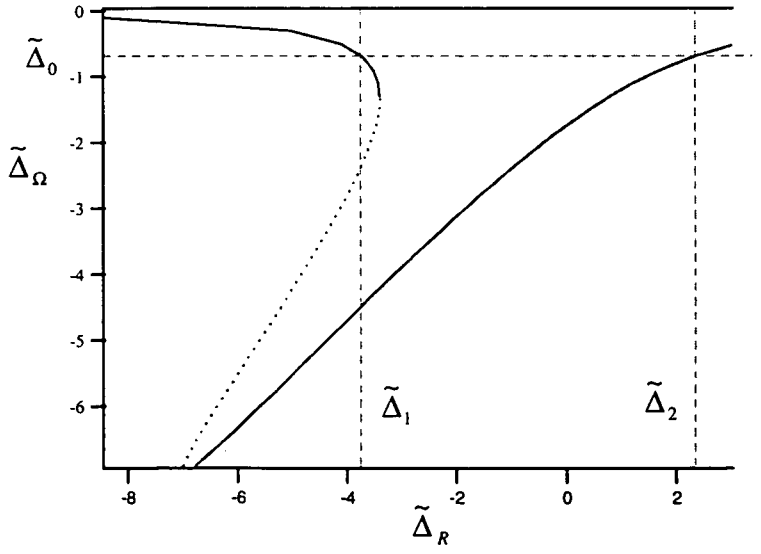


Figure 18 : *Fréquence d'observation $\tilde{\Delta}_\Omega$ en fonction de la fréquence d'excitation $\tilde{\Delta}_R$. Sur un spectre dépouillé, on observe l'amplitude du signal pour une valeur fixe $\tilde{\Delta}_0$ de la fréquence*

d'observation $\tilde{\Delta}_\Omega$ *en fonction de* $\tilde{\Delta}_R$. *Pour deux valeurs* $\tilde{\Delta}_1$ *et* $\tilde{\Delta}_2$ *de* $\tilde{\Delta}_R$, *la fréquence d'observation* $\tilde{\Delta}_0$ *coïncide avec le centre de la raie d'émission et le signal est donc maximum.*

5. Comparaison avec l'expérience

Nous avons reporté sur la Figure 19 la position des pics d'émission (carrés) et du trou (cercles) tels qu'ils apparaissent sur une série de spectres directs comme ceux de la Figure 4 quand nous faisons varier δ. Même si cette figure n'est pas superposable à la Figure 17, elle en est proche et possède la forme d'une courbe de bistabilité.

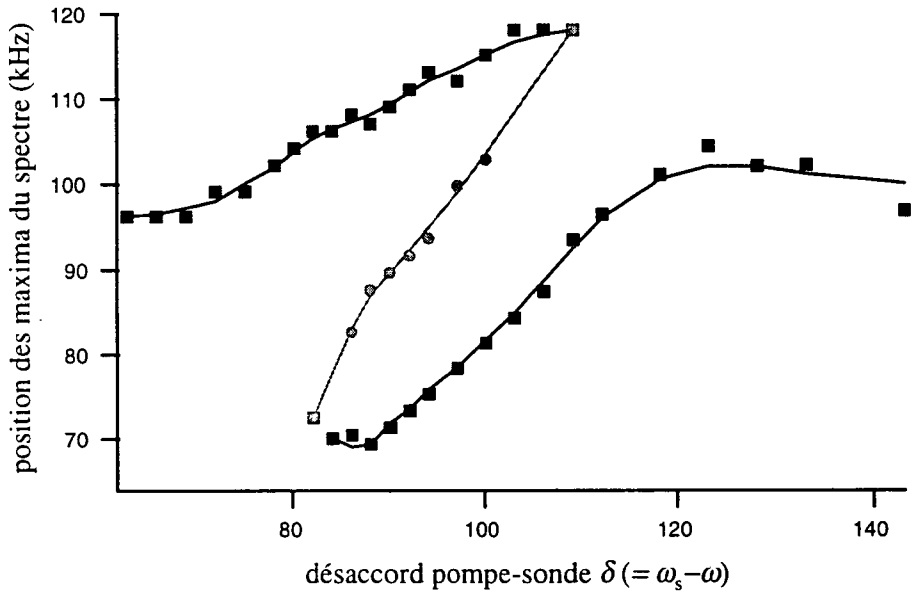


Figure 19 : *Position des fréquences correspondant aux maxima (carrés) des spectres directs de transitoire cohérent saturés, comme fonction du désaccord d'excitation* $\delta (=\omega_s - \omega)$. *La position du trou est donnée par les cercles. Les conditions expérimentales sont :* $I = 30\ mW/cm^2$, $\Delta = -29\ \Gamma$, $I_s = 0.7\ mW/cm^2$.

La différence entre les courbes expérimentales (Figure 19) et théoriques (Figure 17) est en particulier due à la rusticité du modèle théorique. Outre le fait que nous nous sommes limités au premier terme anharmonique, nous n'avons jamais décrit proprement les effets de "chauffage" dans le potentiel du réseau. Ceux-ci entraînent d'abord une dispersion des amplitudes du mouvement, en dehors de toute application de sonde résonnante, qui fait que la fréquence d'émission libre, que l'on doit retrouver pour $\left|\tilde{\Delta}_R\right| >> 1$, n'est pas Ω_v mais $\Omega_v\left(1+\frac{3}{8}\beta\overline{a_{eq}^2}\right)$ où $\overline{a_{eq}^2}$ correspond à la dispersion des amplitudes. Ainsi, alors que le déplacement de fréquence ne peut qu'être négatif dans un modèle

théorique à température nulle comme celui utilisé pour établir la Figure 17, il peut être positif (comme le montre la Figure 19) pour une des branches de la courbe de bistabilité lorsque la solution stable la plus petite a_1, et a fortiori la solution instable a_i sont plus petites que $\sqrt{\overline{a_{eq}^2}}$.

Il va de soi également que cet effet de chauffage se produit aussi pendant la phase d'excitation forcée et il faudrait ajouter à l'équation dynamique (I-41) un terme de type diffusion, comme dans les équations de Langevin [3], pour rendre compte de cet effet. Il est probable aussi que la description de l'amortissement au moyen d'un coefficient de frottement visqueux γ unique et indépendant de la position est une approximation brutale [6].

On peut également ajouter que les termes non-linéaires du potentiel ne se limitent pas qu'aux termes ne faisant intervenir qu'une variable d'espace. Certains termes couplent le mouvement selon z au mouvement selon x et y. À cause de ces couplages, la dynamique est en principe fondamentalement tridimensionnelle.

Enfin, nous avons ignoré le fait que la dynamique pouvait engendrer des solutions chaotiques. Pour être plus précis, si dans l'équation (I-41), nous n'avions pas fait un développement en puissance de kz des forces appliquées en nous limitant aux termes essentiels, nous aurions abouti à l'équation de la boussole dans un champ magnétique tournant qui est bien connue pour être un exemple simple de mouvement potentiellement chaotique [7].

Néanmoins, et en dépit de toutes les imperfections du modèle théorique, cette description en terme de bistabilité dans le mouvement atomique est probablement plus réaliste que le modèle quantique naïf où l'on considère l'oscillateur anharmonique comme un ensemble de systèmes à deux niveaux indépendants. Ainsi, nous avons déjà mentionné que la hiérarchie des distances pic-pic de la Figure 9 nécessiterait, pour être comprise, des améliorations au modèle quantique naïf alors qu'elle est expliquée dans le modèle semi-classique. Ce modèle a d'ailleurs d'autres prédictions en accord avec les observations expérimentales. Ainsi, pour une valeur donnée de δ (ou Δ_R), on peut déterminer les fréquences d'excitation en fonction de F, qui est proportionnel à l'intensité de la sonde. Il apparaît ici encore un comportement de type bistabilité : la distance entre les deux solutions stables, qui est donc la distance pic-pic, est portée sur la Figure 20 en fonction de F. L'allure de cette courbe avec sa partie ascendante et sa partie décroissante est très voisine de ce qui est observé expérimentalement (voir Figure 9). Ce qui ne trouvait pas d'explication simple dans le modèle quantique est décrit qualitativement par le modèle semi-classique. Il nous paraît donc plus raisonnable dans le futur d'améliorer le traitement semi-classique plutôt que de vouloir rajouter les transferts de cohérence et de population dans le modèle quantique.

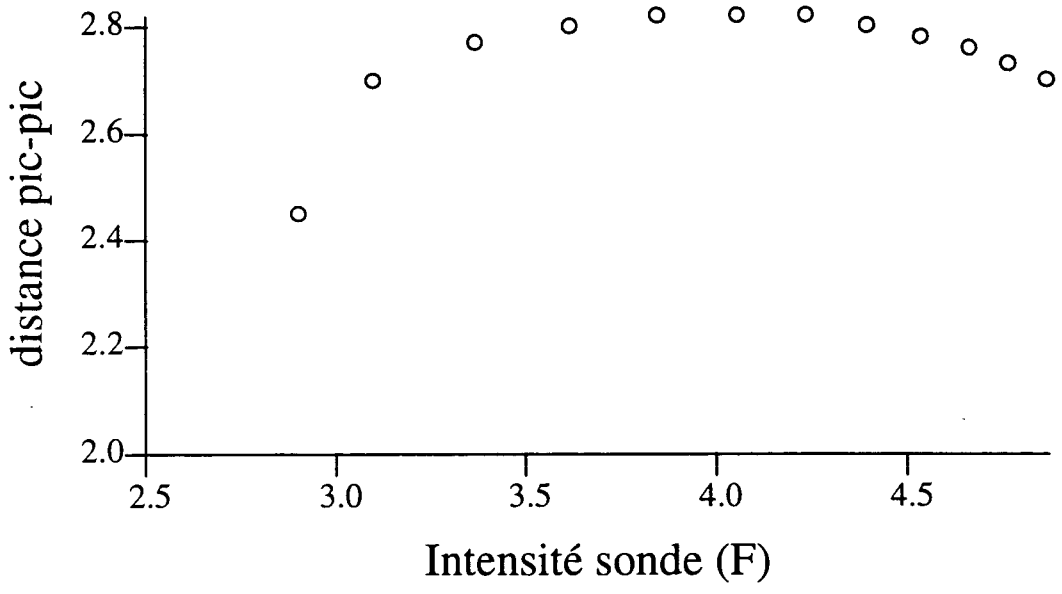


Figure 20 : *Variation de la distance entre deux pics du spectre direct en fonction de l'intensité sonde dans le modèle semi-classique. Cette courbe correspond à* $\tilde{\Delta}_R = -3$. *Elle présente une allure voisine des courbes expérimentales de la Figure 9.*

D. Conclusion

Nous avons montré qu'un atome placé dans un réseau optique et interagissant avec une sonde intense quasi-résonnante pour une excitation vibrationnelle présentait un spectre de rayonnement exhibant deux pics séparés par un trou. Nous avons présenté deux modèles théoriques, un quantique et l'autre semi-classique pour expliquer cette émission. Même si ces deux modèles sont quantitativement perfectibles, ils montrent de façon non ambiguë que l'origine de cette forme particulière pour le spectre d'émission est dû à l'anharmonicité du potentiel.

II. LA RÉSONANCE RAYLEIGH COMME SONDE DU TRANSPORT DANS LES RÉSEAUX OPTIQUES ?

Les premières expériences de spectroscopie des réseaux optiques se sont concentrées sur les résonances Raman qui apparaissaient comme une conséquence de la quantification du mouvement atomique dans les puits de potentiel. Cependant au centre des spectres enregistrés pour des réseaux unidimensionnels (lin $\perp$ lin) [1] on voyait, selon la polarisation de la sonde, soit une falaise très raide dont l'interprétation a été donnée dans [22], difficilement exploitable en termes quantitatifs, soit une résonance induite par le recul [8] provenant du mouvement libre des atomes dans les directions non refroidies. Le passage aux réseaux à trois dimensions permit d'éliminer la résonance induite par le recul et de faire apparaître des raies mieux contrastées mais tout aussi difficiles à exploiter. Ces résonances correspondent à la diffusion Rayleigh stimulée [9], ainsi appelée car elle occupe le centre du spectre pompe-sonde (autour d'un désaccord en fréquence nul). Cette résonance correspondant à une diffusion non linéaire quasi-élastique de la lumière est liée à la création dans le milieu d'une modulation d'observables induite par l'interférence entre le faisceau sonde appliqué et les faisceaux du réseau. Bien qu'étudiée à une dimension théoriquement par Jean-Yves COURTOIS [10], et expérimentalement par C. JURCZAK [8] par spectroscopie de corrélation de photons, cette résonance souffre d'un manque d'étude expérimentale quantitative et ceci bien que la (jeune) tradition lui attribue la vertu de donner des informations importantes sur les phénomènes de transport dans les réseaux optiques. C'est le but de cette partie de donner un éclairage quantitatif au lien existant entre résonance Rayleigh et diffusion spatiale. Nous nous proposons d'abord de présenter des spectres Rayleigh obtenus par la méthode des transitoires cohérents. Ces résultats expérimentaux seront ensuite comparés à ceux d'une simulation bidimensionnelle semi-classique. Nous montrerons que même si la résonance Rayleigh est utile pour comprendre le transport dans le réseau optique, l'interprétation n'est pas toujours immédiate : ainsi la relation entre largeur de raie et coefficient de diffusion n'est pas celle qui apparaît naturellement dans le formalisme.

[8] L'expérience a été effectuée à 3 dimensions mais les résultats ont été interprété dans un modèle unidimensionnel.

A. Diffusion Rayleigh stimulée dans les réseaux optiques

1. Diffusion Rayleigh stimulée

a) Introduction

Dans un réseau optique, les atomes sont piégés dans un ensemble périodique de puits de potentiel provenant du potentiel lumineux modulé. Lorsqu'un faible faisceau sonde, de fréquence ω_s proche de celle ω des faisceaux du réseau, est ajouté à cette structure préexistante, il induit une modulation supplémentaire de l'intensité ou de la polarisation de la lumière (ou des deux). En général la périodicité de cette modulation supplémentaire est différente de celle préexistante. Cette modulation d'intensité ou de polarisation se répercute sur le potentiel lumineux et le pompage optique et modifie par conséquent les propriétés du milieu atomique. Lorsque la fréquence ω_s est différente de ω (i.e. $\delta = \omega_s - \omega \neq 0$), la modulation supplémentaire se déplace à une vitesse proportionnelle au désaccord δ. Les atomes doivent donc en permanence se réadapter à un champ électromagnétique différent. Cette réadaptation se fait en général avec un certain retard directement lié au temps de réponse du système à l'excitation. Celui-ci est lié aux mécanismes de relaxation propres du milieu. Comme nous le montrons ci-dessous, le spectre obtenu en observant la transmission d'une sonde traversant le milieu et dont la fréquence est balayée dans le temps a généralement une allure dispersive comme le montre la Figure 21.

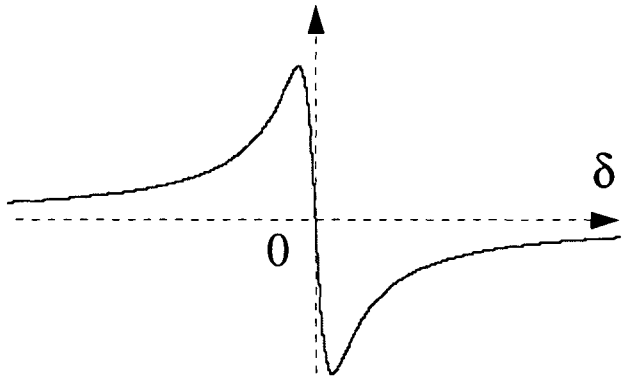


Figure 21 : *Allure d'un spectre de transmission de sonde dans un milieu atomique. La largeur de la résonance donne l'inverse du temps de relaxation de l'observable modulée par l'interférence pompe-sonde.*

La largeur de cette dispersion donne alors l'inverse du temps de relaxation de l'observable modulée. Cette observable peut être la densité atomique, l'orientation ou l'alignement des particules. Nous évoquons dans les § 2 et 3 les mécanismes de relaxation possibles pour chacune des observables citées.

b) Aperçu des modèles théoriques

Nous nous proposons dans ce paragraphe de montrer comment un spectre semblable à celui de la Figure 21 apparaît de façon très générale pour un milieu interagissant avec une onde pompe $E(\vec{\mathbf{r}},t)=\mathrm{Re}\left[Ee^{-i(\omega t-\vec{\mathbf{k}}.\vec{\mathbf{r}})}\right]$ et une onde sonde $E_s(\vec{\mathbf{r}},t)=\mathrm{Re}\left[E_s e^{-i(\omega_s t-\vec{\mathbf{k}}_s.\vec{\mathbf{r}})}\right]$.

La superposition de E et E_s conduit à une figure d'interférence qui se déplace dans le milieu à la vitesse $v=\delta/\left|\vec{\mathbf{k}}-\vec{\mathbf{k}}_s\right|$. Dans un milieu non linéaire, la modulation d'intensité excite certaines observables du milieu et entraîne donc la formation d'un réseau de matière qui suit la figure d'interférence. En général le réseau de matière est déphasé par rapport à la figure d'interférence car une fois excitées, les observables du milieu ne relaxent pas instantanément. Le champ à la sortie du milieu dans la direction de la sonde est la somme de deux contributions : le faisceau sonde transmis et la composante du faisceau pompe diffracté sur le réseau de matière. A cause de la vitesse du réseau, la fréquence du faisceau diffracté est décalée par effet Doppler et est donc identique à celle du faisceau sonde. C'est l'interférence entre ces deux contributions qui génère l'effet Rayleigh stimulé. En particulier, quand l'interférence est constructive il peut y avoir du gain.

Voyons à présent quelle forme peut revêtir le gain. Nous supposons que la polarisation P du milieu est reliée au champ total au même point par la relation :

$$P=\varepsilon_0\,\mathrm{Re}\left\{\chi_P\left[Ee^{-i(\omega t-\vec{\mathbf{k}}.\vec{\mathbf{r}})}+E_s e^{-i(\omega t-\vec{\mathbf{k}}_s.\vec{\mathbf{r}})}\right]\right\} \qquad \text{(II-1)}$$

Dans un milieu non linéaire, la susceptibilité électrique χ_P est une fonction d'une ou de plusieurs observables atomiques V qui sont supposées dépendre de l'intensité du champ. Pour la suite, nous supposons qu'il n'y a qu'une observable essentielle, dont l'évolution temporelle est caractérisée par un seul taux de relaxation γ. Autrement dit, V évolue suivant l'équation :

$$\frac{dV}{dt}+\gamma\left(V-V_{st}\right)=0 \qquad \text{(II-2)}$$

où V_{st} est la valeur d'équilibre de V pour une intensité constante du champ. L'influence de la sonde se réduisant à une petite modulation spatio-temporelle de l'intensité du champ total, il est possible de déduire la modification du milieu induite par la sonde à partir de la variation d'intensité de l'observable stationnaire V_{st} autour de sa valeur V_0 obtenue en l'absence de sonde (l'intensité est alors égale à celle de la pompe $I=|E|^2/2$). Si le milieu avait un temps de réponse instantané à l'excitation pompe-sonde, l'effet de la sonde serait obtenu directement à partir du développement de V_{st} au premier ordre en le petit paramètre E_s/E :

$$V_{st}=V_0+\frac{dV_0}{dI}\mathrm{Re}\left\{E_s E^* e^{-i(\delta t-(\vec{\mathbf{k}}_s-\vec{\mathbf{k}})\vec{\mathbf{r}})}\right\} \qquad \text{(II-3)}$$

L'équation (II-3) caractérise d'une certaine manière les "instructions" données par la sonde au système matériel pour s'adapter à sa présence. Cependant, la manière dont le milieu se plie à ces instructions dépend de son temps de réponse. En utilisant l'équation (II-2) nous trouvons donc que la valeur stationnaire effective pour V en présence de la sonde s'écrit :

$$V = V_0 + \frac{dV_0}{dI}\mathrm{Re}\left\{E_s E^* \frac{\gamma}{\gamma - i\delta} e^{-i\left(\delta\vec{r} - (\vec{k}_s - \vec{k})\vec{r}\right)}\right\} \tag{II-4}$$

La dépendance de la polarisation macroscopique avec l'observable V étant donnée, il est possible de déduire de (II-4) l'expression de la susceptibilité χ_P du milieu au premier ordre en E_s/E. Nous trouvons :

$$\begin{aligned}\chi_P &= \chi_P(V_0) + \frac{d\chi_P}{dV}(V - V_0) \\ &= \chi_P(V_0) + \frac{d\chi_P}{dV}\frac{dV_0}{dI}\mathrm{Re}\left\{E_s E^* \frac{\gamma}{\gamma - i\delta} e^{-i\left(\delta\vec{r} - (\vec{k}_s - \vec{k})\vec{r}\right)}\right\}\end{aligned} \tag{II-5}$$

ce qui donne pour la polarisation totale P au premier ordre en E_s/E :

$$\begin{aligned}P = \varepsilon_0 \mathrm{Re}\left\{\chi_P(V_0)\left[E e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} + E_s e^{-i(\omega t - \vec{k}_s\vec{r})}\right]\right\} + \\ + \frac{\varepsilon_0}{2}\mathrm{Re}\left\{\frac{d\chi_P}{dV}\frac{dV_0}{dI}\left[E_s E^* \frac{\gamma}{\gamma - i\delta} e^{-i\left(\delta\vec{r} - (\vec{k}_s - \vec{k})\vec{r}\right)} + c.c.\right] E e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}\right\}\end{aligned} \tag{II-6}$$

Comme nous sommes intéressés dans la propagation de la sonde à travers le milieu, nous considérons seulement la composante P_s de la polarisation qui rayonne un champ dans la direction de la sonde. En posant $P_s = \mathrm{Re}\left[\mathcal{P}_s e^{-i(\omega_s t - \vec{k}_s\vec{r})}\right]$ avec $k_s = \sqrt{1 + \chi'_0}\,(\omega_s/c)$ et χ'_0 étant la partie réelle de $\chi_P(V_0)$, et en utilisant l'approximation de l'enveloppe lentement variable, on obtient comme équation de propagation pour le champ sonde :

$$\frac{dE_s}{dz} = \frac{i\omega_s}{2\varepsilon_0 c\sqrt{1 + \chi'_0}}\mathcal{P}_s \tag{II-7}$$

que l'on peut encore écrire $\dfrac{dE_s}{dz} = \dfrac{i\omega_s}{2c\sqrt{1 + \chi'_0}}\chi E_s$.

En notant χ' est χ'' les parties réelles et imaginaires de χ et pour un milieu non absorbant c'est-à-dire pour lequel la partie imaginaire χ''_0 de $\chi_P(V_0)$ est égale à 0, les Eq. (II-6) et (II-7) mènent à :

$$\chi = \left(I \frac{d\chi_P}{dV} \frac{dV_0}{dI} \right) \left[\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \delta^2} + i \frac{\gamma\delta}{\gamma^2 + \delta^2} \right] \qquad \text{(II-8)}$$

La partie imaginaire de χ qui décrit la modification (absorption ou amplification) de l'amplitude de la sonde est donc une fonction dispersive de δ pour un milieu non absorbant. Ceci confirme donc ce que nous avions annoncé dans la Figure 21.

2. Densité atomique : mécanismes de relaxation

a) Introduction

Considérons la figure d'interférence obtenue à l'aide de deux faisceaux de même fréquence : une sonde (de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}_s$) et une pompe (de vecteur d'onde $\vec{\mathbf{k}}$) dont la différence des vecteurs d'onde $\Delta\vec{\mathbf{k}}$ est : $\Delta\vec{\mathbf{k}} = \vec{\mathbf{k}}_s - \vec{\mathbf{k}}$ (voir Figure 22). Le potentiel optique étant modulé, ceci induit la création d'un réseau de densité. Une fois ôtée la sonde, le réseau de densité tend à se brouiller.

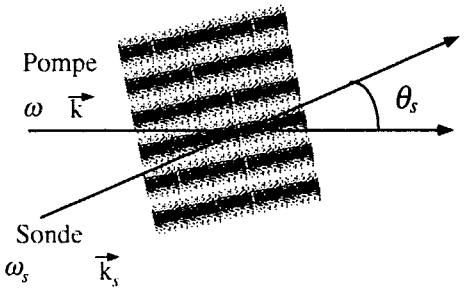


Figure 22 : *Création d'un réseau de densité par interférence pompe-sonde.*

Pour brouiller un ensemble de franges de densité atomique, il faut que les atomes formant ce réseau se déplacent. Si on appelle l le libre parcours moyen entre deux phases de piégeage (distance typique de vol) des atomes et Λ la distance entre deux franges du réseau, on distingue deux régimes :

- *Régime diffusif* : $l << \Lambda$

  Dans ce cas, la relaxation de la densité se fait par diffusion spatiale. Les atomes se déplacent d'un ventre de densité à un noeud par une marche au hasard caractérisé par un (ou plusieurs) coefficients de diffusion D.

- *Régime balistique* : $l > \Lambda$

  Dans cette situation, les atomes parcourent en vol une période du réseau ou plus. Même si le mouvement de l'atome est diffusif et est décrit par une constante de diffusion D sur une

échelle de distance grande devant l, le mécanisme conduisant au brouillage des franges n'est pas relié de façon simple au coefficient de diffusion D.

Nous détaillons à présent ces deux régimes et montrons qu'ils conduisent à des raies Rayleigh de largeur et de nature différentes. Cela justifie l'introduction du rapport $\eta = l/\Lambda$ pour discuter les résultats expérimentaux.

b) Relaxation par diffusion

En raison de la modulation du potentiel optique (et du pompage optique) induit par la sonde, la densité atomique n est également modulée :

$$n = n_0 e^{i\Delta\vec{k}.\vec{r}} + c.c. \qquad \text{(II-9)}$$

Dans le cas où le flux de particules obéit à la loi de Fick [11], on trouve que la densité atomique n obéit à une équation de diffusion entièrement caractérisée par un coefficient de diffusion D_s :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_s \Delta n \qquad \text{(II-10)}$$

(où Δ désigne le Laplacien). En injectant (II-9) dans (II-10), on obtient :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -D_s (\Delta k)^2 n \qquad \text{(II-11)}$$

On trouve une équation identique à l'équation (II-2) où le coefficient de relaxation γ vaut $D_s(\Delta k)^2$. Le temps de brouillage de la modulation est donc, dans le cas d'une relaxation par diffusion spatiale normale, inversement proportionnel à $D_s(\Delta k)^2$ (où Δk est le module du vecteur $\Delta\vec{k}$).

Nous avons supposé ici implicitement qu'il n'y avait qu'un coefficient de diffusion c'est-à-dire que la diffusion était isotrope. Dans le cas des réseaux optiques, il n'y a pas de raison, pourtant, de supposer que les coefficients de diffusion dans les différentes directions soient égaux. Dans le cas de réseaux de petit angle θ_x et θ_y, les expériences menées par S. GUIBAL et C. ROBILLIARD [12] sur la raie Rayleigh d'un spectre de transmission, sont compatibles avec des coefficients de diffusion dans les directions transverses au tétraèdre (x et y) différents du coefficient de diffusion associé au mouvement dans la direction longitudinale z (axe de symétrie du tétraèdre) [9]. Néanmoins il n'est pas

[9] Les résultats de cette expérience sont présentés dans l'appendice A. Mentionnons toutefois dès à présent que les conclusions de l'article doivent être affinées en prenant en compte le caractère diffusif ou balistique du mouvement

évident que cette caractéristique subsiste à grand angle. (Rappelons que dans notre expérience, l'angle entre faisceaux imposé par la géométrie de la cellule vaut $\theta_x = \theta_y = 55°$). Dans ce cas, il faut a priori écrire l'équation de diffusion avec des coefficients différents selon les axes de modes propres de diffusion. Plaçons-nous dans une situation bidimensionnelle et supposons que deux directions de diffusion coïncident avec x et z (on appelle D_x et D_z les coefficients de diffusion selon ces axes); l'équation (II-10) devient :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_x \Delta_x n + D_z \Delta_z n \qquad \text{(II-12)}$$

où $\Delta_x = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ et $\Delta_z = \frac{\partial^2}{\partial z^2}$.

Le coefficient de relaxation γ vaut alors :

$$\gamma = \left(D_x (\Delta k)_x^{\,2} + D_z (\Delta k)_z^{\,2} \right) \qquad \text{(II-13)}$$

Dans ce cas, le coefficient de relaxation est dû aux deux directions de diffusion avec des poids dépendant de la projection du vecteur $\Delta\vec{\mathbf{k}}$ sur les deux directions, chaque direction ayant une contribution particulière. Lorsque $D_x = D_z = D_s$ (diffusion isotrope) nous retrouvons la formule (II-11).

La formule (II-8) donnant la susceptibilité χ est applicable à cette situation physique. Comme χ est proportionnel à $(\gamma - i\delta)^{-1}$, on s'attend d'après l'équation (I-28) du chapitre 3 à ce que le signal de transitoire $S(\Omega)$ soit proportionnel à $\chi(\omega_s)\chi(\Omega)$. A $\omega_s = \omega + \delta$ fixe (spectre direct), $|S(\Omega)|^2$ se présente en fonction de Ω comme une lorentzienne de largeur 2γ. Si on analyse les résultats de façon différente, en reportant les valeurs de $|S(\Omega)|^2$ pour $\Omega = \omega$ (position du maximum du spectre direct) en fonction de ω_s, on trouve que le signal proportionnel à $|\chi(\omega_s)|^2$ est également une lorentzienne de largeur 2γ. Le spectre dépouillé de cette façon donne les mêmes informations que le spectre direct.

c) *Amortissement de la modulation de densité en régime balistique : lien avec les résonances de recul*

Nous nous proposons dans ce paragraphe de trouver la forme de la susceptibilité $\chi(\omega_s)$ lorsque l'amortissement de densité provient d'une diffusion balistique des atomes. Dans ce régime, la formation et la disparition du réseau de densité peuvent être appréhendées en étudiant les solutions de l'équation de Boltzmann pour la densité d'atomes $f(\vec{\mathbf{r}}, \vec{\mathbf{p}}, t)$ dans l'espace des phases

atomique à l'échelle du pas du réseau induit par la sonde. Le mouvement étant en grande partie balistique le long de Ox, le coefficient de diffusion $D^{(ph)}{}_x$ déduit de la résonance Rayleigh sous-estime le coefficient de diffusion réel D_x comme nous le montrons dans la suite.

[11]. Écrivant f sous la forme d'un développement en série de perturbation (l'infiniment petit étant le rapport E_s/E) :

$$f(\vec{\mathbf{r}},\vec{\mathbf{p}},t)=f_0(\vec{\mathbf{p}})+f_1(\vec{\mathbf{r}},\vec{\mathbf{p}},t) \tag{II-14}$$

on trouve que f_1 est solution de l'équation :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t}+\frac{\vec{\mathbf{p}}}{M}\vec{\nabla}_r f_1+\gamma f_1=\left(\vec{\nabla}_r U.\vec{\nabla}_p\right)f_0 \tag{II-15}$$

Dans cette équation γ est un paramètre d'amortissement que nous pourrons faire tendre vers zéro et U est le potentiel optique crée par l'interférence pompe-sonde :

$$U=\frac{D^2}{2\hbar\Delta}\mathrm{Re}\left\{E^* E_s e^{i\left(\Delta\vec{\mathbf{k}}.\vec{\mathbf{r}}-\delta t\right)}\right\} \tag{II-16}$$

En fait l'équation (II-15) a déjà été abordée dans le cadre de l'étude des résonances "induites par le recul" [9] et, dans le cas d'une distribution maxwellienne f_0 de température T, la solution est :

$$f_1(\vec{\mathbf{r}},\vec{\mathbf{p}},t)=f_0(\vec{\mathbf{p}})\frac{D^2}{2k_B T\hbar\Delta}\mathrm{Re}\left\{\frac{-i\Delta\vec{\mathbf{k}}.\frac{\vec{\mathbf{p}}}{M}}{\gamma-i\left(\delta-\Delta\vec{\mathbf{k}}.\frac{\vec{\mathbf{p}}}{M}\right)}E^* E_s e^{i\left(\Delta\vec{\mathbf{k}}.\vec{\mathbf{r}}-\delta t\right)}\right\} \tag{II-17}$$

Connaissant f, on trouve la polarisation atomique par la relation :

$$P(\vec{\mathbf{r}},t)=-\frac{D^2}{\hbar\Delta}\left\{\int d^3p\, f(\vec{\mathbf{r}},\vec{\mathbf{p}},t)\,\mathrm{Re}\left[Ee^{-i\left(\omega t-\vec{\mathbf{k}}.\vec{\mathbf{r}}\right)}+E_s e^{-i\left(\omega t-\vec{\mathbf{k}}_s.\vec{\mathbf{r}}\right)}\right]\right\} \tag{II-18}$$

De la composante de la polarisation rayonnant dans la direction de la sonde, on déduit la composante non linéaire de la susceptibilité :

$$\chi(\omega_s)=\frac{\Omega^2}{\Delta^2}\frac{D^2}{4\varepsilon_0 k_B T}\int d^3p\,\frac{i\Delta\vec{\mathbf{k}}.\frac{\vec{\mathbf{p}}}{M}}{\gamma-i\left(\delta-\Delta\vec{\mathbf{k}}.\frac{\vec{\mathbf{p}}}{M}\right)}f_0(\vec{\mathbf{p}}) \tag{II-19}$$

Dans le régime étudié, γ est un paramètre petit (devant Δku notamment où u est la vitesse quadratique moyenne des atomes). On peut donc utiliser la relation :

$$\frac{1}{x\pm i\gamma}\cong\mathscr{P}\left(\frac{1}{x}\right)\mp i\pi\delta(x) \tag{II-20}$$

où $\mathcal{P}$ signifie partie principale, pour avoir une expression plus explicite de la susceptibilité. On trouve ainsi :

$$\chi'' = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\mathcal{N}D^2}{4\varepsilon_0 k_B T} \frac{\Omega^2}{\Delta^2} \frac{\delta}{k_\perp u} e^{-\frac{\delta^2}{2k_\perp^2 u^2}} \qquad \text{(II-21)}$$

où $\mathcal{N}$ est la densité atomique, $u^2 = k_B T/M$ et $k_\perp = 2k\sin(\theta_s/2)$, θ_s étant l'angle entre les faisceaux pompe et sonde (voir Figure 22). La formule (II-21) correspond à la loi en dérivée de gaussienne prédite [13] et observée [8,14] dans les résonances induites par le recul. Pour ce qui nous concerne, nous remarquons que la variation de la susceptibilité avec δ correspond à une échelle de variation en fréquence de l'ordre de $k_\perp u$, en pratique plus grande que la largeur des composantes les plus fines de la raie Rayleigh observées expérimentalement par un facteur au moins égal à 10. Comme le spectre de transitoire a une largeur analogue à la susceptibilité (voir chapitre 3), on s'attend à ce que la contribution au signal de transitoire des vols balistiques s'étende sur une gamme de fréquence plus vaste que le mouvement diffusif. Remarquons que, par suite de la relation entre $S(\Omega)$ et $\chi(\Omega)$, il n'est pas nécessaire d'étudier comment s'amortit effectivement la modulation de densité (en résolvant par exemple l'équation (II-15) avec $U = 0$ et f modulé à $t = 0$) pour prédire le spectre de transitoire [10].

Dans un réseau optique, le potentiel modulé du réseau est susceptible de modifier les conclusions précédentes. Cependant, ces conclusions peuvent être appliquées aux atomes de grande vitesse pour lesquels l'énergie potentielle est une perturbation par rapport à l'énergie cinétique. Elles peuvent être adaptées aussi aux atomes se propageant sur de grandes distances à une vitesse moyenne constante v_0 grâce à la coordination entre oscillation dans un puits et pompage optique [15]. Ce mécanisme important dans les réseaux de petits angles θ_x et θ_y conduit à l'apparition de raie Brillouin dans le spectre de transmission (voir Figure 12 du chapitre 1). De tels mouvements contribuent aussi à la disparition du réseau de densité mais on s'attend à ce que leur effet se manifeste essentiellement dans les spectres pour des désaccords de l'ordre de kv_0 grand devant les largeurs Rayleigh expérimentales.

3. Relaxation de l'orientation

L'orientation $\langle J_z \rangle$ est définie par la projection du moment cinétique atomique (ou du moment magnétique qui lui est proportionnel) suivant un axe donné z. Cette orientation dépend de la polarisation de la lumière par rapport à cet axe, par le biais du pompage optique. Pour des atomes dont le niveau fondamental correspond à un moment cinétique égal à J, une lumière polarisée σ^+ (par rapport à l'axe z) pompe les atomes dans l'état m_g=+J. Ceci conduit à une orientation $\langle J_z \rangle$ positive aux points où la lumière est σ^+. D'autre part, une modification du pompage optique modifie

[10] Une étude directe des transitoires dans les résonances de recul est présentée dans l'appendice B.

cette orientation. Une modulation de l'orientation peut disparaître d'abord par le jeu naturel de la migration des atomes, ce qui nous ramène aux mécanismes étudiés dans le § 2. Mais l'orientation d'atomes localisés peut être modifiée si les conditions locales de pompage optique changent, sans que ces atomes se déplacent. L'orientation évolue alors avec une constante de temps dépendant du taux local de pompage optique Γ' (à des coefficients de Clebsch-Gordan près caractérisant le passage d'un niveau magnétique à un autre et des facteurs liés à la localisation des atomes dans les puits [10]). D'une manière générale le temps de relaxation dû au pompage optique est plus court que le temps de diffusion spatiale dans les réseaux optiques. Ceci est dû au fait que le pompage optique est un mécanisme de relaxation local. Quelques cycles de pompage optique suffisent à brouiller un réseau d'orientation alors qu'il faut un déplacement important des atomes pour brouiller un réseau de densité, déplacement rendu difficile par la forte localisation des atomes dans les puits de potentiel et la durée de vie longue des niveaux vibrationnels (à cause du facteur Lamb-Dicke, de nombreux processus absorption-émission spontanée se produisent avant qu'un atome quitte un puits de potentiel).

Notons enfin que l'observable alignement, qui rend compte de l'anisotropie de la répartition des moments cinétiques atomiques est nulle sur la transition $1/2 \rightarrow 3/2$. Pour les transitions de moment cinétique supérieur [10] Jean-Yves COURTOIS a montré qu'elle est généralement négligeable.

B. Rappels sur le transport

1. Mouvement brownien

Le mouvement d'un atome dans une mélasse ou un réseau optique est souvent comparé (et parfois comparable) au mouvement d'une particule de masse M plongée dans un fluide homogène de particules plus légères avec lesquelles elle subit des collisions conférant à son mouvement un caractère erratique. Une méthode élégante pour étudier le mouvement brownien consiste à partir d'équations de Langevin [16] :

$$\frac{d}{dt}\vec{\mathbf{p}} = -\frac{\alpha}{M}\vec{\mathbf{p}} + \vec{\mathbf{F}}(t) \qquad \text{(II-22)}$$

où α est un coefficient de friction décrivant l'effet cumulé des collisions et $\vec{\mathbf{F}}(t)$ est la force de Langevin de valeur moyenne nulle et décrivant les fluctuations de la force instantanée agissant sur les particules. Elle est caractérisée par sa fonction de corrélation :

$$\overline{F_x(t)F_x(t')} = 2D\, g(t-t') \qquad \text{(II-23)}$$

où $g(t-t')$ est une fonction dont la largeur correspond au temps de corrélation des interactions entre la particule massive et les particules du fluide. L'intégrale de $g(t-t')$ sur le temps vaut 1. Le temps de corrélation est bien plus court que le temps d'amortissement M/α de la vitesse. La solution des équations de Langevin est présentée dans de nombreux ouvrages (voir par exemple [11]). On trouve d'abord qu'aux temps longs (devant M/α), $\overline{p_x^2}$ tend vers :

$$\overline{p_x^2} = \frac{MD}{\alpha} \tag{II-24}$$

Si le système est à l'équilibre thermodynamique, nous avons par ailleurs :

$$\frac{\overline{p_x^2}}{2M} = \frac{1}{2} k_B T \tag{II-25}$$

d'où

$$D = \alpha\, k_B T \tag{II-26}$$

En étudiant l'évolution temporelle de quantité impliquant la position comme $\overline{xp_x}$ et $\overline{x^2}$, on trouve asymptotiquement que :

$$\overline{x^2} = \frac{2k_B T}{\alpha} t \tag{II-27}$$

Le coefficient de diffusion spatial $D_s = \overline{x^2}/2t$ est donc égal à [17] :

$$D_s = \frac{k_B T}{\alpha} \tag{II-28}$$

Remarquons aussi que le coefficient de diffusion spatial et le coefficient de diffusion en impulsion sont reliés par :

$$D_s = \frac{D}{\alpha^2} \tag{II-29}$$

2. Application aux mélasses optiques

Ce modèle a été appliqué aux mélasses et aux réseaux optiques par HODAPP *et al.* [18]. Partant des expressions des coefficients de friction et de diffusion pour la transition 1/2 → 3/2 et la configuration lin ⊥ lin établie par J. DALIBARD et C. COHEN-TANNOUDJI [19] :

$$\begin{aligned} \alpha &= 3\hbar k^2 \frac{\Delta}{\Gamma} \\ D &= \frac{3}{4}\hbar^2 k^2 \Delta' \frac{\Delta}{\Gamma} \qquad \text{pour } |\Delta| >> \Gamma \end{aligned} \tag{II-30}$$

on trouve :

$$D_s = \frac{1}{48\pi^2}\left(\lambda^2 \Gamma'\right) \tag{II-31}$$

ou de façon équivalente :

$$\frac{D_s M}{\hbar} = \frac{1}{24}\frac{\hbar\Gamma'}{E_r} \tag{II-32}$$

Dans ce modèle, le coefficient de diffusion doit varier asymptotiquement comme $1/\Delta^2$.

En fait le modèle n'est valable que dans le domaine où la force de friction est linéaire en vitesse. Ceci est réalisé lorsque $k\bar{v} << \Gamma'$. En utilisant $\overline{v^2} = D/M\alpha$, on peut réécrire cette condition :

$$\hbar\Gamma' >> \frac{\Delta}{\Gamma} E_r \tag{II-33}$$

Le modèle est donc d'autant meilleur que l'intensité est grande et le désaccord à résonance petit. Remarquons que le condition $k\bar{v}\Gamma'^{-1} << 1$ signifie qu'un atome se déplace d'une quantité petite devant λ entre deux cycles de pompage optique.

Dans le cas où la condition $k\bar{v} << \Gamma'$ n'est plus vérifiée, il faut prendre des expressions plus précises pour la force de friction F' et le coefficient de diffusion en impulsion D' à savoir :

$$F' = -\frac{\alpha v}{1 + (v/v_c)^2} \tag{II-34}$$

$$D' = D_0 + \frac{D}{1 + (v/v_c)^2} \tag{II-35}$$

avec $v_c = \frac{\Gamma'}{9k}$ et $D_0 \equiv \Gamma' \hbar^2 k^2$. Nous ne présentons pas la solution des équations dans ce cas et nous nous contentons de donner le résultat pour D_s (pour plus de détails voir [18]) :

$$D_s = \frac{1}{24}\frac{\hbar}{M}\frac{\left(\frac{\hbar\Delta'}{E_r}\right)^3}{\left(\frac{\hbar\Delta'}{E_r}-108\right)\left(\frac{\hbar\Delta'}{E_r}-162\right)\left(\frac{\hbar\Delta'}{E_r}-270\right)}\left[\frac{\hbar\Gamma'}{E_r}-270\frac{\Gamma}{\Delta}+40.5\frac{\Delta}{\Gamma}\right] \qquad \text{(II-36)}$$

Nous remarquons d'abord qu'à la limite $\hbar\Delta'/E_r >> 1$, nous retrouvons bien la forme (II-32) de D_s. De plus, nous voyons que D_s diverge lorsque $\hbar\Delta'$ se rapproche de 270 E_r. Quand $\hbar\Delta'$ croit à partir de cette valeur, D_s diminue (voir Figure 23) passe par un minimum de l'ordre de 50 $\hbar/M$ puis croît à nouveau linéairement avec $\hbar\Delta'$ (à Δ/Γ fixé).

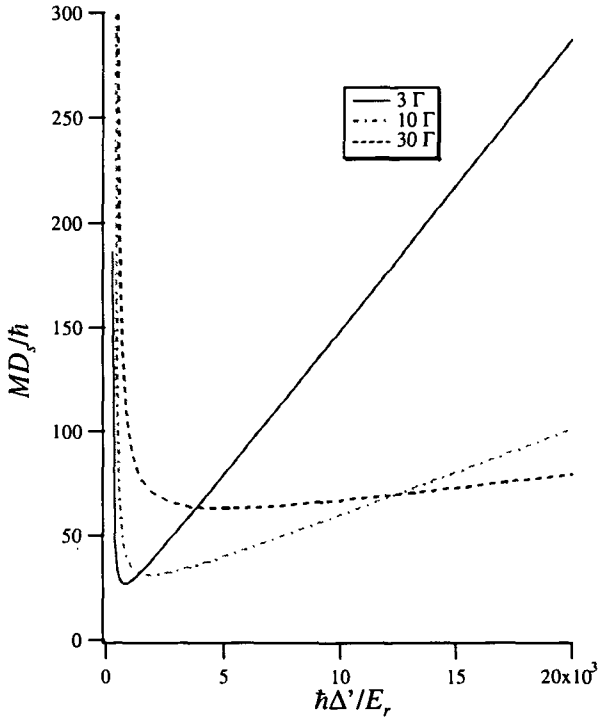


Figure 23 : *Variation théorique du coefficient de diffusion spatiale avec le déplacement lumineux pour trois valeurs du désaccord (–3,–10,–30 Γ) dans le cas d'un réseau 1D lin ⊥ lin sur la transition 1/2 → 3/2.*

Il convient de remarquer que le seuil de divergence de D_s ($\hbar\Delta' = 270\ E_r$) est plus élevé que le seuil de décrochage de la mélasse. Il existe donc une plage de valeur pour Δ' où le refroidissement coexiste avec une diffusion anormale. Dans ce domaine $\overline{x^2}$ ne varie pas linéairement avec le temps mais plutôt selon une loi de la forme $\overline{x^2} \propto t^{\xi}$ avec $1<\xi<2$.

Lorsque l'on passe de une à trois dimensions le coefficient de diffusion augmente. Ainsi il a été montré par J. DALIBARD [18] que le coefficient de diffusion à 3 dimensions calculé numériquement était 16 fois plus important que le coefficient de diffusion unidimensionnel.

3. Prise en compte de la localisation

L'approche du paragraphe précédent minimise l'influence de la localisation des atomes dans les puits de potentiel puisque les valeurs des coefficients de friction et de diffusion en impulsion (II-30) correspondent à une moyenne spatiale. Pour obtenir des résultats plus précis, MARKSTEINER *et al.* [20] ont utilisé des simulations Monte-Carlo quantique et semi-classiques. La prise en compte de la localisation conduit à diminuer le coefficient de diffusion spatial par un facteur de l'ordre de 10 dans le domaine $\hbar\Delta' < 10^3 E_r$. De plus, le seuil en deçà duquel la diffusion devient anormale est abaissé d'un facteur 2 environ. Ces mêmes auteurs montrent également que le coefficient de diffusion spatial est environ 30 fois plus petit sur la transition $3 \rightarrow 4$ (transition du Rubidium) que sur la transition $1/2 \rightarrow 3/2$.

Des calculs à 1 dimension ont été effectués par C. JURCZAK pour déterminer le coefficient de diffusion sur la transition $1/2 \rightarrow 3/2$ pour la projection sur la direction z de la configuration tétraédrique [21] (avec un angle des faisceaux de 30°). Ces études par simulation Monte-Carlo semi-classique donnent des valeurs comprises entre 12 (resp. 20) $\hbar/M$ et 50 (resp. 33) $\hbar/M$ (pour $\hbar\Delta'$ compris entre 0 et 4000 E_r) et un désaccord $-5\,\Gamma$ (resp. $-10\,\Gamma$).

Ces valeurs sont inférieures aux valeurs obtenues par la formule analytique correspondant au cas lin $\perp$ lin. Outre la localisation, cela peut provenir du fait que le pas du réseau change quand les angles changent, ce qui a pour effet de modifier le coefficient de diffusion également.

C. Analyse par transitoire cohérent

Rappelons que la technique de transitoire cohérent permet l'observation de la relaxation libre de l'observable modulée après excitation. Le temps de décroissance du signal correspond exactement au temps de relaxation de la modulation d'observable.

Comme pour la transition Raman (§ I.2), nous déduisons du signal de transitoire cohérent le spectre de puissance et c'est sur ce spectre que nous faisons les mesures. Cette approche simplifie l'exploitation des résultats même si elle fait perdre de l'information. Ainsi au lieu d'analyser deux composantes de la polarisation atomique, une en phase avec la sonde, une en quadrature avec la sonde, nous ne sommes sensibles qu'au module carré de l'ensemble de ces composantes. Ainsi une somme de lorentzienne et de dispersion de même largeur sur un spectre de transmission (proportionnel à la partie imaginaire χ'' de la susceptibilité) se traduit par une lorentzienne unique

sur un spectre de transitoire (lié au module carré $|\chi|^2$ de la susceptibilité). Il est alors aisé de mesurer la largeur d'une telle lorentzienne.

Rappelons l'expression du signal spectral de transitoire cohérent en fonction de la susceptibilité du milieu χ. D'après le chapitre 3, le signal spectral $|S(\Omega)|^2$ pour une fréquence d'excitation de la sonde ω_s s'écrit :

$$|S(\Omega)|^2 = \frac{|\chi(\Omega) - \chi(\omega_s)|^2}{(\Omega - \omega_s)^2} \qquad \text{(II-37)}$$

1. Spectre direct

Dans les signaux Rayleigh observés par spectroscopie de transmission on peut souvent extraire une somme de lorentzienne et de dispersion [12] de même largeur (voir Appendice A). Dans ce cas, nous nous attendons à n'avoir qu'une lorentzienne dans le cas d'une excitation Rayleigh analysée par transitoire cohérent. Ce résultat mentionné au chapitre 3 est illustré par la Figure 24 qui correspond à une expérience faite dans un réseau avec des faisceaux d'intensité $I = 3$ mW/cm^2 et un désaccord $\Delta = -3\Gamma$.

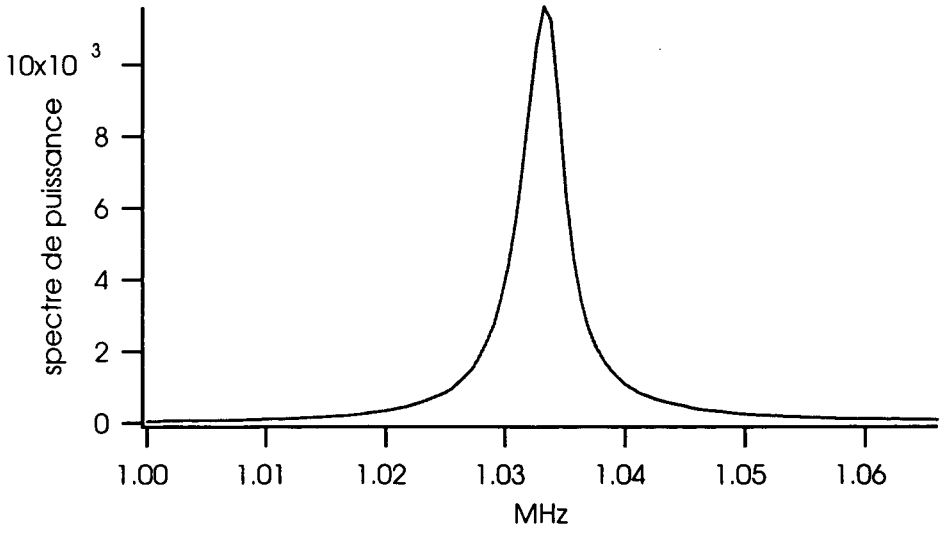


Figure 24 : *Spectre direct de transitoire cohérent associé à une excitation Rayleigh ($\omega_s \cong \omega$). Le pic est centré en la fréquence du saut ω_{saut}. Les conditions de l'expérience sont $I = 3$ mW/cm^2, $\Delta = -3\ \Gamma$. La demi-largeur de cette lorentzienne γ_R est égale à 2.2 kHz. La résolution spectrale (distance entre deux points) est de 600 Hz.*

Remarque :

Même s'il apparaît plus commode de travailler avec un spectre de puissance puisqu'il permet d'accéder plus facilement à la largeur de la résonance, il est tout à fait possible d'obtenir l'équivalent d'un spectre de transmission avec deux contributions : une lorentzienne et une dispersion (voir appendice A). Il faut pour cela considérer le spectre d'amplitude, quantité qui est complexe dans notre cas et qui est relié simplement à la susceptibilité du milieu.

2. Spectre "dépouillé"

Dans ce paragraphe nous présentons un spectre Rayleigh que nous appelons "dépouillé". Celui-ci est obtenu par la méthode déjà mentionnée dans le § I.B.4. Nous reportons donc pour chaque valeur de la fréquence d'excitation ω_s la hauteur de la lorentzienne obtenue sur le spectre direct. D'après l'équation (I-26) du chapitre 3, dans le cas d'une susceptibilité de la forme $\chi(\omega_s) = 1/(\delta + i\gamma_R)$, cette amplitude est proportionnelle à $|\chi(\omega_s)|^2 = 1/(\delta^2+\gamma_R^2)$. Nous devons donc retrouver pour ce signal une lorentzienne de largeur $2\gamma_R$ identique à celle du spectre direct et correspondant à l'amortissement de χ. La Figure 25 montre ce relevé. La demi-largeur γ_R trouvée sur ce spectre vaut 2.4±0.1 kHz alors que celle trouvée sur un spectre direct vaut 2.2±0.1 kHz. La petite différence entre ces deux valeurs peut provenir d'une légère dérive de la fréquence de la sonde entre les différents instants de mesure (chaque point du spectre dépouillé nécessite l'enregistrement d'un spectre direct entier).

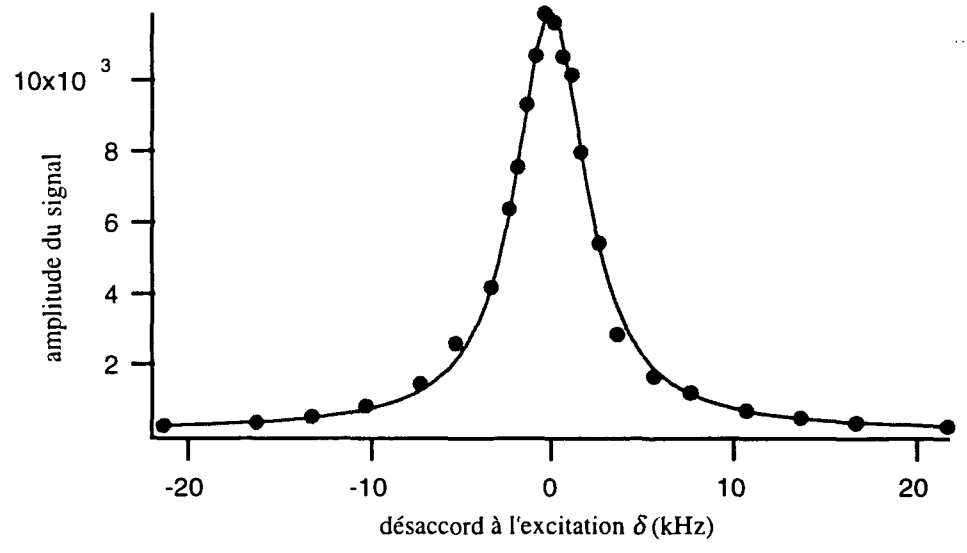


Figure 25 : *Spectre "dépouillé" obtenu en relevant, pour chaque valeur de la fréquence d'excitation ω_s, le maximum du signal de puissance associé. Ce relevé reproduit la variation du module carré de la susceptibilité dans le cas où celle-ci peut s'écrire sous la forme simple $\chi = 1/(\delta + i\gamma_R)$. Nous*

obtenons ici une lorentzienne de 1/2 largeur γ_R. Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour la Figure 24.

** Remarque sur les avantages du spectre dépouillé*

Même si cette exploitation donne les mêmes largeurs qu'un signal direct, elle possède un intérêt supplémentaire : elle permet de pointer précisément la valeur du saut en fréquence. En effet ce saut correspond à la valeur de la fréquence du pic pour laquelle l'amplitude est maximum, puisque le signal est centré, quelle que soit la valeur de δ, en $\omega_{saut} + \delta$. En $\delta = 0$, le signal spectral est maximum et il est centré en ω_{saut}. De plus ce dépouillement permet de définir de manière précise la valeur de la fréquence sur le synthétiseur de contrôle de la sonde, pour laquelle $\delta = 0$. Il est ainsi plus aisé de définir δ dans le cas d'une excitation Raman par exemple. Il existe en outre une autre méthode pour définir de manière précise la fréquence de la sonde pour laquelle $\delta = 0$. Il suffit d'analyser le signal provenant d'un soustracteur (SBL–1) de signaux radiofréquence. Nous envoyons sur le SBL-1 les radiofréquences sortant des synthétiseurs commandant les pompes et la sonde. Il suffit alors de diminuer au maximum la fréquence des oscillations résultant du signal de battement entre les deux signaux radiofréquence commandant les éléments acousto-optiques respectifs, pour atteindre la condition $\delta = 0$.

D. Variation de la largeur Rayleigh avec les paramètres expérimentaux

Pour étudier l'influence des paramètres expérimentaux sur la largeur de la raie nous avons utilisé des spectres dépouillés et effectué des ajustements en lorentzienne pour déterminer la largeur de la résonance. La sonde est généralement longitudinale (se propageant suivant l'axe de symétrie Oz) et polarisée parallèlement aux faisceaux copropageants. Nous étudions cette situation sauf quand nous faisons explicitement référence à une autre polarisation ou direction de propagation de la sonde. Nous commençons par calculer la forme des réseaux d'intensité et de polarisation de façon à dégager quelles sont les observables excitées.

Notons que, comme nous l'avons déjà mentionné, un réseau d'orientation relaxe a priori plus vite qu'un réseau de densité. Or la technique de transitoire cohérent favorise les composantes spectrales de faible largeur. En effet, on a pour une susceptibilité s'écrivant $\chi(\delta) = 1/(\delta + i\gamma_R)$ et pour $\delta = 0$: $|S(\Omega)|^2 = \dfrac{|\chi(\Omega)|^2}{\gamma_R^2}$. A cause de $\gamma_R{}^2$ au dénominateur, nous serons sensibles essentiellement aux composantes de temps de relaxation longs.

1. Les caractéristiques de l'interférence pompe-sonde dans le réseau optique

a) Sonde de polarisation parallèle aux faisceaux copropageants

Nous considérons pour commencer la situation que nous avons étudiée en plus grand détail, à savoir une sonde polarisée le long de l'axe Oy et se propageant dans la direction z (voir schéma du réseau sur la Figure 35):

$$\vec{\mathbf{E}}_s(\vec{\mathbf{r}},t) = \mathrm{Re}\left\{\frac{E_s}{\sqrt{2}}\left(\vec{\mathbf{e}}_+ + \vec{\mathbf{e}}_-\right)e^{i(k_s z-\omega_s t)}\right\} \qquad \text{(II-38)}$$

Nous considérons l'interférence de ce champ avec le champ du réseau donné par l'équation (II-6) du chapitre 1. A l'ordre 1 en E_s, nous trouvons que la modification δI_+ et δI_- des composantes σ^+ et σ^- du champ est égale à :

$$\delta I_+ = \frac{E_s E_0^*}{4}\left[\cos Kx\, e^{i(\Delta_1 kz-\delta t)} - \cos Ky\, e^{i(\Delta_2 kz-\delta t)}\right] + c.c. \qquad \text{(II-39)}$$

$$\delta I_- = \frac{E_s E_0^*}{4}\left[\cos Kx\, e^{i(\Delta_1 kz-\delta t)} + \cos Ky\, e^{i(\Delta_2 kz-\delta t)}\right] + c.c. \qquad \text{(II-40)}$$

où nous avons posé :

$$\Delta_1 k = k_s - k\cos\theta = k(1-\cos\theta)$$
$$\Delta_2 k = k_s + k\cos\theta = k(1+\cos\theta)$$
$$K = k\sin\theta$$

Il vient pour le réseau d'intensité :

$$\delta(I_+ + I_-) = \frac{E_s E_0^*}{2}\cos Kx\, e^{i(\Delta_1 kz-\delta t)} + c.c. \qquad \text{(II-41)}$$

et pour le réseau de polarisation :

$$\delta(I_+ - I_-) = -\frac{E_s E_0^*}{2}\cos Ky\, e^{i(\Delta_2 kz-\delta t)} + c.c. \qquad \text{(II-42)}$$

Dans les conditions de l'expérience ($\theta \cong 55°$), le pas le plus long des figures d'interférence correspond à la modulation d'intensité le long de l'axe z. En particulier, ce pas est plus long que ceux apparaissant sur la modulation de polarisation. Ceci est un argument supplémentaire pour négliger les effets d'orientation devant les effets de densité dans l'analyse des spectres Rayleigh.

Si le mouvement est diffusif selon toutes les directions d'espace et que le pas de diffusion est petit devant la période de modulation, on déduit de l'équation (II-13) que la demi-largeur γ_1 de la transition Rayleigh est égale à :

$$\gamma_1 = K^2 D_x + (\Delta_1 k)^2 D_z \qquad \text{(II-43)}$$

ou encore :

$$\gamma_1 = k^2 \left[D_x \sin^2\theta + D_z (1-\cos\theta)^2 \right] \qquad \text{(II-44)}$$

b) Sonde de polarisation parallèle aux faisceaux contrapropageants

Nous avons fait quelques expériences où la polarisation de la sonde est tournée de $\pi/2$. Comme les directions x et y sont équivalentes, cela revient à échanger k_s en $-k_s$ dans les expressions précédentes. Si nous admettons encore, ce qui est un peu plus hypothétique (parce que les pas de modulation de densité sont plus petits que dans le § a), que la largeur de la raie Rayleigh γ_2 est due à une relaxation de la densité par diffusion, nous devons remplacer dans la formule (II-43) $\Delta_1 k$ par $\Delta_2 k$ ce qui conduit à :

$$\gamma_2 = k^2 \left[D_x \sin^2\theta + D_z (1+\cos\theta)^2 \right] \qquad \text{(II-45)}$$

La comparaison des largeurs obtenues pour deux polarisations orthogonales de la sonde est un test important du modèle.

c) Sonde transverse

Nous avons aussi réalisé quelques enregistrements avec une sonde se propageant dans un plan perpendiculaire à Oz selon l'axe $\dfrac{\vec{\mathbf{e}}_x + \vec{\mathbf{e}}_y}{\sqrt{2}}$ et polarisée selon $\dfrac{\vec{\mathbf{e}}_x - \vec{\mathbf{e}}_y}{\sqrt{2}}$. Le champ sonde s'écrit dans ce cas :

$$\vec{\mathbf{E}}_s(\vec{\mathbf{r}}, t) = \mathrm{Re}\left\{ \frac{E_s}{2} \left(-\vec{\mathbf{e}}_+ (1+i) + \vec{\mathbf{e}}_- (1-i) \right) e^{i\left(\frac{k_s}{\sqrt{2}}(x+y) - \omega_s t \right)} \right\} \qquad \text{(II-46)}$$

Les modulations d'intensité et de polarisation s'obtiennent par une démarche analogue au § a. On trouve :

$$\delta(I_+ + I_-) = -\frac{i}{2\sqrt{2}} E_s E_0^* \cos Kx \, e^{i\left(\frac{k_s}{\sqrt{2}}(x+y)-k_+ z-\delta t\right)} + \frac{1}{2\sqrt{2}} E_s E_0^* \cos Ky \, e^{i\left(\frac{k_s}{\sqrt{2}}(x+y)+k_+ z-\delta t\right)} + c.c. \quad \text{(II-47)}$$

$$\delta(I_+ - I_-) = -\frac{1}{2\sqrt{2}} E_s E_0^* \cos Kx \, e^{i\left(\frac{k_s}{\sqrt{2}}(x+y)-k_+ z-\delta t\right)} + \frac{i}{2\sqrt{2}} E_s E_0^* \cos Ky \, e^{i\left(\frac{k_s}{\sqrt{2}}(x+y)+k_+ z-\delta t\right)} + c.c. \quad \text{(II-48)}$$

Nous avons donc dans ce cas 4 pas de modulation pour l'intensité et la polarisation correspondant aux termes :

$$\begin{aligned} &\left(\frac{k}{\sqrt{2}} + K\right)x + \frac{k}{\sqrt{2}} y - k_+ z \\ &\left(\frac{k}{\sqrt{2}} - K\right)x + \frac{k}{\sqrt{2}} y - k_+ z \\ &\frac{k}{\sqrt{2}} x + \left(\frac{k}{\sqrt{2}} + K\right)y + k_+ z \\ &\frac{k}{\sqrt{2}} x + \left(\frac{k}{\sqrt{2}} - K\right)y + k_+ z \end{aligned} \quad \text{(II-49)}$$

Nous ne retenons a priori que les réseaux de densité et de polarisation ayant des modulations de grands pas et conduisant aux temps de relaxation les plus longs. Si la largeur de la résonance Rayleigh est dûe à un processus diffusif pour la relaxation du réseau de densité, et en prenant un coefficient de diffusion identique dans les directions x et y (ce qui semble naturel vu la symétrie du réseau), on devrait trouver :

$$\gamma_3 = k^2\left[D_x\left(1 - \sqrt{2}\sin\theta + \sin^2\theta\right) + D_z \cos^2\theta\right] \quad \text{(II-50)}$$

2. Intensité des faisceaux

Nous avons commencé par étudier l'influence de l'intensité des faisceaux du réseau sur la largeur de la résonance Rayleigh dans le cas d'une sonde longitudinale de polarisation parallèle aux faisceaux copropageants. Cette intensité change le potentiel lumineux vu par les atomes (donc la profondeur de puits), le pompage optique et la pression de radiation exercée sur les atomes.

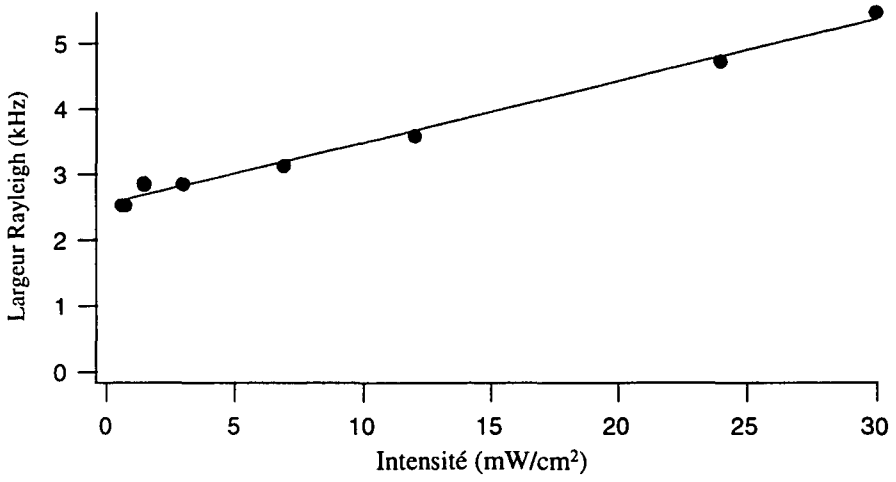


Figure 26 : *Variation de la largeur du pic Rayleigh $2\gamma_R$ avec l'intensité des faisceaux du réseau. Le désaccord à résonance vaut* $\Delta = -7\ \Gamma$.

Nous montrons sur la Figure 26 la dépendance de la largeur $2\gamma_R$ du pic Rayleigh en fonction de l'intensité lumineuse mesurée par faisceau pour un désaccord de $-7\ \Gamma$. Nous trouvons une variation linéaire compatible avec la variation prévue dans le modèle d'HODAPP *et al.* [18] pour le coefficient de diffusion spatial (voir Eq.(II-32)).

L'intensité portée en abscisse de la Figure 26 est mesurée directement à l'aide d'une photodiode et d'un trou calibré. Cette méthode, en soi précise, présente l'inconvénient de ne pas être une mesure in situ. Nous ne pouvons pas affirmer avec certitude qu'il s'agit bien de l'intensité vue par les atomes. Des mesures faites dans notre groupe ont montré que cette méthode donnait des valeurs du déplacement lumineux supérieures à celles déduites de la position des raies Raman (en appliquant les formules (II-12) et (II-13) du chapitre 1). Or, comme nous l'avons vu dans la partie I de ce chapitre, l'anharmonicité joue un grand rôle dans la position des raies Raman sur un spectre, et nous ne savons pas à présent avec précision quel est le déplacement effectif de la raie dû à l'anharmonicité par rapport à la situation harmonique. En conséquence, nous préférons nous en tenir à une mesure directe, même si la possibilité d'une surestimation doit être présente à l'esprit si nos données doivent être comparées avec celles d'autres équipes.

En normalisant γ_R à la fréquence de recul E_r/h et l'intensité des faisceaux à l'intensité de saturation I_0 ($I_0 = 1.12$ mW/cm^2) du Césium, cette relation devient :

$$\frac{h\gamma_R}{E_r} = 0.64 + 0.026\frac{I}{I_0} \qquad \text{(II-51)}$$

3. Désaccord à résonance

Si l'on effectue ce même type de mesure en fonction de l'intensité pour différents désaccords, on trouve toujours asymptotiquement des lois affines pour la variation de la largeur avec l'intensité mais on s'aperçoit que l'ordonnée à l'origine tout comme la pente en fonction de I varient avec le désaccord. En particulier la pente ne varie pas simplement en $1/\Delta$ c'est-à-dire qu'asymptotiquement la largeur ne varie pas simplement en Δ'. Nous montrons Figure 27 le récapitulatif de la variation de $2\gamma_R$ en fonction de l'intensité par faisceau I pour différents désaccords.

Nous voyons qu'au delà d'une certaine valeur de I, variable avec le désaccord, la largeur Rayleigh croît et nous trouvons toujours en régime asymptotique (I grand) une variation linéaire avec l'intensité. En revanche nous rencontrons un seuil pour des faibles valeurs de I. Ce seuil est compatible avec les prédictions du § B où nous avons rappelé qu'en deçà d'une certaine valeur pour $\hbar\Delta'$, la diffusion devient anormale.

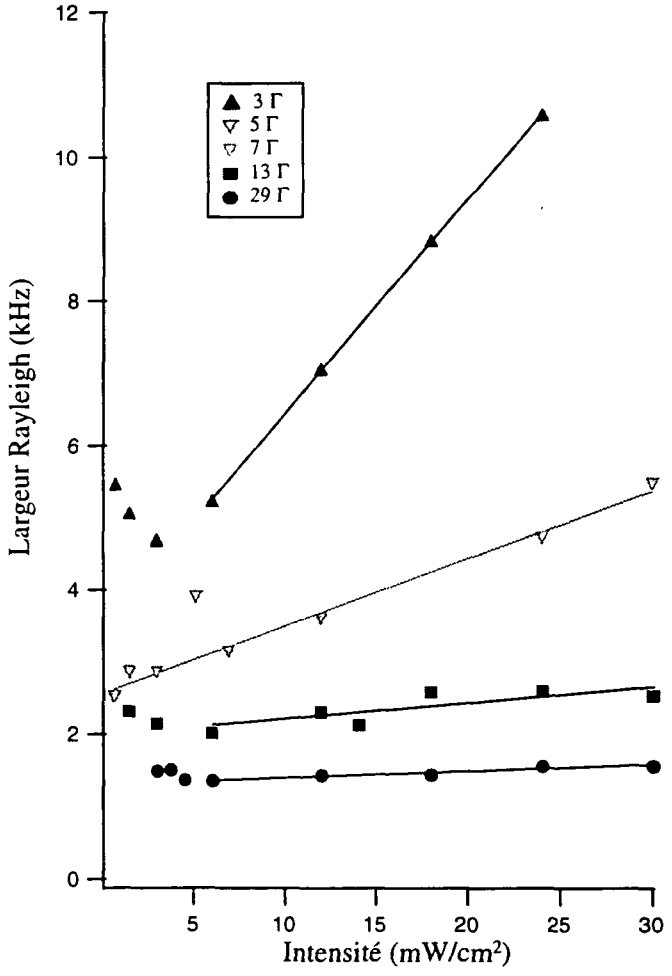


Figure 27 : *Largeur Rayleigh en fonction de l'intensité par faisceau pour différents désaccords des faisceaux par rapport à la transition atomique.*

Si nous traçons les pentes des droites comme fonction du désaccord, nous obtenons la courbe de la Figure 28 qui semble indiquer que la pente décroit comme $\Delta^{-3/2}$. Ce résultat s'écarte de celui attendu dans le cadre du modèle du § B.2 qui prévoit une variation en Δ^{-2}.

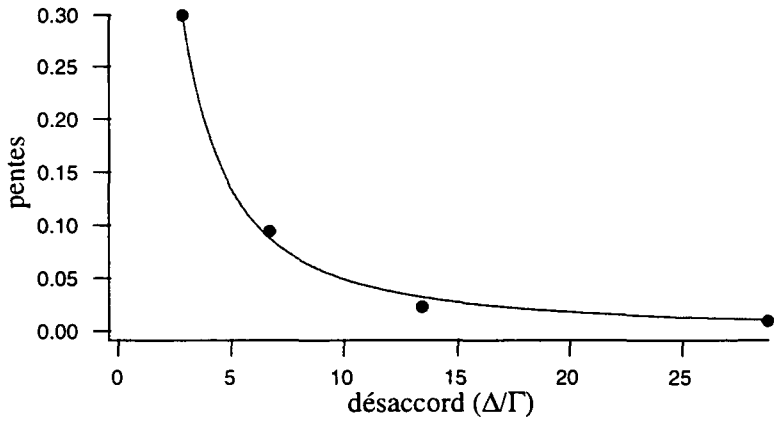


Figure 28 : *Dépendance des pentes de la Figure 27 avec le désaccord Δ. L'ajustement en loi de puissance donne une dépendance proche de* $1/\Delta^{3/2}$. *(L'exposant déduit de l'ajustement vaut* 1.45)

Regardons à présent les ordonnées à l'origine (Figure 29). Une loi de variation compatible avec les données expérimentales serait en $1/\Delta^{1/2}$.

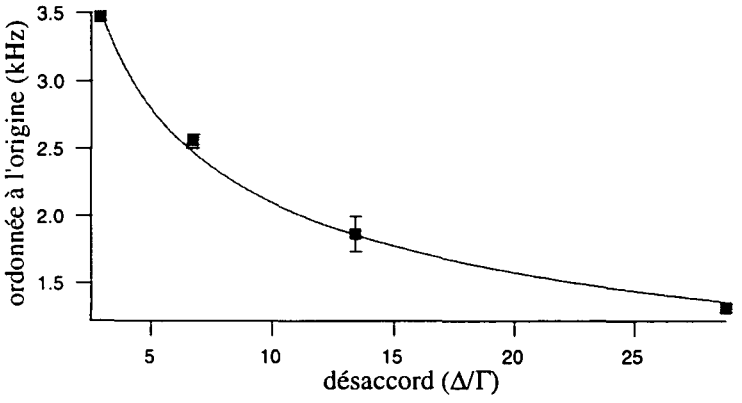


Figure 29 : *Dépendance des ordonnées à l'origine des courbes de la Figure 27 avec le désaccord Δ. L'ajustement en loi de puissance est compatible avec une dépendance en* $1/\Delta^{1/2}$. *(L'exposant déduit de l'ajustement vaut* 0.41)

Nous obtenons finalement une loi empirique de la forme :

$$\frac{h\gamma_R}{E_r} = 1.35\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^{1/2} + 0.39\frac{I}{I_0}\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^{3/2} = 1.35\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^{1/2}\left[1 + 0.29\frac{I}{I_0}\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)\right] \qquad \text{(II-52)}$$

Nous pouvons introduire dans cette relation le déplacement lumineux total pour un coefficient de Clebsch-Gordan égal à 1 : $\hbar\Delta' = 8\hbar\Delta'_1$. En utilisant la relation :

$$\frac{\hbar\Delta'}{E_r} = 2600\left(\frac{I}{I_0}\right)\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) \qquad \text{(II-53)}$$

nous trouvons pour la relation (II-52) l'expression suivante :

$$\frac{h\gamma_R}{E_r} = 1.35\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^{1/2}\left[1+\frac{\hbar\Delta'}{9000E_r}\right] \qquad \text{(II-54)}$$

L'expression (II-54) indique que la largeur de la résonance Rayleigh ne varie pas simplement ni avec le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ ni avec le taux de pompage optique. Nous décidons donc de préciser ce point en faisant une étude de la largeur à déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ constant. Nous faisons varier simultanément le désaccord Δ et l'intensité pour avoir $\hbar\Delta'$ constant, ce qui a pour conséquence de faire varier le taux de pompage optique qui vaut $\Gamma' = \Delta'(\Gamma/\Delta)$. Nous obtenons dans ce cas la courbe montrée sur la Figure 30 sur la largeur $2\gamma_R$. Le déplacement lumineux vaut $\hbar\Delta' = 2500\ E_r$. Un ajustement en loi de puissance donne un exposant de –0.49, compatible avec une variation en $1/\sqrt{\Delta}$. Ceci conduit à :

$$\frac{h\gamma_R}{E_r} = 2\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^{1/2} \text{ à } \hbar\Delta' = 2500\ E_r. \qquad \text{(II-55)}$$

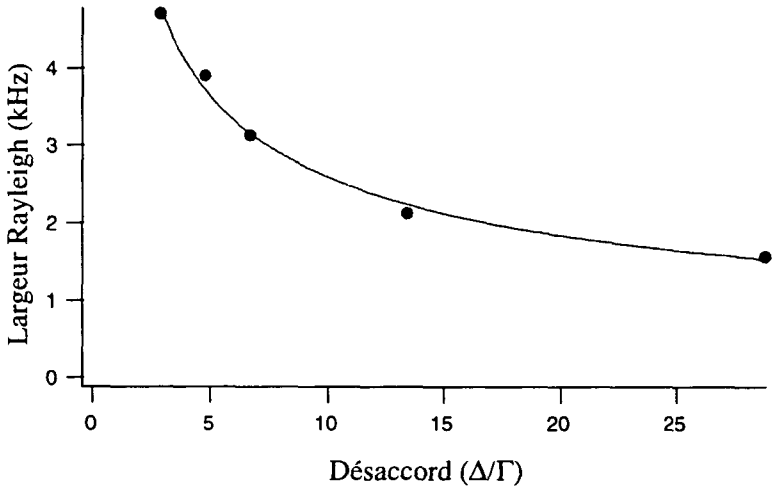


Figure 30 : *Variation de la largeur du pic Rayleigh avec le désaccord à résonance à déplacement lumineux constant ($\hbar\Delta' = 2500\ E_r$).*

Or en reportant la valeur de $\hbar\Delta'$ correspondant aux conditions de la Figure 30 dans l'expression (II-54), on obtient :

$$\frac{h\gamma_R}{E_r} = 1.8\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^{1/2} \qquad \text{(II-56)}$$

Ces deux ensembles de mesure sont donc compatibles.

4. Résultats pour les autres configurations de sonde et conséquences pour l'interprétation en termes de diffusion

a) Sonde polarisée parallèlement aux faisceaux contrapropageants

Nous avons effectué quelques enregistrements avec une sonde pour laquelle nous avons tourné la polarisation de $\pi/2$. Nous montrons sur la Figure 31 le variation de la largeur Rayleigh pour les deux polarisations de la sonde en fonction de l'intensité des faisceaux du réseau. Le rapport des pentes est de l'ordre de 14.

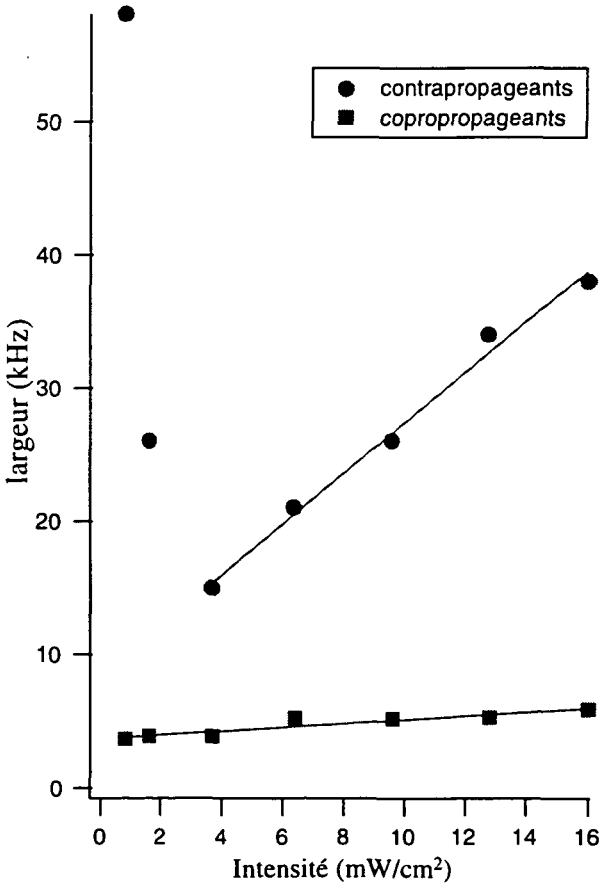


Figure 31: *Largeur Rayleigh pour deux polarisations de la sonde :● polarisation parallèle aux faisceaux contrapropageants, ■ polarisation parallèle aux faisceaux copropageants. Le désaccord vaut* $-6.7\,\Gamma$.

b) Sonde transverse

Nous présentons sur la Figure 32 la variation de la largeur de la résonance Rayleigh pour une sonde transverse en fonction du déplacement lumineux en faisant varier uniquement le désaccord (à intensité constante égale à 30 mW/cm^2). A titre de comparaison nous avons placé sur le même graphe les points obtenus avec une sonde longitudinale de polarisation parallèle aux faisceaux copropageants (carrés creux). Nous voyons que les largeurs sont environ dans un rapport 1.4 les largeurs pour la sonde transverse étant plus élevées que pour la sonde longitudinale.

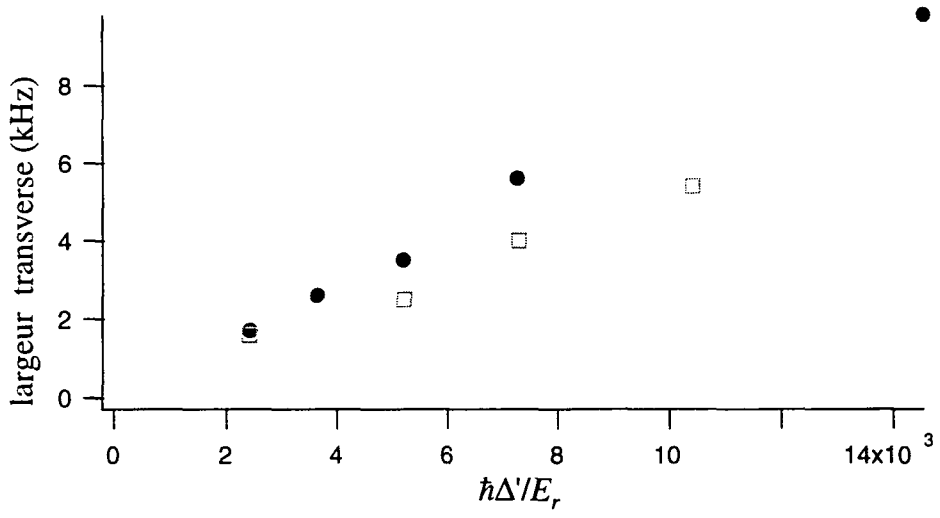


Figure 32 : *Variation de la largeur de la résonance Rayleigh transverse en fonction du déplacement lumineux à intensité constante (le désaccord est variable). Ces points correspondent aux disques pleins. Les carrés creux sont les largeurs correspondantes pour la sonde longitudinale.*

c) Conséquences sur l'interprétation

Nous avons vu dans le § C.1 que l'expression de la largeur Rayleigh dépendait de la configuration de la sonde. Nous considérons dans ce paragraphe les valeurs de ces largeurs Rayleigh pour des valeurs limites des coefficients de diffusion D_x et D_z. Nous considérons trois cas : $D_x << D_z$, $D_x \cong D_z$, $D_x >> D_z$ que nous rassemblons dans le tableau ci-dessous:

largeurs pour une sonde ...	$D_x << D_z$	$D_x \cong D_z$	$D_x >> D_z$
longitudinale // copropageants	$\gamma_1 = 0.18 * k^2 D_z$	$\gamma_1 = 0.85 * k^2 D_z$	$\gamma_1 = 0.67 * k^2 D_x$
longitudinale // contrapropageants	$\gamma_2 = 2.5 * k^2 D_z$	$\gamma_2 = 3.15 * k^2 D_z$	$\gamma_2 = 0.67 * k^2 D_x$
transverse	$\gamma_3 = 0.33 * k^2 D_z$	$\gamma_3 = 0.85 * k^2 D_z$	$\gamma_3 = 0.51 * k^2 D_x$
rapports $\frac{\gamma_2}{\gamma_1}$	$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = 14$	$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = 3.7$	$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = 1$
rapports $\frac{\gamma_3}{\gamma_1}$	$\frac{\gamma_3}{\gamma_1} = 1.8$	$\frac{\gamma_3}{\gamma_1} = 1$	$\frac{\gamma_3}{\gamma_1} = 0.8$

Rappelons que pour $\hbar\Delta'$ grand, les résultats expérimentaux donnent des rapports :

* $\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = 14$ (voir Figure 31).

* $\frac{\gamma_3}{\gamma_1} = 1.4$ (d'après la Figure 32)

Les résultats expérimentaux semblent les mieux décrits par la colonne $D_x << D_z$. Il apparaît donc qu'une explication raisonnable de la largeur Rayleigh consisterait à l'attribuer à la diffusion dans la direction z. Toutefois l'accord médiocre sur $\frac{\gamma_3}{\gamma_1}$ incite à accueillir cette explication avec une certaine prudence.

Si nous attribuons la largeur de la raie Rayleigh à la diffusion selon z seulement , ce qui est plausible au vu des résultats précédents, nous pouvons transformer la Figure 27 en mesure de D_z en utilisant la relation $\gamma_1 = 0.18 * k^2 D_z$ déduite de (II-44) (voir Figure 33).

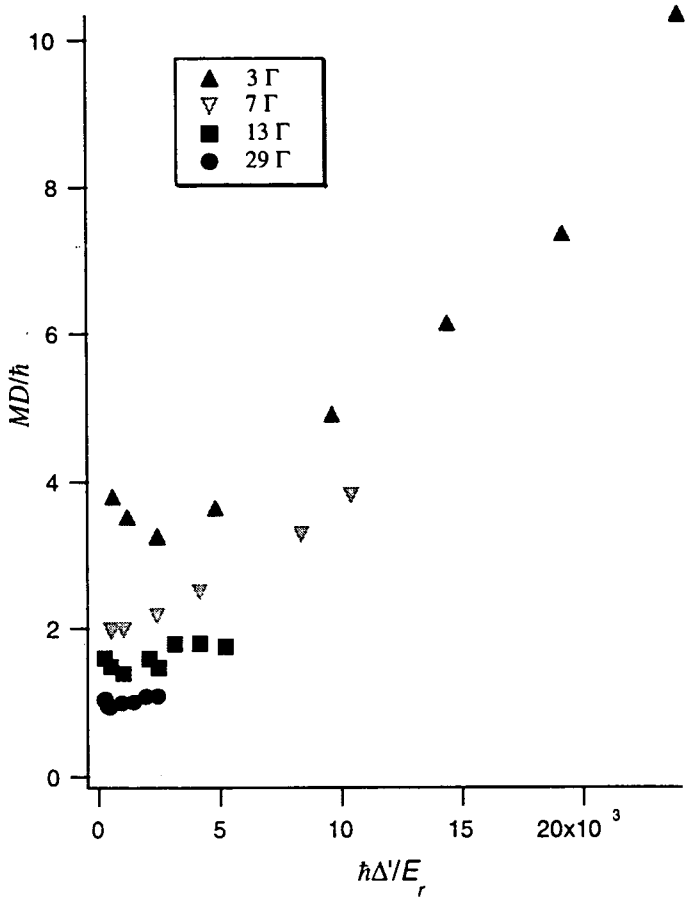


Figure 33 : *Coefficient de diffusion D_z déduit des largeurs Rayleigh des spectres de transitoire cohérents expérimentaux en fonction du déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ pour plusieurs valeurs du désaccord Δ.*

Nous reviendrons dans la suite sur cette figure et analyserons le degré de confiance que l'on peut lui attribuer. Nous pouvons toutefois remarquer que la variation de D pour $\Delta = -3\ \Gamma$ ressemble à celle prévue dans la Figure 23. En revanche, ni l'ordre de grandeur, ni la position relative des courbes aux divers désaccords Δ ne sont bien décrits par l'équation (II-36). Une partie des différences peut être attribuée à la localisation et au choix de la transition puisque les valeurs expérimentales se situent dans le domaine prévu par MARKSTEINER *et al.* [20] pour la transition $3 \rightarrow 4$.

Par rapport aux résultats expérimentaux de C. Jurczak [21] et à ceux que l'on peut déduire de l'Appendice A, nous trouvons globalement des valeurs plus faibles. Notons toutefois que le domaine de variation des paramètres est beaucoup plus vaste dans notre expérience, que la transition atomique et les angles sont différents, ce qui rend délicate toute comparaison.

5. Coefficient de friction

Le modèle de mélasse présenté au § B.2 relie le coefficient de diffusion D_z au coefficient de friction α par la relation :

$$\alpha = \frac{k_B T}{D_s} \tag{II-57}$$

Comme nous pouvons connaître à la fois D_z et T, nous pouvons donc aussi déterminer α. Un avantage de α comparé à D_z c'est qu'il apparaît comme le rapport de quantités dépendant de façon affine de l'intensité. Une erreur systématique sur la mesure de l'intensité aurait un effet atténué sur α et la valeur asymptotique à I grand, en particulier, est indépendante de la façon dont I est mesurée.

En utilisant les valeurs de la température relevées par L. GUIDONI et C. ROBILLIARD dans les réseaux standards, nous obtenons α comme fonction du déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ (calculé à partir de l'intensité par faisceau I mesurée directement et de la formule (II-53)). Cette dépendance est montrée sur la Figure 34.

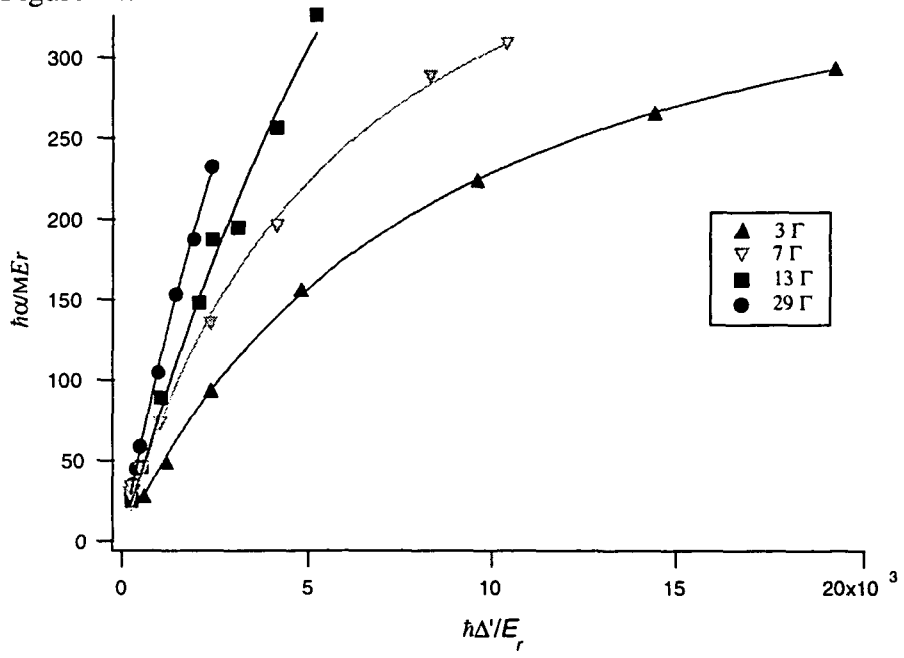


Figure 34 : *Coefficient de friction normalisé déduit des largeurs des raies Rayleigh en fonction du déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ et pour plusieurs désaccords.*

Les points expérimentaux se placent sur des courbes de la forme :

$$\frac{\hbar\Delta'}{A + B\,\hbar\Delta'} \tag{II-58}$$

où A et de B dépendent de Δ de la manière suivante : $A = 30\sqrt{\frac{\Gamma}{\Delta}}$ et $B = 4.10^{-3}\sqrt{\frac{\Gamma}{\Delta}}$ (notons que les lois de puissance issues de l'ajustement sont $\Delta^{-0.4}$ plutôt que $\Delta^{-0.5}$).

Le coefficient de friction est, à désaccord constant, linéaire en $\hbar\Delta'$ pour des petites valeurs de $\hbar\Delta'$, mais sature pour des grandes valeurs du déplacement lumineux. La valeur asymptotique est :

$$\alpha_{asymp} = 125\hbar k^2\sqrt{\frac{\Delta}{\Gamma}}$$

alors que la théorie semi-classique du refroidissement Sisyphe [1919] prédit pour une transition $1/2 \rightarrow 3/2$:

$$\alpha = 3\hbar k^2\frac{\Delta}{\Gamma}$$

Si nous réécrivons à présent l'expression de D_z à partir de la loi (II-58) et celle donnant k_BT en fonction de $\hbar\Delta'$ [11]:

$$\frac{k_BT}{E_r} = 20 + 0.1\frac{\hbar\Delta'}{E_r} \qquad \text{(II-59)}$$

on obtient pour D_z :

$$\frac{MD_z}{\hbar} = \sqrt{\frac{\Gamma}{\Delta}}\left(\frac{600E_r}{\hbar\Delta'} + 3 + \frac{\hbar\Delta'}{3000E_r}\right) \qquad \text{(II-60)}$$

Même si cette formule est plus compliquée que la loi (II-54), elle est intéressante car elle rend compte du "décrochage" visible sur la Figure 27 ce qui n'était pas le cas de l'expression précédente. En revanche si l'on néglige le premier terme de la parenthèse on retrouve la formulation asymptotique (II-54). Notons que le décrochage sur le coefficient de diffusion ne correspond pas au décrochage sur la température (d'autant plus que nous avons pris pour la température une variation linéaire qui ne comprend pas de décrochage).

Il faut toutefois noter que cette "mesure" de α, si elle présente un avantage pratique certain, a aussi un effet multiplicateur sur les inconvénients. En effet, il faut d'abord que la mesure de D_z par la résonance Rayleigh ait un sens et il faut ensuite que la description en termes de mélasse soit raisonnable.

[11] Cette loi est obtenue à partir de la mesure directe des intensités de faisceaux. Il existe une différence entre cette loi et celle donnée dans des articles où le déplacement lumineux est déterminé par la position des raies vibrationnelles (voir thèse de Cécile Robilliard).

E. Étude théorique par simulation numérique

La dépendance de la largeur de la résonance Rayleigh avec les paramètres I et Δ trouvée dans le paragraphe précédent ne procède pas d'une logique évidente. C'est pourquoi nous avons voulu savoir si ce type de variation pouvait être reproduit par une simulation numérique. Nous exposons donc dans cette section la méthode de simulation utilisée. Les résultats obtenus pour les spectres théoriques confirmant la dépendance obtenue expérimentalement, nous avons ensuite analysé les propriétés du mouvement dans la simulation pour comprendre l'origine de cette variation peu intuitive de la largeur.

1. Simulation Monte-Carlo

Nous avons choisi de mettre en oeuvre une simulation Monte-Carlo semi-classique. Cette méthode d'analyse initiée dans notre groupe par J.-Y. COURTOIS et utilisée extensivement par la suite par K. PETSAS, C. ROBILLIARD, L. GUIDONI, C. JURCZAK et moi-même, présente l'avantage d'une vue semi-classique des phénomènes. Les atomes sont considérés comme des particules ponctuelles classiques, d'un point de vue des variables externes, soumises à des forces et à une diffusion en impulsion. Néanmoins ces atomes conservent un caractère quantique (d'où le nom de semi-classique) par la donnée de leur état interne. Nous nous plaçons sur la transition $1/2 \rightarrow 3/2$, de sorte que l'atome ne peut avoir que deux états internes. Comme dans notre configuration de faisceaux (tétraèdre standard) il n'y a pas de composante π de la lumière, les états propres du hamiltonien sont exactement $1/2$ et $-1/2$. Les forces réactives et dissipatives dépendent de l'état atomique interne et le pompage optique assure le passage d'un état à l'autre : à chaque pas d'évolution de l'atome, le sort de celui-ci (va-t-il changer d'état interne?) est tiré au hasard et comparé à la probabilité locale de pompage optique (d'où le nom Monte-Carlo).

Les forces et coefficients de diffusion en impulsion sont calculés analytiquement pour chaque état interne $+1/2$ et $-1/2$ à partir des équations de Bloch optiques. Cette méthode est intéressante par le fait que l'on connaît et que l'on contrôle les ingrédients qui y sont mis (pompage optique, forces, diffusion). Cela permet d'avoir une idée plus directe des phénomènes.

Tous les ingrédients étant mis dans le programme, l'atome peut évoluer et on observe son évolution (trajectoire) ou le résultat de son évolution (spectre).... Nous étudierons plus particulièrement les spectres de transmission d'une sonde pour commencer.

a) Simulation à deux dimensions

Nous avons choisi d'effectuer la simulation à deux dimensions, pensant qu'une simulation unidimensionnelle suivant la direction z serait insuffisante à reproduire les phénomènes observés expérimentalement sur notre montage. En effet, la variation du potentiel et du pompage optique sont

très différents selon les axes x et z et il n'est pas évident de prédire selon quelle direction une modulation de densité va s'amortir plus rapidement. En revanche, les directions x et y étant semblables, il est probable qu'une simulation bidimensionnnelle soit suffisante. Le plan considéré est le plan xOz. Les faisceaux se propageant dans le même sens que la sonde sont dans ce plan (voir Figure 35). Pour l'autre paire de faisceaux, nous considérons leur projection sur la droite Oz. Si nous considérons ce problème bidimensionnel, nous voyons qu'en prenant la projection des faisceaux du plan yOz sur la droite Oz, la pression de radiation globale dans le réseau ne sera pas équilibrée selon l'axe z. C'est pourquoi pour la pression de radiation, nous avons supposé que ces faisceaux projetés avaient une amplitude inférieure à leur valeur normale d'un facteur $\sqrt{2}$. En revanche il n'est pas question de faire cette manipulation sur les autres forces qui gardent leur expression exacte.

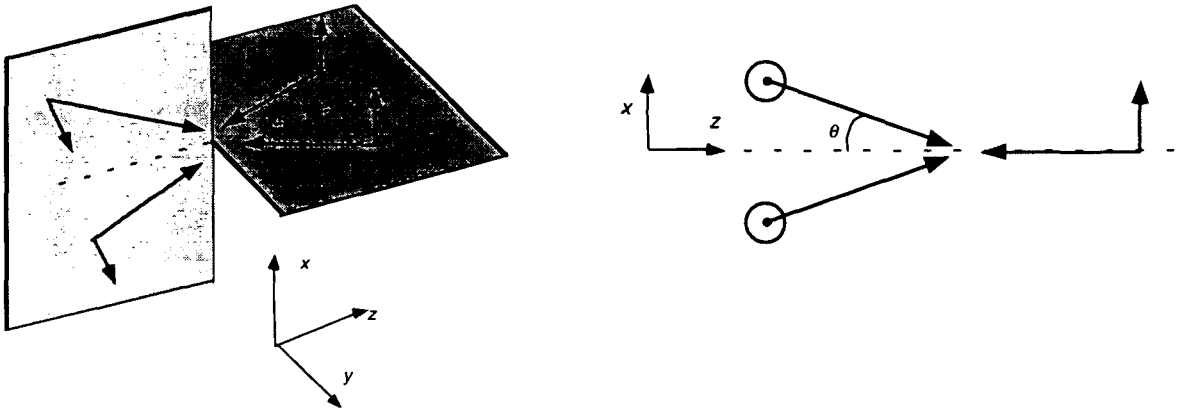


Figure 35 : *Géométrie des faisceaux utilisée pour la simulation* **(a)** *situation tridimensionnelle réelle* **(b)** *projection bidimensionnelle utilisée dans la simulation pour rendre compte de la situation 3D.*

b) Problème des angles

Comme nous l'avons déjà signalé plus haut, la valeur des angles influence grandement la dynamique atomique et en particulier la diffusion spatiale. Ainsi la simulation numérique que nous présentons ci-dessous montre que les coefficients de diffusion dans les deux directions x et z sont voisins pour des angles proches de 55° alors qu'ils deviennent très différents lorsque les angles diminuent (voir Appendice A)

Dans les simulations numériques, les grands angles posent problème. En effet, à temps de calcul égal les signaux Rayleigh ne sont pas aussi propres à grand angle qu'à petit angle. En particulier ils semblent se placer sur une structure large dont l'influence au niveau de la résonance centrale Rayleigh d'un spectre de transmission est l'addition d'une pente supplémentaire. Cette structure large pourrait être associée aux atomes en vol balistique.

2. Résultats

a) Allure du spectre de transmission

Dans la plupart des cas, comme dans les expériences réalisées pour $40° \geq \theta \geq 20°$ par S. GUIBAL et C. ROBILLIARD, le signal de transmission d'une sonde se compose de la somme d'une lorentzienne et d'une dispersion de même largeur (voir Appendice A). La dispersion provient simplement de la tendance à la localisation des atomes aux maxima de la modulation d'intensité due à l'interférence sonde-réseau et résulte donc de la force réactive dipolaire dérivant du potentiel lumineux (voir § A.1). La lorentzienne, en revanche, provient du déplacement de la position du réseau de densité par rapport à la modulation d'intensité sous l'influence de la variation de la pression de radiation due à la sonde. Ces deux forces existant dans le réseau optique, les deux formes de raie cohabitent avec un rapport qui dépend des paramètres expérimentaux (angles, désaccord.....). A grand angle, l'influence relative de la pression de radiation diminue mais sans devenir totalement négligeable, c'est pourquoi l'ajustement des spectres simulés se fait au final par une fonction appelée "lorplusdispentu" ce qui en langage non codé veut dire : une lorentzienne plus une dispersion (de même largeur) et une droite (pentue).

Nous montrons sur la Figure 36 un exemple de spectre obtenu par la simulation numérique. Le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ vaut 3000 E_r, le désaccord est égal à $-7\ \Gamma$, l'angle vaut 54.7°.

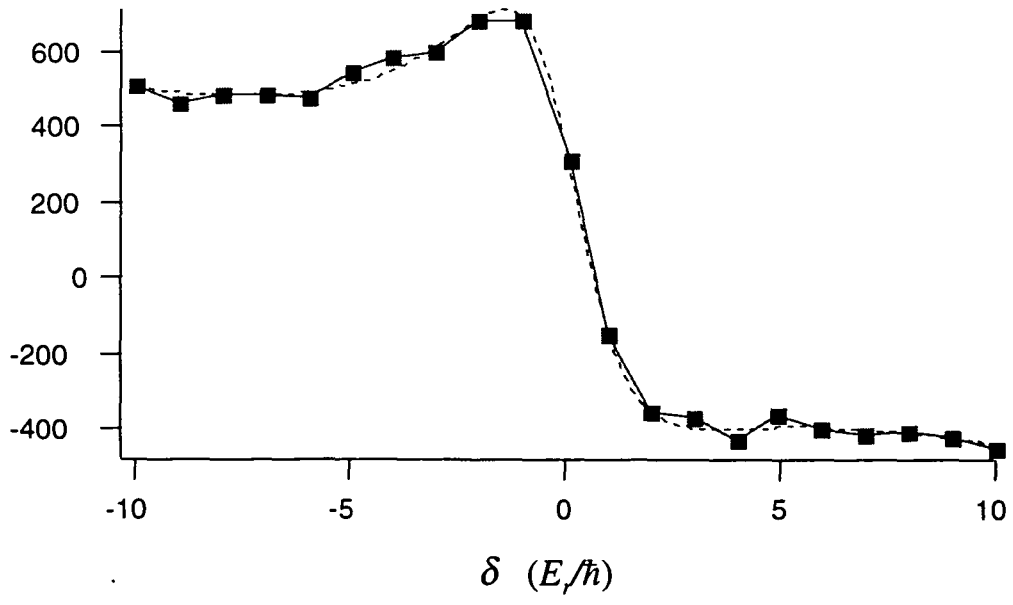


Figure 36 : *Spectre Rayleigh simulé dans les conditions suivantes : $\hbar\Delta' = 3000\ E_r$, $\Delta = -7\ \Gamma$. La courbe en pointillés est l'ajustement numérique. La demi-largeur trouvée ici est 1.9 $E_r/\hbar$.*

Notons qu'il est plus rapide numériquement de simuler un spectre de transmission qu'un spectre de transitoire. La meilleure méthode pour obtenir un spectre de transitoire consisterait à le reconstituer à partir de $\chi(\omega)$ et de la formule (II-37) reliant $\chi(\omega)$ à $S(\omega)$.

b) Exploitation des données

Pour chaque spectre tel que celui montré en Figure 36, nous ajustons une courbe "lorplusdispentu". Nous repérons ensuite la valeur de la demi-largeur du spectre. Cet ajustement nous donne également l'amplitude de la lorentzienne et de la dispersion. Ces amplitudes dépendent du poids relatif de la force de pression de radiation et de la force dipolaire dérivant du potentiel optique.

Nous montrons Figure 37 la variation de la demi-largeur (normalisée à E_r/h) en fonction du déplacement lumineux total $\hbar\Delta'$ (normalisé à E_r) à désaccord constant. (L'énergie de recul E_r est une unité naturelle du programme qui manipule des grandeurs sans dimension). Nous voyons que la variation de la largeur peut être en première approximation considérée comme linéaire en fonction de Δ' comme c'était le cas pour les résultats expérimentaux.

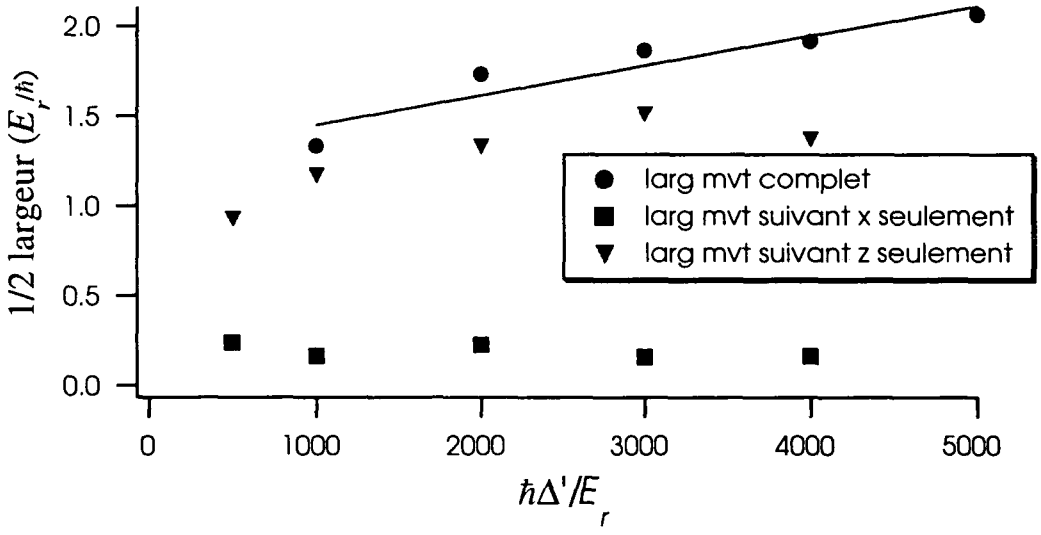


Figure 37 : *Dépendance de la demi-largeur de la résonance Rayleigh dans la simulation numérique en fonction du paramètre déplacement lumineux total normalisé $\hbar\Delta'/E_r$ pour un désaccord $\Delta = -7\ \Gamma$.*

Il est possible dans la simulation de "geler" une des deux composantes de la position atomique. La Figure 37 montre la demi-largeur du spectre obtenu dans le cas où le mouvement se fait uniquement suivant la direction z (triangle) ou suivant la direction x (carré). Nous voyons qu'une simulation unidimensionnelle suivant z donne des résultats proches de ceux obtenus à deux

dimensions. En revanche, les spectres correspondant à un mouvement uniquement dans la direction x ont des largeurs 8 fois inférieures aux spectres bidimensionnels. Le mouvement des atomes dans la direction Oz joue donc un rôle prépondérant dans la largeur de la résonance Rayleigh.

Étudions à présent la variation de la largeur de la résonance Rayleigh avec le désaccord. En choisissant un déplacement lumineux constant $\hbar\Delta' = 2000\, E_r$, nous obtenons les points de la Figure 38. Un ajustement en loi de puissance donne un exposant de –0.48 compatible avec une variation en $\frac{1}{\sqrt{\Delta}}$. Nous obtenons donc la même dépendance avec le désaccord que dans la situation expérimentale.

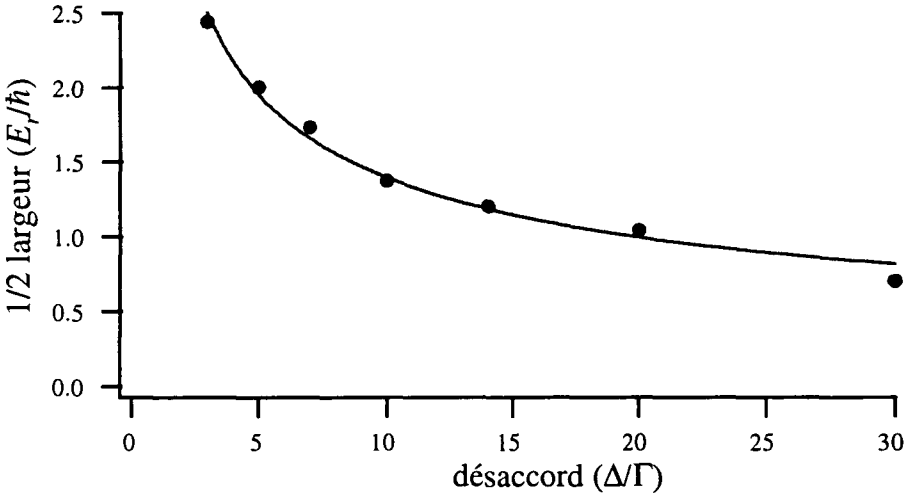


Figure 38 : *Dépendance de la largeur de la résonance Rayleigh dans la simulation numérique en fonction du désaccord à résonance Δ/Γ pour un déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ constant : $\hbar\Delta' = 2000\, E_r$*

La loi générale s'écrit dans ce cas-là :

$$\frac{h\gamma_R}{E_r} = 3.4\sqrt{\frac{\Gamma}{\Delta}}\left[1+\frac{\hbar\Delta'}{6100E_r}\right] \qquad \text{(II-61)}$$

Cette formule est assez proche de celle trouvée expérimentalement (voir Eq. (II-54)). Elles s'écrivent toutes deux sous la forme :

$$\frac{h\gamma_R}{E_r} = \alpha\sqrt{\frac{\Gamma}{\Delta}}\left[1+\frac{\hbar\Delta'}{\beta E_r}\right] \qquad \text{(II-62)}$$

La différence, somme toute assez minime, entre les coefficients α et β expérimental et numérique est notamment due à la différence de transition ($4 \rightarrow 5$ au lieu de $1/2 \rightarrow 3/2$). Sans aller dans une comparaison quantitative, on peut dire que la valeur de α plus faible pour l'expérience peut provenir du fait que le taux de pompage optique de sortie d'un puits sur la transition $4 \rightarrow 5$

($\cong$ 1/45 Γ') est bien plus petit que celui sur la transition 1/2 $\rightarrow$ 3/2 (= 2/9 Γ'). En prenant en compte ces coefficients de Clebsch-Gordan dans les deux expressions de la loi générale, on peut réécrire celles-ci en fonction des taux de pompage optique et du déplacement lumineux (car $\Gamma' = \Delta' (\Gamma/\Delta)$). Nous trouvons alors :

$$\frac{h\gamma_R}{E_r} = 9\sqrt{\frac{\Gamma_{p4}}{\Delta'}}\left[1+\frac{\hbar\Delta'}{9000E_r}\right] \qquad \text{et} \qquad \frac{h\gamma_R}{E_r} = 7.2\sqrt{\frac{\Gamma_{p1/2}}{\Delta'}}\left[1+\frac{\hbar\Delta'}{6000E_r}\right] \quad \text{(II-63)}$$

où Γ_{p4}= 1/45 Γ' et $\Gamma_{p1/2}$= 2/9 Γ'

Le fait qu'une loi semblable soit trouvée dans l'expérience et la simulation nous encourage à avoir confiance dans le modèle numérique sur la transition 1/2 $\rightarrow$ 3/2 pour interpréter les résultats.

c) Coefficient de friction

A partir du coefficient de diffusion D_z déduit de la largeur Rayleigh des spectres simulés (Figure 37) et des températures (trouvées aussi dans la simulation), on peut déduire, comme nous l'avons déjà fait sur les mesures expérimentales, un coefficient de friction phénoménologique α en partant de la relation (II-57). En faisant les mêmes manipulations que dans le § C.4.c nous obtenons la courbe de la Figure 39 (losanges pleins). Nous avons également porté sur cette courbe les points expérimentaux de la Figure 34 (triangles creux) correspondant à une même valeur de Δ. Les points expérimentaux et théoriques déduits des spectres sont proches.

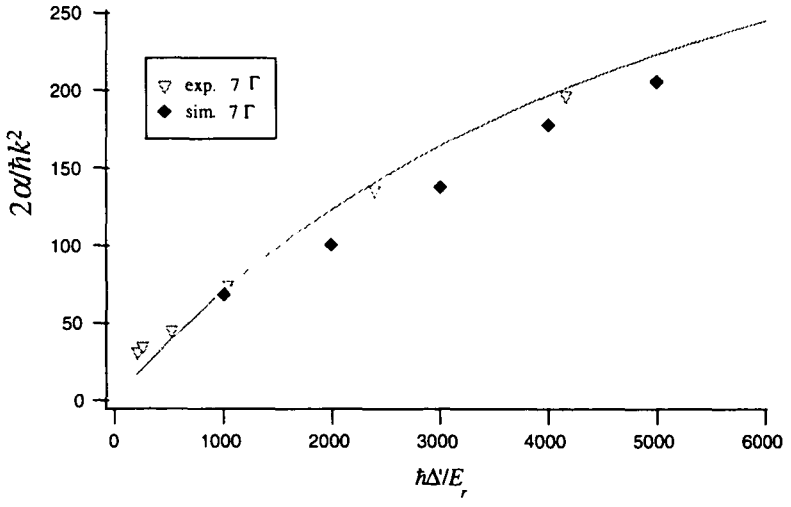


Figure 39 : *Comparaison des coefficients de friction déduits des spectres expérimentaux (triangles creux) aux coefficients de friction associés aux spectres théoriques (losange plein) pour un désaccord* $\Delta = -7\ \Gamma$.

3. Discussion

Pour pouvoir interpréter de manière pertinente les résultats précédents, il est nécessaire d'étudier en premier lieu la dynamique atomique et en particulier les propriétés de transport dans le réseau. Dans cette partie nous étudions les caractéristiques de la diffusion et en tirons les conséquences quant aux résultats précédents.

a) Mesure directe des coefficients de diffusion D_x et D_z

Il est possible de mesurer directement les coefficients de diffusion spatiale dans les directions x et z à l'aide de la simulation numérique. Il suffit pour cela de suivre la trajectoire d'un grand nombre d'atomes et d'enregistrer $\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ en fonction du temps. Dans le cadre d'une même simulation, nous obtenons pour $(\Delta x)^2$ et $(\Delta z)^2$ les courbes de la Figure 40 qui montrent une variation linéaire en temps (nous n'enregistrons les données qu'à partir d'un instant donné correspondant à l'atteinte du régime stationnaire). Les échelles de temps et de longueur étant les mêmes pour les deux directions, nous remarquons immédiatement que les coefficients de diffusion $D_x = (\Delta x)^2/2t$ et $D_z = (\Delta z)^2/2t$ sont très voisins pour ces grands angles ($\theta = 54.7°$). Cette caractéristique a également été observée par L. GUIDONI dans ses simulations.

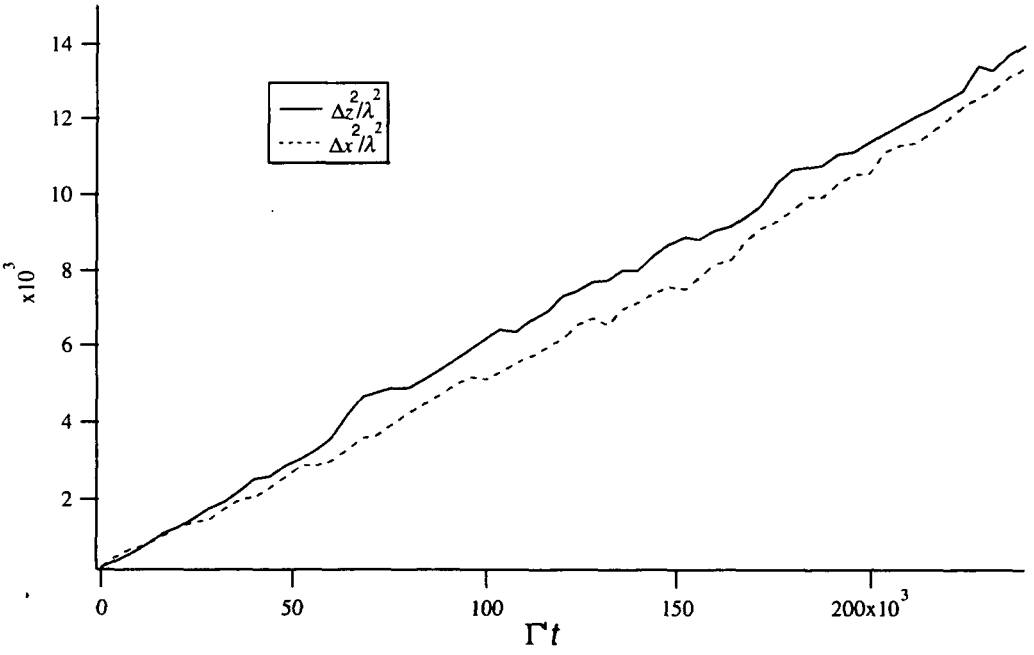


Figure 40 : *Variations de $(\Delta x)^2$ et $(\Delta z)^2$ en fonction du temps. Une variation linéaire indique que le mouvement est diffusif dans les deux directions. Les pentes de ces courbes donnent directement les coefficients de diffusion D_x et D_z. Les conditions de la simulation sont : $\hbar\Delta' = 4000\ E_r$ et $\Delta = -30\ \Gamma$.*

Le fait que D_x est semblable à D_z signifie qu'un atome quittant un puits a une probabilité très analogue de se déplacer selon x ou z.

A partir des données de la Figure 40, en utilisant $D_x = (\Delta x)^2/2t$ et $D_z = (\Delta z)^2/2t$, nous trouvons un coefficient de diffusion égal à 70 $\hbar/M$ dans les deux directions pour $\hbar\Delta' = 4000\ E_r$ et $\Delta = -30\ \Gamma$.

Le coefficient de diffusion mesuré ainsi devrait être une fonction du déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ et du désaccord à résonance Δ. Nous portons sur la Figure 41 la valeur trouvée pour les coefficients de diffusion D_x et D_z en fonction du déplacement lumineux. Nous observons le même type de comportement que pour les largeurs des spectres Rayleigh expérimentaux c'est-à-dire une variation asymptotique linéaire et un décrochage aux faibles valeurs du déplacement lumineux. Notons de plus que le minimum de D_x et D_z se situe dans la même gamme de valeurs de $\hbar\Delta'/E_r$ que les minima expérimentaux.

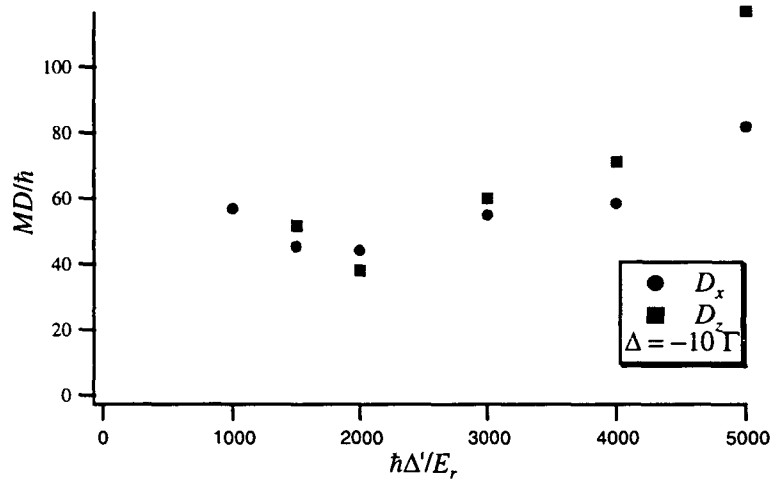


Figure 41 : *Variation des coefficients de diffusion spatiale D_x et D_z avec le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$.*

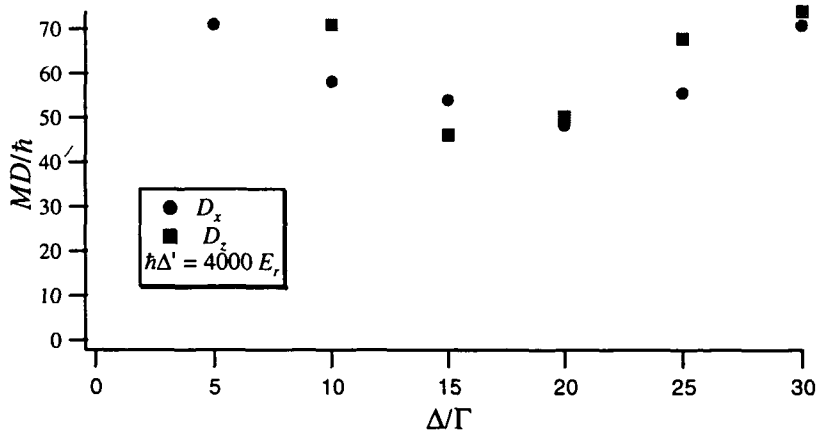


Figure 42 : *Variation des coefficients de diffusion spatiale D_x et D_z avec le désaccord Δ.*

Le coefficient de diffusion ne dépend pas a priori que du seul déplacement lumineux, c'est pourquoi nous montrons sur la Figure 42 la variation du coefficient de diffusion à déplacement lumineux constant et en fonction du désaccord.

Les variations de D_x et D_z avec $\hbar\Delta'$ (Figure 41) semblent coïncider avec les observations faites sur les largeurs Rayleigh simulées (Figure 37) et expérimentales (Figure 27) ce qui conforte l'idée que la largeur Rayleigh rend compte d'un coefficient de diffusion. Néanmoins les valeurs estimées pour le coefficient de diffusion D_z par la largeur des raies Rayleigh (que ce soit expérimentalement ou théoriquement) sont beaucoup plus petites que les valeurs mesurées directement dans la simulation. Notons également que les variations de D avec Δ (à Δ' constant) ne coïncident pas avec les variations de la largeur Rayleigh qui est une fonction décroissante de Δ/Γ (voir Figure 30 et Figure 38). Par ailleurs une autre chose est étonnante. Sachant que D_x est très voisin de D_z, nous semblons en contradiction avec les conclusions du § C.4.c à savoir $D_x < D_z$. Nous allons éclaircir ces points dans la suite.

Remarque : comparaison des résultats unidimensionnels et bidimensionnels.

Les valeurs des coefficients de diffusion dans la simulation bidimensionnelle sont supérieures d'un facteur 2 environ à celles trouvées par C. JURCZAK pour une simulation à une dimension et pour des angles inférieurs (30° au lieu de 54.7°). Or une étude rapide a montré que le coefficient de diffusion selon la direction z diminue lorsqu'on diminue les angles (environ de ce facteur 2 par passage de 54.7 à 30°). Les données sont donc compatibles entre elles. De plus le passage d'une dimension à deux dimensions peut augmenter le coefficient de diffusion comme cela a été prédit par J. DALIBARD par passage d'une à trois dimensions [18].

b) Expression des pas de modulation induite

Comme nous l'avons signalé précédemment, il semble naturel d'essayer d'interpréter les résultats en termes de diffusion, d'autant plus que les expériences de C. JURCZAK *et al.*[22] en corrélation de photons sont compatibles avec une relaxation Rayleigh diffusive dans la direction z.

Pour une interprétation des résultats en terme de diffusion, nous devons d'abord nous assurer que la modulation induite par la sonde possède un pas suffisamment grand devant le pas de diffusion. Calculons donc les pas de modulation dans les directions x et z. Ils se déduisent de l'équation (II-41) donnant la modulation de densité :

$$\Lambda_x = \frac{\lambda}{\sin\theta} \qquad \Lambda_z = \frac{\lambda}{1-\cos\theta} \qquad \text{(II-64)}$$

En prenant comme valeur de l'angle 54.7°, les pas induits se comparent ainsi :

$$\Lambda_x \cong \frac{\Lambda_z}{2} \qquad \text{(II-65)}$$

Comparons à présent ces pas de modulation au pas du réseau non perturbé par la sonde dans ces directions (en prenant en compte aussi bien les puits associés à l'état +1/2 qu'à l'état −1/2) :

$$p_x = \frac{\lambda}{2\sin\theta} \qquad p_z = \frac{\lambda}{4\cos\theta} \qquad \text{(II-66)}$$

En utilisant (II-64) et (II-66) nous obtenons les relations suivantes entre les pas induits et les pas "intrinsèques" :

$$\Lambda_x = 2p_x \qquad \Lambda_z \cong 6p_z \qquad \text{(II-67)}$$

Ceci signifie que dans la direction x, le passage d'un atome d'un puits de potentiel à son voisin suffit à brouiller la modulation. Les vols sur de grandes distances pourront apparaître dans le spectre sous forme de résonance de recul plus large que la structure Rayleigh proprement dite.

c) Détermination des pas de diffusion

La comparaison des pas intrinsèque p_i et de modulation Λ_i est insuffisante. En effet, c'est la comparaison de ces quantités avec le pas moyen de diffusion qui est pertinente. Pour déterminer celui-ci nous avons effectué une simulation pour laquelle nous déterminons la distance parcourue par l'atome entre deux phases de piégeage. Pour cela, nous repérons dans les trajectoires les parties pour lesquelles l'énergie atomique dépasse un certain seuil caractérisant le piégeage. Les barrières de potentiel étant différentes dans les directions x et z (voir chapitre 1 Figure 6.c), nous avons en fait deux critères de comparaison différents (un par direction). Pour supposer que l'atome est localisé, les deux énergies doivent être inférieures à leur barrière respective. En revanche, dès qu'une des deux barrières est franchie, l'atome est considéré comme en vol même s'il est encore localisé dans l'autre direction. Nous suivons l'atome en vol jusqu'au moment où son énergie est inférieure au seuil de piégeage et nous mesurons alors la distance parcourue en vol.

Nous considérons un échantillon de 50000 événements (1 événement = "sortie" d'un puits de potentiel et relocalisation). Pour chaque événement, nous enregistrons la distance de vol (dans les deux directions). Nous remplissons enfin un histogramme des distances de vol pour chacune des directions. Nous montrons sur la Figure 43 un tel histogramme. L'échantillonnage (distance entre deux points successifs) correspond à $p_x/10$ et $p_z/10$.

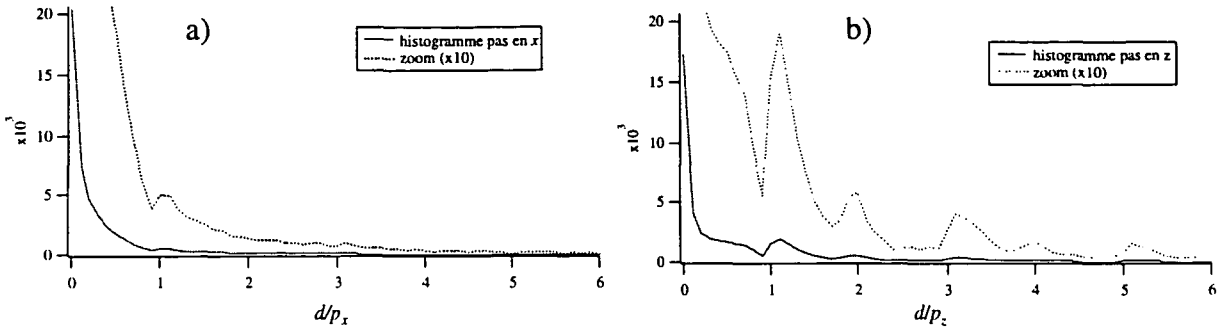


Figure 43 : *Histogramme des distances de vol pour les directions* **(a)** *x et* **(b)** *z. Le déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ total vaut* 4000 E_r *et le désaccord vaut* $-10\,\Gamma$. *Les pas de diffusion dans la direction z se regroupent autour de valeurs discrètes correspondant à des valeurs entières du pas du réseau dans la direction considérée (en l'occurence p_z). La distribution des pas de diffusion n'est donc pas une simple fonction décroissante.*

A partir de la donnée de ces histogrammes, nous déduisons la valeur moyenne des carrés de distance de vol $\langle d_x^2 \rangle$ et $\langle d_z^2 \rangle$ pour ces conditions de simulation par :

$$\langle d_{x,z}^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{1000} \left(i \frac{p_{x,z}}{10} \right)^2 \Pi_{ix,z} \qquad \text{(II-68)}$$

où N représente le nombre total d'événements (= 50000), i est l'indice d'échantillonnage et Π_i le nombre d'événements correspondant au point i.

Nous trouvons à partir des données de la Figure 43 :

$$\langle d_x^2 \rangle = 2.5\, p_x^2 = \tfrac{15}{16} \lambda^2$$

$$\text{d'où } \sqrt{\langle d_x^2 \rangle} = 1.5\, p_x \cong 0.8\, \Lambda_x$$

Le rapport $\eta_x = \dfrac{d_x}{\Lambda_x}$ introduit dans le § A.2.a vaut donc 0.8. Le mouvement ne peut donc pas être considéré comme diffusif le long de Ox à l'échelle de Λ_x.

On trouve de même :

$$\langle d_z^2 \rangle = 5\, p_z^2 = \tfrac{15}{16} \lambda^2$$

$$\text{d'où } \sqrt{\langle d_z^2 \rangle} = 2.2\, p_x \cong 0.3\, \Lambda_z$$

Ici η_z=0.3. Même si la situation pour le mouvement suivant Oz est plus favorable pour une interprétation en termes de diffusion, il existe manifestement comme le montre la Figure 43.b encore de nombreux vols de distance voisine ou supérieure à Λ_z qui contribuent à l'amortissement de la modulation de densité.

Les histogrammes de la Figure 43, comme les valeurs qui en sont déduites, sont valables pour une certaine valeur du déplacement lumineux et du désaccord. Or les pas de diffusion comme les coefficients de diffusion doivent varier avec ces deux paramètres. C'est ce que nous voyons sur la Figure 44 où les pas moyen de diffusion $\sqrt{\langle d_x^2 \rangle}$ et $\sqrt{\langle d_z^2 \rangle}$ sont portés en fonction du déplacement lumineux $\hbar\Delta'$ et sur la Figure 45 où les pas de diffusion sont portés en fonction du désaccord Δ.

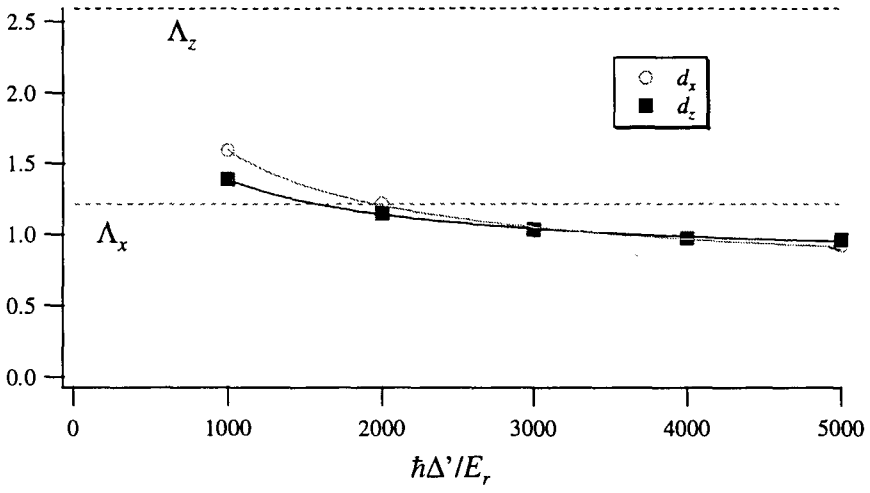


Figure 44 : *Dépendance des pas de diffusion* $\sqrt{\langle d_x^2 \rangle}$ *et* $\sqrt{\langle d_z^2 \rangle}$ *(normalisés à* λ*) suivant les directions x et z avec le déplacement lumineux* $\hbar\Delta'$*. Les pas de modulation* Λ_x *et* Λ_z *sont tracés en pointillés.*

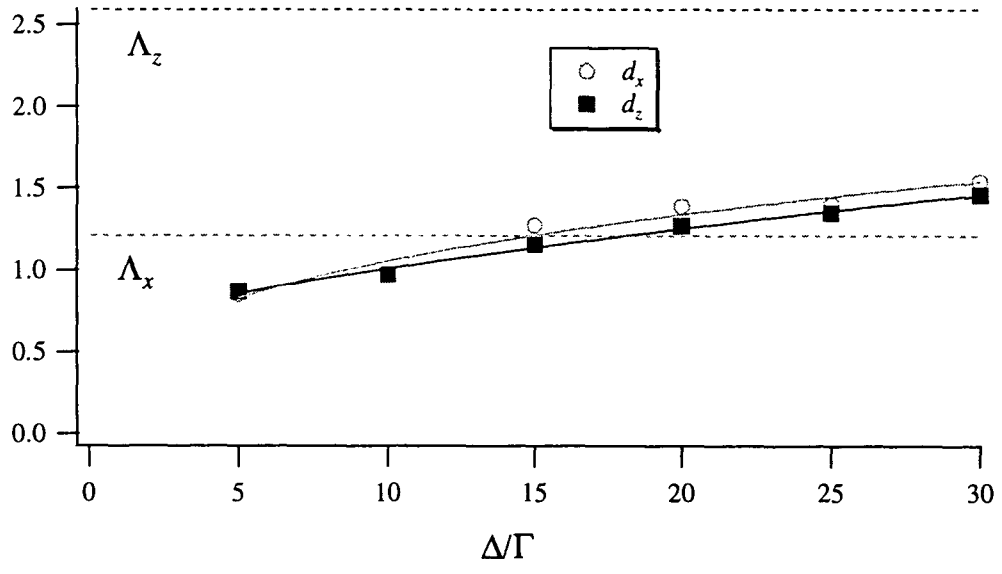


Figure 45: *Dépendance des pas de diffusion* $\sqrt{\langle d_x^2 \rangle}$ *et* $\sqrt{\langle d_z^2 \rangle}$ *(normalisés à* λ*) suivant les directions x et z avec le désaccord* Δ*.*

Nous comparons sur la Figure 46 les valeurs des largeurs Rayleigh trouvées dans la simulation (carrés) aux valeurs déduites de la formule (II-44) quand on remplace D_x et D_z par les valeurs déduites de la simulation (points ronds : γ_1) ou aux valeurs obtenues quand on fait $D_x = 0$, D_z étant la valeur trouvée dans la simulation (triangles : γ_1). Comme nous l'avons déjà dit, la largeur Rayleigh ne rend pas compte de la diffusion selon x comme le montre l'écart entre γ_1 et γ_R. D'autre part, même si l'écart entre γ_1 et γ_R est moindre, il reste encore de l'ordre de 10.

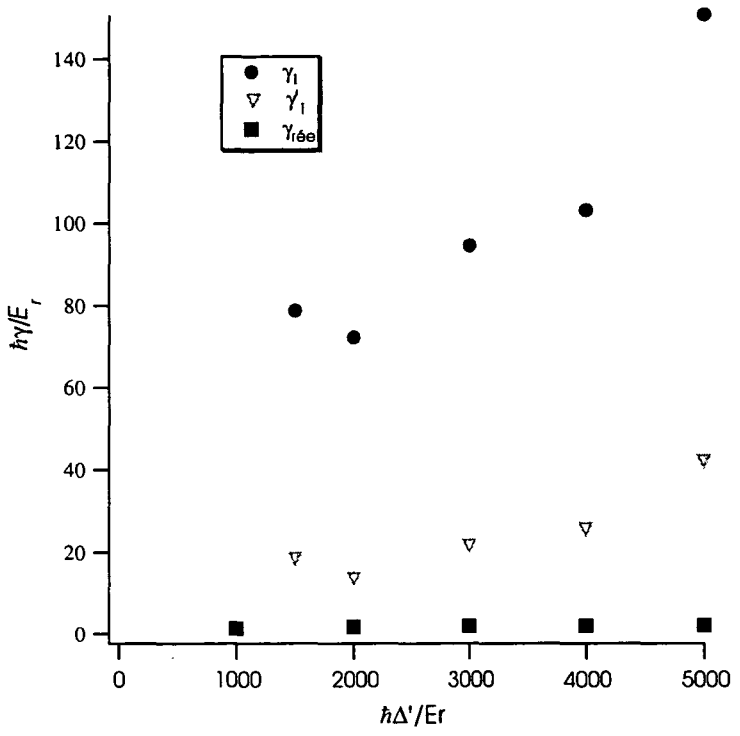


Figure 46 : *Comparaison de la largeur du spectre Rayleigh simulé* (■) *et de la valeur de la largeur calculée à partir de D_x et D_z dans les conditions où D_x et D_z sont tous deux pris en compte*(●) *et dans la situation où l'on ne retient que la contribution de D_z* (▽).

Le décalage entre la largeur Rayleigh trouvée dans la simulation et la largeur prédite à partir des coefficients de diffusion calculés dans la même simulation est impressionnant et montre qu'il serait présomptueux de considérer que la largeur Rayleigh permet en toute circonstance de mesurer un coefficient de diffusion spatial. La raison du décalage a toutefois été dégagé aussi dans nos simulations : elle tient à l'existence de nombreux vols dont les dimensions sont voisines ou grandes devant le pas de modulation. Ce diagnostic ouvre aussi la voie à une meilleure compréhension des phénomènes comme nous le montrons maintenant.

Considérons la modulation de densité de période Λ présentée sur la Figure 47.a. Elle se comble parce que les atomes remplissent par leur mouvement les noeuds de densité. Considérons ainsi une trajectoire (Figure 47.b) où l'atome parcourt une distance $n\Lambda+\varepsilon$ (n entier, $0 < \varepsilon < \Lambda/2$).

Pour ce qui concerne l'amortissement de la modulation de densité, un effet analogue aurait été obtenu par une trajectoire de longueur ε. De même, une trajectoire (Figure 47.c) de longueur $n\Lambda-\varepsilon$ (n entier, $0 < \varepsilon < \Lambda/2$) produit le même effet sur l'amplitude de la modulation qu'une trajectoire de longueur ε. Il apparaît ainsi que l'on peut ramener toutes les trajectoires à des déplacements de longueur inférieure à $\Lambda/2$. Une distribution des pas de diffusion où toutes les trajectoires sont ainsi ramenées à une longueur inférieure à $\Lambda/2$ donnera statistiquement un temps d'amortissement identique au temps d'amortissement réel. En d'autres termes, nous refermons toutes les trajectoires à l'intérieur d'une période $[-\Lambda/2; \Lambda/2]$ de la modulation.

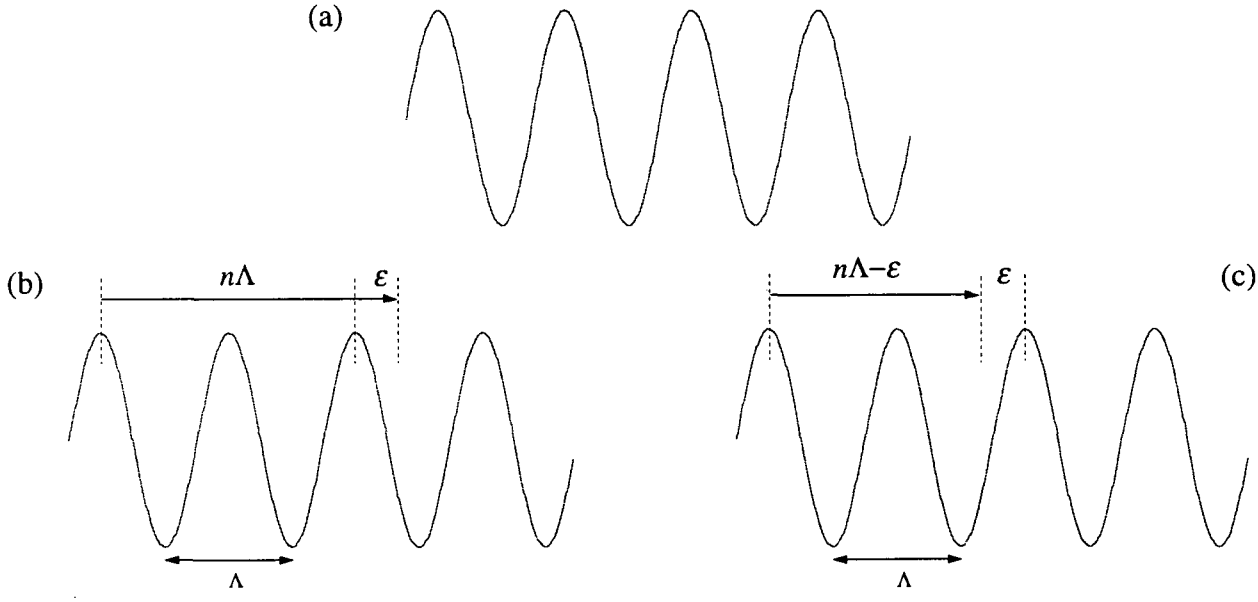


Figure 47 : (a) *Modulation de densité induite par l'interférence pompe sonde.*
(b) *Une trajectoire de longueur $n\Lambda+\varepsilon$ produit le même effet sur l'amplitude de la modulation qu'une trajectoire de longueur ε.*
(c) *Une trajectoire de longueur $n\Lambda-\varepsilon$ produit le même effet sur l'amplitude de la modulation qu'une trajectoire de longueur ε.*

Nous avons effectivement procédé à cette normalisation de la dimension des pas pour les histogrammes de la Figure 43, l'échelle étant $[0; \Lambda_x/2]$ pour le mouvement suivant Ox et $[0; \Lambda_z/2]$ pour le mouvement selon Oz. Les pas moyens ainsi obtenus Π_x et Π_z sont respectivement égaux à $0.17\ \Lambda_x$ et $0.17\ \Lambda_z$ alors que d_x et d_z valent $0.8\ \Lambda_x$ et $0.3\ \Lambda_z$.

Considérons à présent les coefficients de diffusion D_x et D_z. Si nous supposons que les temps de vol sont courts devant les temps de piégeage τ (ce qui est une hypothèse plausible dans une certaine gamme de paramètres), nous pouvons écrire :

$$D_i = \frac{p_i^2}{2\tau} \qquad i=x,z$$

L'amortissement de la modulation de densité est associée au coefficient de diffusion phénoménologique réduit :

$$D_i^{(r)} = \frac{\Pi_i^2}{2\tau} \qquad i=x,z$$

Il s'ensuit que l'on s'attend à ce que $D_i^{(r)}$ soit plus petit que D_i dans le rapport $\frac{\Pi_i^2}{p_i^2}$. Nous avons porté sur la Figure 48 les variations de $D_i^{(r)}$ en fonction de Δ' et Δ. Ces variations (croissance avec Δ' , décroissance avec Δ) sont compatibles avec les largeurs des courbes Rayleigh simulées (voir Figure 37 et Figure 38). Elles se situent aussi dans la gamme des valeurs expérimentales (Figure 31). On remarquera surtout que $D_x^{(r)} << D_z^{(r)}$ en bon accord avec les résultats expérimentaux (§ D.4.c) et les résultats obtenus dans la simulation en gelant le mouvement selon Ox ou Oz (Figure 37).

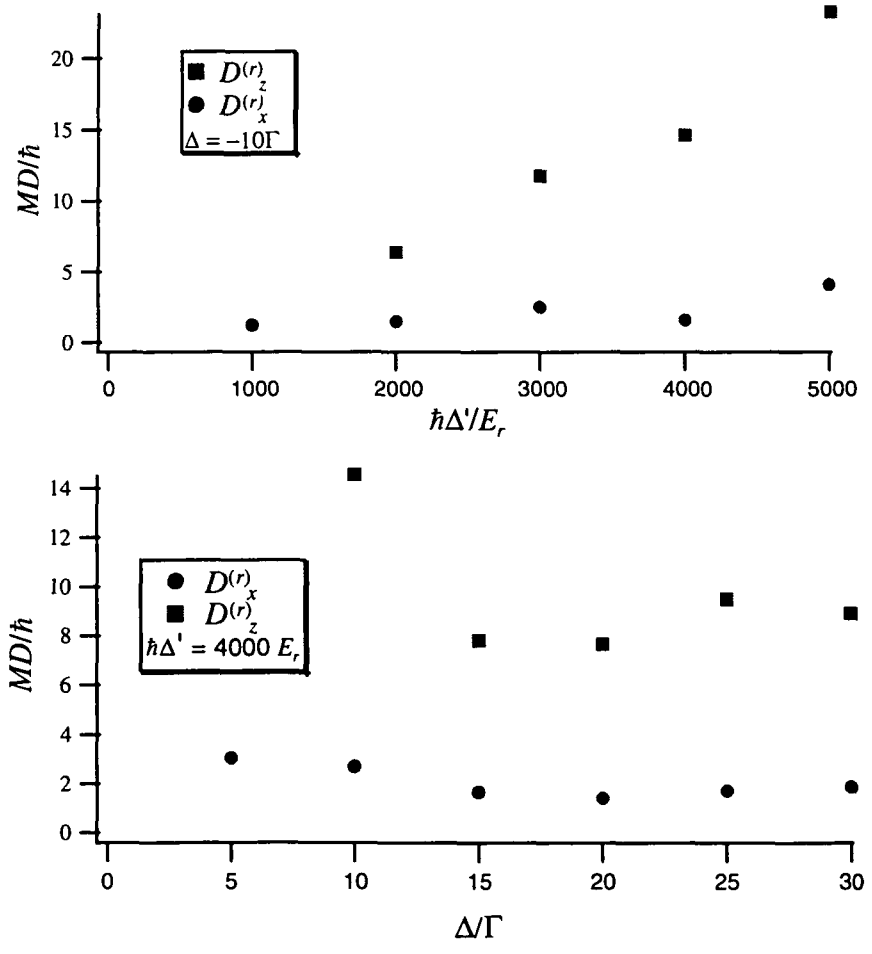


Figure 48 : *Coefficients de diffusion phénoménologiques obtenus par la simulation comme fonction du déplacement lumineux et du désaccord.*

Enfin nous comparons dans la Figure 49 les largeurs des résonances Rayleigh simulées aux largeurs prédites à partir des coefficients $D_x^{(r)}$ et $D_z^{(r)}$. L'accord obtenu est bien meilleur qu'avec les coefficients de diffusion réels. Le désaccord entre valeur prédite et valeur obtenue à partir de $D^{(r)}$ est maintenant typiquement de l'ordre de 2. Ce désaccord résiduel peut être en partie attribué au fait que les temps de vol pour des vols longs ne sont pas forcément négligeables devant le temps de piégeage [12] et que même à cette échelle, il suffit de peu de vols pour brouiller la modulation de densité, de sorte qu'on peut s'interroger sur la validité d'un modèle parfaitement diffusif.

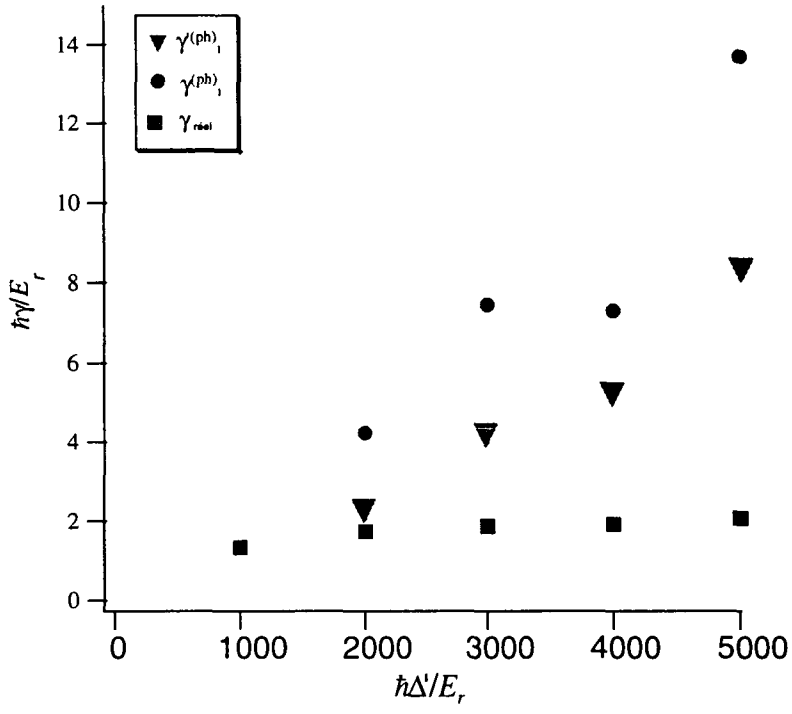


Figure 49 : *Comparaison de la largeur du spectre Rayleigh simulé* (■) *et de la largeur calculée à partir de* $D_x^{(r)}$ *et* $D_z^{(r)}$ *dans les conditions où* $D_x^{(r)}$ *et* $D_z^{(r)}$ *sont tous deux pris en compte*(●) *et dans la situation où l'on ne retient que la contribution de* $D_z^{(r)}$ (▼).

d) Conclusion

En conclusion, les simulations numériques ont reproduit d'une façon quasi-quantitative les résultats expérimentaux sur les largeurs Rayleigh et ont donné en particulier une loi de variation de la largeur Rayleigh avec les paramètres désaccord et déplacement lumineux similaire à celle donnée à partir des mesures expérimentales. Nous avons vu aussi que la largeur Rayleigh donnait une estimation du coefficient de diffusion inférieure à la valeur réelle. Le passage à des angles plus

[12] Les temps de vol τ sont typiquement de l'ordre de $\Lambda/v \approx \Lambda\sqrt{M/\Delta'}$ alors que les temps de piégeage τ_π varient comme $1/\Gamma' \approx (1/\Delta')(\Delta/\Gamma)$. Aux grandes valeurs de Δ', l'hypothèse $\tau << \tau_\pi$ devient manifestement incorrecte.

faibles augmentant la période spatiale de la modulation induite est étudié dans l'appendice A. Il conduit à un meilleur accord entre la valeur de D_z déduite de la forme de la résonance Rayleigh et la valeur calculée. En revanche, le désaccord sur D_x reste tout aussi important. Comme D_x est plus grand que D_z à petit angle, on se trouve dans la situation paradoxale où la mesure du coefficient le plus petit est la plus fiable. Notons également que l'expérience et la simulation décrite en appendice A donnent accès à deux paramètres (largeur de raie Rayleigh, rapport entre composante lorentzienne et dispersive) qui permettent de déterminer deux quantités D_x et D_z qu'il est possible de comparer indépendamment aux quantités simulées. Lorsqu'on ne dispose que de la largeur, la situation est bien plus délicate. Il est certes possible de faire l'hypothèse que seul D_z contribue à la largeur. Nous avons montré que cette hypothèse est fondée dans notre situation expérimentale (voir § D.4). Elle doit être vraie dans une certaine gamme d'angles. Ainsi nous montrons dans l'appendice A que pour $\theta = 30°$, la largeur est encore due majoritairement à D_z. Cet angle paraît d'ailleurs fournir un compromis satisfaisant entre les diverses contraintes : la modulation selon Oz est suffisamment grande pour que la valeur de D_z déduite du spectre soit voisine de la valeur simulée; D_x est plus grand que D_z mais la largeur Rayleigh est toutefois principalement due à D_z. C'est probablement à ce choix judicieux d'angle qu'il faut aussi attribuer l'accord assez satisfaisant entre largeur Rayleigh expérimentale et coefficient de diffusion D_z simulé sur la transition 1/2 → 3/2 dans l'expérience de C. JURCZAK. Il apparaît que la mesure du coefficient de diffusion spatial au moyen de la résonance Rayleigh qui semblait a priori une idée simple et judicieuse est en fait difficile à mettre en oeuvre. Il faut en effet s'assurer par des calculs ou des expériences complémentaires qu'il est légitime de traiter le mouvement comme entièrement diffusif. Notons que la critique faite à la méthode que nous avons mise en oeuvre s'applique également aux mesures de diffusion spatiale par corrélation de photons [22] et que les mesures de D_s sont entachées de la même incertitude.

Au vu des expériences actuelles, il est difficile de conclure sur le caractère quantitatif de la mesure de D_z présenté dans la Figure 33. Les simulations faites sur la transition 1/2 → 3/2 ne semblent guère optimistes à ce sujet, comme nous l'avons montré. Cependant, les coefficients de diffusion estimés sur la transition 4 → 5 sont a priori bien plus petits [20] et les pas de diffusion le sont probablement aussi. Il est donc possible que les valeurs de la Figure 33 soient finalement peu éloignées des vraies valeurs, mais une telle affirmation nécessiterait des simulations sur 4 → 5 ou des expériences complémentaires (en changeant par exemple de façon plus systématique l'angle de la sonde) pour être validée.

Pour éviter toute ambiguité, faut-il donc revenir à l'étude directe de la diffusion spatiale en étudiant à l'aide d'une caméra l'expansion de la mélasse ou du réseau ? Si l'expérience d'HODAPP *et al.* [18] ne semble pas être d'une grande simplicité ni d'une grande précision, elle ne semble pas souffrir de biais évident et s'avère donner des résultats non contestables. Dans l'état actuel de nos réflexions, c'est la méthode qui semble la plus sûre.

Références :

[1] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois et G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 3861

[2] J.-Y. Courtois et G. Grynberg, *Phys. Rev.* **A 46** (1992) 7060

[3] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, et G. Grynberg, in *Processus d'interaction entre photons et atomes,* Complément B IV p309

[4] L. Landau et E. Lifschitz, Physique Théorique, Tome I : Mécanique, § 28 (p136)

[5] M. Weidemüller, A. Hemmerich, A. Görlitz, T. Esslinger, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 4583

[6] Y. Castin, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris (1992)

[7] P. Bergé, Y. Pommeau, Ch. Vidal, dans *L'ordre dans le chaos,* p 84

[8] J.-Y. Courtois, G. Grynberg, B. Lounis and P. Verkerk, *Phys. Rev. Lett* **72** (1994)

[9] J.-Y. Courtois, G. Grynberg, *Adv. in At. Mol. Opt. Physics* **36** (1996) 87

[10] J.-Y. Courtois, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau (1992)

[11] R. Balian, Physique statistique, Ed. Ellipses, ch 14-15

[12] S. Guibal, C. Robilliard, D. Larousserie, C. Triché, J.-Y. Courtois and G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett* **78** (1997) 4709

[13] J. Guo, P. R. Berman, B. Dubetsky and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **46** (1992) 1426; 3017

[14] D. R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf, C. Salomon and G. Grynberg, *Phys. Rev. A* **50** (1994) R1992

[15] J.-Y. Courtois, in *Coherent and collective interactions of particles and radiation beams*, édité par A. Aspect, W. Barletta, R. Bonifacio, International school of physics "Enrico Fermi", CXXXI Course (ETS Editrice, Pise, 1996) p. 341

[16] P. Langevin, *C. R. Acad. Sci. Paris* **146** (1908) 530

[17] A. Einstein, *Ann der Physik (Leipzig)* **17** (1905) 549

[18] T.W. Hodapp, C. Gerz, C. Furthlehner, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, J. Dalibard, *Appl. Phys.* **B 60** (1995) 135

[19] J.Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989) 2023

[20] S. Marksteiner, K. Ellinger, P. Zoller, *Phys. Rev.* **A 53** (1996) 3409

[21] C. Jurczak, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, Palaiseau (1996)

[22] C. Jurczak, B. Desruelle, K. Sengstock, J.-Y. Courtois, C.I. Westbrook and A. Aspect, *Phys. Rev. Lett* **77** (1996) 1727

CONCLUSION GÉNÉRALE

Cette thèse s'est attachée à l'étude de nouveaux types de réseaux optiques (mélasses et réseaux gris) utilisant la notion d'état non couplé, et a exposé une nouvelle méthode d'étude des réseaux optiques brillants.

La première partie a rappelé les principes de fonctionnement des réseaux optiques et a fait un inventaire rapide des méthodes utilisées jusqu'à présent pour les étudier. La multitude de procédés existants, aussi bien au niveau expérimental que théorique, témoigne de l'intérêt porté à ce domaine et de la richesse des processus physiques possibles. Les réseaux optiques standards ont ainsi été largement étudiés mais bien des propriétés restent à explorer de manière quantitative et exhaustive. Les recherches actuelles et futures dans le domaine s'attachent ainsi naturellement à l'amélioration des techniques d'étude mais aussi à la diversification des structures étudiées. La diversification peut se faire aussi bien en changeant le type de transition atomique utilisée qu'en modifiant la configuration de lumière employée. En particulier, en changeant les polarisations des faisceaux (réseaux sautants) ou en changeant le nombre de faisceaux utilisés (réseaux quasi-périodiques), la structure de potentiel vue par l'atome change considérablement. La dynamique atomique est alors généralement différente et les propriétés microscopiques sont transformées.

Dans cette thèse nous nous sommes d'abord intéressés à une diversification par un choix particulier de transition atomique. Nous avons vu qu'en travaillant sur une transition pour laquelle il existe pour l'atome des états non couplés à la lumière, la structure de potentiel optique est totalement différente. En effet cette absence de couplage implique pour l'atome piégé qu'il évolue sur un potentiel plat. Ces structures appelées mélasses grises allient une grande capacité de piégeage à un refroidissement particulièrement efficace. Nous avons vu que le minimum de température atteint était de l'ordre de 4 fois la température de recul avec pour cette température une fraction encore importante d'atomes piégés. Ces caractéristiques en font un système mieux adapté que les mélasses et les réseaux brillants pour avoir de basses températures et de fortes densités. La dynamique des atomes dans ces mélasses grises reste cependant à étudier expérimentalement. Les méthodes habituelles (fluorescence, spectroscopie pompe-sonde) sont inadaptées à cause des propriétés de l'état non couplé. Il faut imaginer de nouvelles techniques pour ce problème.

Pour moduler le potentiel d'une mélasse grise, nous avons vu que l'addition d'un champ magnétique statique constant suffisait. Cette addition de champ magnétique entraîne un léger chauffage mais il apporte à l'atome un nouvel environnement jusqu'alors inconnu, appelé réseau gris (ou réseau de plots). La nouvelle structure de potentiel laisse à l'atome le loisir de circuler. Libéré de son confinement au fond de puits de potentiel (situation de réseau standard brillant), il peut

maintenant se déplacer librement selon des autoroutes (plus ou moins larges en fonction du champ magnétique) entre des collines régulièrement disposées. L'atome, ayant du mal à suivre exactement la ligne droite, se cogne sur les bornes (collines) longeant le chemin. Ces rebonds, prédits théoriquement, ont été observés expérimentalement sur des spectres pompe-sonde. En transformant l'environnement, nous avons donc obligé les atomes à adopter une dynamique totalement différente de celle qu'ils ont dans des réseaux brillants standards. Cette dynamique est d'ailleurs proche de celle d'électrons dans des superréseaux semi-conducteurs. Une des voies à explorer dans l'avenir devrait être l'étude du transport atomique dans les réseaux gris, qui, à cause de la dynamique particulière des atomes, devrait se différentier sensiblement du transport dans les réseaux standards brillants. Il pourrait être en particulier intéressant d'étudier ce qu'il se passe lorsque le champ magnétique devient faible et que les plots de potentiel deviennent plus carrés. Les autoroutes deviennent alors des chemins vicinaux des gorges du Tarn et l'atome devrait avoir de plus en plus de mal à se déplacer entre les plots (collines) où le chemin devient particulièrement étroit. Il serait également intéressant de voir comment s'effectue la transition d'un régime à l'autre. Notons enfin que ces réseaux s'apparentent à un billard pour l'atome et que les comportements chaotiques prévus pour ce type de système doivent influer la dynamique de l'atome. Ici encore, il faudra trouver une technique expérimentale suffisamment précise pour caractériser sans ambiguité ces processus complexes.

Notre recherche s'est également portée sur l'amélioration de la qualité des informations extraites des réseaux optiques par la mise au point d'une nouvelle technique d'étude expérimentale. Cette technique appelée transitoire cohérent en spectroscopie pompe-sonde s'effectue en deux temps : la première phase consiste en l'excitation du milieu par la sonde, la deuxième en la détection de la relaxation libre du milieu après excitation. Nous utilisons la même sonde pour exciter et, décalée en fréquence, pour détecter. La détection hétérodyne ainsi effectuée possède un excellent rapport signal sur bruit. Nous avons montré théoriquement et expérimentalement que, dans le régime de sonde faible (régime linéaire), les signaux obtenus étaient reliés aux spectres de transmission utilisés couramment pour étudier les réseaux. Même si cette technique donne accès a priori aux mêmes informations que la spectroscopie de transmission, elle est, en pratique, bien plus performante. Elle permet notamment d'isoler les composantes du spectre et donne les informations sous une forme mieux adaptée à une étude quantitative.

Nous avons exploité ce nouvel outil d'investigation pour étudier la saturation de transitons vibrationnelles. Nous avons ainsi montré que les raies Raman d'un spectre pompe-sonde s'avèrent être composées de diverses composantes à de fréquences légèrement différentes. Une grande partie de la largeur des raies Raman est donc à attribuer à l'anharmonicité du potentiel. Avec une sonde d'intensité modérée, il a été possible de sortir du régime linéaire et de saturer certaines transitions vibrationnelles de manière préférentielle (en fonction de la fréquence de la sonde). Cette saturation préférentielle s'est manifestée par un trou sur les spectres de transitoires cohérents pour la fréquence

d'excitation de la sonde. Un modèle semi-classique interprète cette forme de raie comme une bistabilité provenant de l'anharmonicité du potentiel, le trou corrrespondant à une solution instable et les deux maxima correspondant à deux solutions stables de l'équation d'évolution atomique. Nous pensons que le modèle mérite d'être développé. Il permet potentiellement de décrire de façon quantitative l'effet d'un faisceau sonde d'intensité assez grande sur la dynamique des atomes dans le réseau. Nous pourrions ainsi évaluer l'effet de chauffage des atomes dû à la sonde, prévoir le seuil d'apparition d'un mouvement chaotique etc.... La richesse des comportements engendrés par la dynamique non-linéaire de l'atome nécessitera bien sûr un outil expérimental performant pour les analyser et nous pensons avoir montré que les transitoires cohérents sont justement un outil bien adapté pour l'étude de ces processus complexes.

Enfin, nous avons fait une étude quantitative de la largeur de la raie Rayleigh mesurée sur des spectres de transitoires cohérents. Celle-ci provient de l'existence dans le milieu d'observables excitées par l'interférence pompe-sonde. La largeur de la raie est liée au taux d'amortissement de l'observable excitée. Une étude par simulation Monte-Carlo semi-classique à deux dimensions a confirmé les lois expérimentales trouvées pour la largeur Rayleigh. Elle a aussi montré les précautions qu'il faut prendre dans l'interprétation des résultats et, en particulier, que le lien entre largeur Rayleigh et coefficient de diffusion spatial n'est pas aussi simple que certains le croyaient ou l'espéraient.

La lecture de cette thèse aura probablement donné l'impression qu'au cours de ce travail, nous sommes passés progressivement d'une physique qualitative où l'on mettait l'accent sur la découverte de nouveaux processus (refroidissement dans les mélasses grises, dynamique d'atomes dans les réseaux de plots, dynamique non-linéaire sous l'influence d'une sonde trop intense etc...) à une physique quantitative où, grâce à de nouvelles techniques (transitoire cohérent, double temps de vol), on mesurait avec précision des taux d'amortissement, des fréquences d'oscillation, des températures. Cette démarche a ainsi conduit à nuancer des affirmations trop simplistes ("les largeurs Rayleigh permettent de mesurer les coefficients de diffusion"). Cette évolution est heureuse. Elle signifie que durant ces années, la physique des réseaux optiques est peu à peu devenue mature : elle est passée des impulsions souvent brillantes mais parfois approximatives de l'adolescence à la sérénité de l'âge adulte.

Appendice A

Radiation Pressure in a Rubidium Optical Lattice : An Atomic Analog to the Photorefractive Effect

S. Guibal, C. Mennerat-Robilliard, D. Larousserie, C. Triché, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg

Physical Review Letters, **78** (1997) 4709

Radiation Pressure in a Rubidium Optical Lattice: An Atomic Analog to the Photorefractive Effect

S. Guibal, C. Mennerat-Robilliard, D. Larousserie, C. Triché, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg

Laboratoire Kastler-Brossel, Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, F-75231 Paris cedex 05, France

(Received 10 December 1996)

Probe gain in a rubidium optical lattice is observed when the probe and lattice beams have identical frequencies. This effect is shown to arise from the radiation pressure that shifts the atomic density distribution with respect to the optical potential. This effect is compared with two-beam coupling in photorefractive materials. The experimental results obtained by changing the parameters of the optical lattice (intensity, detuning, periodicity) are in reasonable agreement with numerical simulations based on the model case of a $1/2 \rightarrow 3/2$ atomic transition. [S0031-9007(97)03427-3]

PACS numbers: 32.80.Pj, 32.60.+i, 42.65.Hw

Two-beam coupling [1] between *frequency-degenerate* laser beams is one of the most intriguing phenomena in nonlinear optics. Owing to the apparent symmetry of the interaction between two such beams and a nonlinear medium, one indeed expects no net power transfer to take place between the laser waves. Of course, the symmetry can be broken through the intensity, direction, or polarization of the beams. Still, the possibility of observing an actual amplification of one wave at the expense of the other is a rather uncommon phenomenon. This can be better understood by identifying the conditions required in such a process. The intensity attenuation or amplification of a laser beam during propagation through a material medium arises from the existence of a macroscopic polarization (i) having the same characteristics (frequency and wave vector) as the incident beam, (ii) but having a $\pi/2$ phase-shifted component with respect to this beam. In the more particular case of two-beam coupling where the intensity modification only occurs in the presence of a supplementary beam, the polarization of interest is necessarily nonlinear in nature. Although nonlinear interactions naturally provide polarization components fulfilling requirement (i) through the creation of gratings in the material medium by the interference pattern between the incident waves, condition (ii) is very seldom fulfilled because, most generally, a stationary interference pattern (the incident laser beams have the same frequency) can only induce 0 or π phase-shifted steady-state material gratings.

The photorefractive effect [2] taking place in some particular crystals such as $LiNbO_3$ or $BaTiO_3$ is one (if not the only) outstanding counterexample of this intuitive general property. In such crystals, the spatially modulated intensity distribution $I(\mathbf{r})$ due to the interference between the two incident beams generates charge carriers in the conduction band through photoexcitation, at a rate proportional to the local value of the optical intensity. Because of spatial diffusion through the crystal, the carriers migrate towards points of smaller intensity where they recombine with donors. This results in a charge density $\rho(\mathbf{r})$ exhibiting a π phase shift with respect to $I(\mathbf{r})$. Because of the Poisson equation [$\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = \rho$], the spatially varying charge distribution $\rho(\mathbf{r})$ gives rise to a nonuniform electric field $E(\mathbf{r})$, which is phase shifted $\pi/2$ with respect to $I(\mathbf{r})$. Finally, $E(\mathbf{r})$ yields a proportional refractive index grating $n(\mathbf{r})$ through the linear electro-optic effect (Pockels effect). Thus, by transforming an incident interference pattern $I(\mathbf{r})$ into a $\pi/2$ phase-shifted grating $n(\mathbf{r})$, the photorefractive effect allows power exchange between frequency-degenerate laser beams [3].

In this Letter, we present and experimentally demonstrate an analog of this seemingly very peculiar effect in the case of an atomic gaseous medium. More precisely, we show that the transmission spectrum of a weak probe beam interacting with a standard three-dimensional lin $\perp$ lin optical lattice [4] can display a narrow *Lorentzian-like* central resonance. The probe gain in the frequency-degenerate regime can reach up to 10% and can be interpreted as a two-beam coupling process involving the creation of an atomic density (or equivalently a refractive index) grating phase shifted $\pi/2$ with respect to the stationary probe-lattice wave. We show that this phenomenon arises from the *radiation pressure* exerted by the probe-lattice pattern onto the atoms. This proves that the dissipative forces, although generally neglected, can have a dramatic effect on the spatial distribution of atoms in optical lattices. Furthermore, we show that the width of the central resonance is related to the spatial diffusion tensor [5] of the atoms in the lattice, which can thus be investigated directly.

Standard four-beam optical lattices [4] consisting of two x-polarized beams propagating in the yOz plane and making an angle $2\theta_y$, and two y-polarized beams propagating in the xOz plane and making an angle $2\theta_x$ [see Fig. 1(a)], have been intensively investigated during the last few years. Many properties of this system have been already revealed: oscillating motion of the atoms in the optical potential wells associated with the light shifts [6,7], narrowing of the vibrational lines due to strong spatial confinement at the bottom of the wells [8], paramagnetic behavior [9], long range spatial order [10], propagating elementary excitation modes [11], etc. Curiously

 © 1997 The American Physical Society

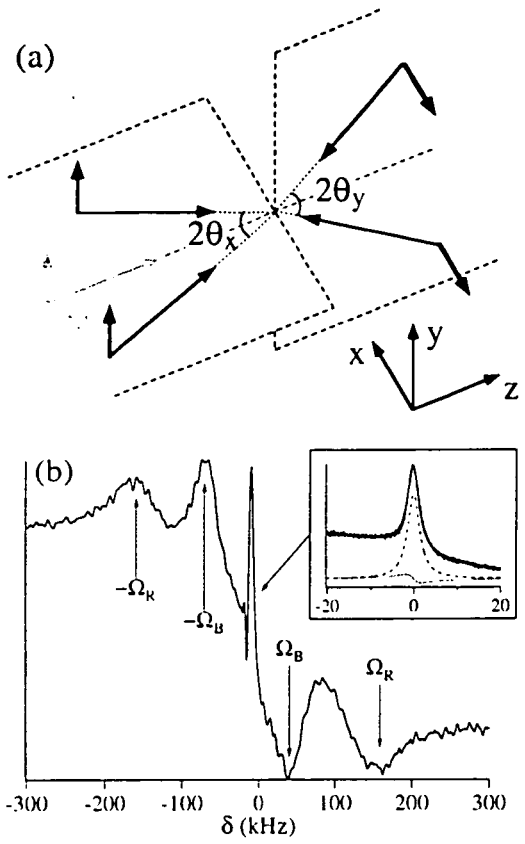


FIG. 1. Probe transmission spectroscopy in a 3D lin ⊥ lin rubidium lattice. (a) Interaction geometry. The probe beam propagates along the symmetry axis Oz of the lattice, making an angle θ_i with the nearly copropagating lattice beams. (b) Probe transmission spectrum recorded for $\theta_x = \theta_y = 20°$, a lattice beams intensity $I = 5\ \mathrm{mW\,cm^{-2}}$, and a frequency detuning $\Delta = -5\,\Gamma$. One clearly distinguishes Raman (Ω_R) and Brillouin-like (Ω_B) resonances, together with a remarkably narrow central resonance structure displayed in the inset. The fit using an adjustable superposition of a Lorentzian and a dispersion having the same width shown in the inset proves that the resonance is very close to a Lorentzian. This resonance has a HWHM of 1.4 kHz and corresponds to a probe amplification of 5%.

enough, no systematic study of the central part of probe transmission spectra in a four-beam optical lattice has been reported so far, although it is known to provide unique information about transport properties of the atoms [8,12]. It turns out that in the limit of small θ_x and θ_y angles and in the situation where the probe beam propagates along the symmetry axis, Oz, with the same polarization as the nearly copropagating lattice fields, the central feature of the spectra displays outstanding characteristics. We show in Fig. 1(b) a transmission spectrum recorded following the experimental procedure described in [6] in a rubidium lattice with $\theta_x = \theta_y = 20°$, a lattice beams intensity $I = 5\ \mathrm{mW\,cm^{-2}}$, and a red frequency detuning $\Delta = -5\Gamma$ between the lattice beams and the $5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}F' = 3$ resonance frequency of ^{87}Rb (Γ: natural linewidth of the excited state). One clearly distinguishes the previously reported Raman [6,7] and Brillouin-like [11] resonances, together with a narrow central structure having a very unusual shape. A magnification of this resonance is displayed in the inset of Fig. 1(b), where it appears as an almost pure Lorentzian structure having a HWHM of 1.4 kHz superimposed on a background slope originating from a much broader dispersivelike resonance. Very surprisingly, the amplification of the probe is maximum when its frequency equals that of the lattice beams, in contrast with the dispersivelike stimulated Rayleigh resonances previously reported in optical lattices [6,8], corresponding to zero probe gain in the frequency-degenerate regime. Where does such an unusual observation come from?

Optical pumping, as well as radiation pressure, involves photon absorption and is thus proportional to the light intensity. The dipole potential arises from the interaction of the laser electric field with the laser-induced atomic dipole and is also proportional to the light intensity. The dipole force, which derives from the dipole potential, is therefore phase shifted $\pi/2$ with respect to the laser intensity, hence to the radiation pressure force. Because when neglecting radiation pressure, the atomic density has extrema at points where the dipole force vanishes, it turns out that *radiation pressure* is the *only* possible mechanism leading to a phase shift of the atomic density distribution with respect to a *stationary* pump-probe intensity modulation, hence for the nonzero probe gain at the center of the spectrum.

One can wonder why these radiation-pressure induced central resonances have not been discussed previously. It is usually argued that because the radiation pressure force scales as $I\Gamma/\Delta^2$, whereas the dipole force scales as I/Δ, in the usual experimental conditions where $\Delta \gg \Gamma$, radiation pressure is negligible compared to the dipole force. In fact, this argument is only partially correct as it omits the influence of the laser interaction geometry. Consider a pump and a probe beam having wave vectors $\mathbf{k}$ and $\mathbf{k}_p$ and frequencies ω and $\omega_p = \omega + \delta$, respectively. The modulated part of the light intensity arising from their interference takes the form $I(\mathbf{r}) \propto \sqrt{II_p}\cos[\delta t - (\mathbf{k}_p - \mathbf{k})\cdot\mathbf{r}]$. As a result, the modulated part of the dipole force reads $\mathbf{F}_d(\mathbf{r}) \propto [\sqrt{II_p}/\Delta](\mathbf{k}_p - \mathbf{k})\sin[\delta t - (\mathbf{k}_p - \mathbf{k})\cdot\mathbf{r}]$, where the $\mathbf{k}_p - \mathbf{k}$ factor is reminiscent of the dipole force being due to photon redistribution processes between the pump and probe waves, hence a wave-vector difference. By contrast, the modulated part of the radiation pressure force takes the form $\mathbf{F}_r(\mathbf{r}) \propto [\sqrt{II_p}\,\Gamma/\Delta^2](\mathbf{k}_p + \mathbf{k})\cos[\delta t - (\mathbf{k}_p - \mathbf{k})\cdot\mathbf{r}]$, where the $\mathbf{k}_p + \mathbf{k}$ factor accounts for an *identical* enhancement or reduction in the number of photons absorbed in each of the two waves, hence a sum of wave vectors. The actual condition for the radiation pressure *not* to be negligible compared to the dipole force is thus $\Delta/\Gamma \leq |\mathbf{k}_p + \mathbf{k}|/|\mathbf{k}_p - \mathbf{k}|$ which is much less stringent than $\Delta/\Gamma \leq 1$ when $|\mathbf{k}_p - \mathbf{k}|$ happens to be small, i.e., when the pump-probe angle is small.

It is also legitimate to wonder what the width of the central resonance corresponds to. In order to answer this question, we will make use of a phenomenological description of the atomic dynamics in the lattice. We consider a two-dimensional model where the atoms propagate in the x-z plane connecting the potential minima. The atomic density distribution $P(\mathbf{r}, t)$ is supposed to obey the following Fokker-Planck equation:

$$\partial_t P + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \tag{1}$$

$$J_i = -D_i[\partial_i P - P(F_{d,i} + F_{r,i})/k_B T]. \tag{2}$$

In Eq. (2), J_i, $F_{d,i}$, and $F_{r,i}$ denote the i component of the flux and of the dipole and radiation pressure forces experienced by the atoms in the presence of the lattice and probe fields, D_i is the spatial diffusion coefficient of the atoms in the lattice along the i direction, k_B is the Boltzmann constant, and T is the lattice temperature [13]. We solve Eq. (1) by using perturbation theory, with the ratio ϵ between the probe and lattice field amplitudes as the small parameter. Assuming $\theta_x = \theta_y = \theta$ so that the mean value of $\mathbf{F}_r$ cancels at zeroth order in ϵ and denoting by $U^{(0)}(\mathbf{r})$ the lowest optical potential due to the lattice field alone, the stationary solution of (1) in the absence of the probe is found to take the well-known form $P^{(0)}(\mathbf{r}) \propto \exp[-U^{(0)}(\mathbf{r})/k_B T]$. To first order in ϵ, the dipole and radiation pressure forces are modified in the form

$$\begin{aligned}\mathbf{F}^{(1)}(\mathbf{r}, t) &= \sum_{i=1,2} \mathbf{f}_i^{(1)} \exp[-i\delta t + i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_i) \cdot \mathbf{r}] + \text{c.c.} \\ &\equiv \sum_{i=1,2} \mathbf{f}_i^{(1)} \exp[-i\delta t + i\mathbf{K}_i \cdot \mathbf{r}] + \text{c.c.},\end{aligned} \tag{3}$$

where $\mathbf{K}_i$ is the difference between the probe ($\mathbf{k}_p$) and either of the nearly colinear lattice wave vectors ($\mathbf{k}_1$ and $\mathbf{k}_2$), which contribute independently to $\mathbf{F}^{(1)}$. Note that because of the previously mentioned properties of $\mathbf{F}_d$ and $\mathbf{F}_r$, $\mathbf{f}_{d,i}^{(1)}$ is purely imaginary and has components along x and z proportional to $K_{i,x}$ and $K_{i,z}$, respectively, whereas $\mathbf{f}_{r,i}^{(1)}$ is purely real and its dominant component is aligned along Oz. Equation (1) can then be conveniently solved by writing $P^{(1)}$ in the form

$$P^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1,2} P^{(0)}(\mathbf{r}) a_i^{(1)} \exp[-i\delta t + i\mathbf{K}_i \cdot \mathbf{r}] + \text{c.c.},$$

which yields after a straightforward calculation [14]

$$a_i^{(1)} = \frac{-i}{k_B T} \frac{D_x K_{i,x} f_{d,i,x}^{(1)} + D_z K_{i,z} f_{d,i,z}^{(1)} + D_z K_{i,z} f_{r,i,z}^{(1)}}{D_x K_{i,x}^2 + D_z K_{i,z}^2 - i\delta}.$$

Finally, using the fact that the probe transmission spectrum is proportional to the imaginary component of $a_i^{(1)}$ and taking into account the dependence of $\mathbf{f}_{d,i}^{(1)}$ and $\mathbf{f}_{r,i}^{(1)}$ on the laser parameters and geometry, one finds that in the small angle limit

$$g_p \propto \left(D_x + D_z \frac{\theta^2}{4}\right) \frac{\gamma\delta}{\gamma^2 + \delta^2} + \left(\beta \frac{\Gamma}{\Delta} D_z\right) \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \delta^2}, \tag{4}$$

where β is a numerical factor of the order of 1 dependent on the atomic transition. The first term in (4) can be traced back to the dipole force and contributes to the spectrum in the form of a conventional dispersive central resonance, whereas the second term arising from the radiation pressure effect along z has a Lorentzian contribution to the spectrum [15]. It is important to note that both structures have the same width $\gamma = k^2\theta^2(D_x + D_z\theta^2/4)$ corresponding to atomic spatial diffusion on the scale of the pump-probe interference periodicity (k: modulus of the probe and lattice beams wave vectors).

We now compare Eq. (4) against the results of our experiments. According to our simplified model, the shape of the central resonance has a dispersion to Lorentzian ratio $R = \Delta(D_x + D_z\theta^2/4)/\beta\Gamma D_z$ and thus evolves from a Lorentzian toward a dispersion as the frequency detuning of the lasers increases. We have performed a first series of experiments in the lattice geometry of Fig. 1 by varying the laser parameters I and Δ. In fact, it is generally more relevant physically to use two dimensionless quantities combining these parameters, namely, the optical potential depth (U_0) in units of the one-photon recoil energy $U_0/E_R \propto I/\Delta$ and the frequency detuning in units of the linewidth of the excited state Δ/Γ. We show in Fig. 2(a) the evolution of R versus Δ/Γ as U_0/E_R is kept constant ($U_0/E_R = 1200$), i.e., constant lattice topography. It clearly appears that the resonance tends to distort from a Lorentzian to a conventional dispersion shape as the frequency detuning increases. At the same time, γ decreases with the detuning before smoothly increasing in the limit of large detunings [Fig. 2(b)]. We also performed a series of experiments by varying independently the θ_x and θ_y angles of the tetrahedron in the range 20°–40°. We observed that to a good approximation, the width and the shape of the central resonance are only dependent on θ_x no matter the value of θ_y, as expected [16].

Finally, we have performed numerical simulations of the probe transmission spectrum using the semiclassical Monte Carlo simulation technique on the model case of a $J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$ transition [17,18]. The theoretical variations of R and γ shown in Figs. 2(c) and 2(d) appear to be in reasonable agreement with the experimental results [19], in spite of the difference between the model and the actual rubidium transition. In the course of these simulations, we checked that the Lorentzian shape resonance *disappears* when the term corresponding to the radiation pressure force along Oz is erased in the program. This is a supplementary proof of the physical origin of the resonance.

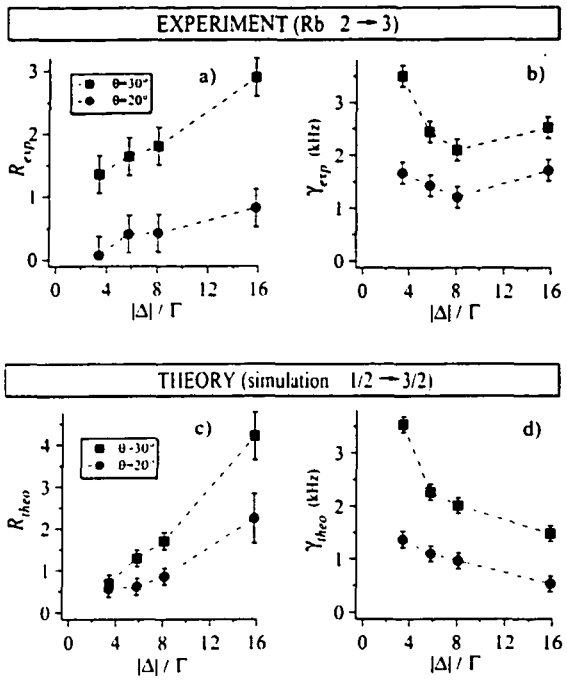


FIG. 2. Variation of the dispersion to Lorentzian ratio R and the width γ of the central resonance versus Δ/Γ. The data correspond to the same optical potential depth $U_0 = 1200E_R$. (a,b) Experimental points recorded for $\theta_x = \theta_y = 20°$ (full dots) and $\theta_x = \theta_y = 30°$ (full squares) in the case of the $2 \rightarrow 3$ transition of rubidium. (c,d) Results from a numerical simulation performed for the same angles in the model case of a $1/2 \rightarrow 3/2$ transition (γ_{theo} has been expressed in kHz using the recoil frequency of rubidium). The dashed lines are guides to the eye in all four figures.

In conclusion, we have observed a novel stimulated scattering process that shares several characteristics with the photorefractive effect. However, whereas the photorefractive effect relies on charged carriers and the electro-optic effect, radiation pressure-induced two-beam coupling involves the mechanical effect of photon absorption on neutral atoms. Still, the result presented in this Letter is a new example of the amazing analogies between condensed-matter systems and optical lattices.

The authors are grateful to P. Verkerk, L. Guidoni, and J. Zachorowski for stimulating discussions. This work was partly supported by the European Union. Laboratoire Kastler-Brossel is an unité de recherche de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associée au CNRS.

[1] See, for example, R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, New York, 1992), Sec. 6.4.

[2] N. Kukhtarev *et al.*, Ferroelectronics **22**, 949 (1979); **22**, 961 (1979).

[3] J. Feinberg *et al.*, J. Appl. Phys. **51**, 1297 (1980); **52**, 537 (1981).

[4] K. I. Petsas, A. B. Coates, and G. Grynberg, Phys. Rev. A **50**, 5173 (1994).

[5] T. W. Hodapp *et al.*, Appl. Phys. B **60**, 135 (1995); C. Jurczak *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1727 (1996).

[6] P. Verkerk *et al.*, Europhys. Lett. **26**, 171 (1994).

[7] A. Kastberg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1574 (1995).

[8] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, Phys. Rev. A **46**, 7060 (1992).

[9] D. Meacher *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1958 (1995).

[10] G. Birkl *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2823 (1995); M. Weidemuller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4583 (1995).

[11] J.-Y. Courtois *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 40 (1996).

[12] A detailed study of the central resonance in the case of a six-beam lattice and for small angles between probe and lattice beams was performed by A. Hemmerich *et al.*, Europhys. Lett. **22**, 89 (1994). The characteristics of their resonances are quite different from those reported here.

[13] Note that this model is somewhat oversimplified in that it does not take into account optical pumping processes and that it assumes isotropic thermal equilibrium in the lattice and a diagonal spatial diffusion tensor.

[14] The calculation makes use of a Fourier expansion. The coefficient $a_i^{(1)}$ is obtained through the component oscillating as $\exp[-i\delta t + i\mathbf{K}_i \cdot \mathbf{r}]$. In addition, the term $D_x K_{i,x} f_{r,i,x}^{(1)}$ is neglected compared to $D_z K_{i,z} f_{r,i,z}^{(1)}$ because in the present lattice geometry, $D_x \ll D_z$ as a result from the strong suppression of optical pumping in the x, y directions [Y. Castin *et al.*, Phys. Rev. A **50**, 5092 (1994)].

[15] It can be readily shown that the direction of the energy exchange between the frequency-degenerate pump and probe is only determined by the relative magnitude of components of their wave vectors along the symmetry axis, Oz.

[16] In the investigated range of laser parameters, the dependence of γ with θ is essentially compatible with a θ^2 law. This seems to indicate that the atomic density grating mainly relaxes through spatial diffusion along the x direction. In the framework of the simplified model it is possible to deduce D_x and D_z for each value of θ, U_0/E_R, Δ/Γ from the measurements of R and γ, provided, however, that the value of β is estimated, which is a difficult task in the case of the $2 \rightarrow 3$ atomic transition of our experiment.

[17] Y. Castin, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, in *Light-Induced Kinetic Effects on Atoms, Ions and Molecules*, edited by L. Moi *et al.* (ETS Editrice, Pisa, 1991).

[18] J.-Y. Courtois, in *Coherent and Collective Interactions of Particles and Radiation Beams*, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi," Course CXXXI, edited by A. Aspect, W. Barletta, and R. Bonifacio (IOS Press, Amsterdam, 1996), p. 341.

[19] We attribute the discrepancy between theory and experiment in the large detuning behavior of γ to the difference in the atomic transitions. In particular, the multipotential nature of laser cooling typical of transitions with large angular momenta like in rubidium are not accounted for in our $1/2 \rightarrow 3/2$ model. The increasing influence of the $F = 2 \rightarrow F' = 2$ atomic transition of rubidium as the laser detuning increases may also affect the results.

Remarques et précisions :

Nous avons écrit dans cet article qu'il était possible de déduire des expériences ou des simulations des coefficients de diffusion phénoménologiques $D^{(ph)}{}_x$ et $D^{(ph)}{}_z$ (d'où le nom (*ph*)). En effet la valeur du coefficient $D^{(ph)}{}_z$ s'exprime en fonction de la valeur du rapport R et de la demi-largeur γ. Pour des petits angles $\alpha = 1/4$, et dans le cas de la transition $1/2 \rightarrow 3/2$, le paramètre β est calculable et vaut 5/12. Une telle démarche, dans le cas de la transition $1/2 \rightarrow 3/2$, conduit aux valeurs de $D^{(ph)}{}_z$ présentées sur la Figure A-1.

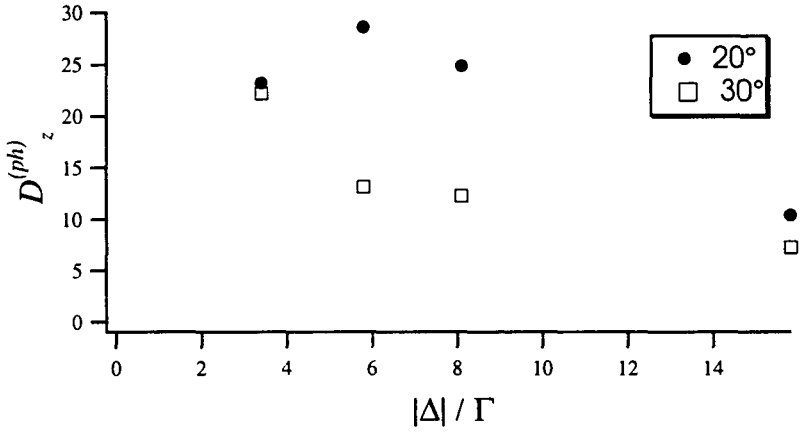


Figure A-1 : *Coefficient de diffusion phénoménologique $D^{(ph)}{}_z$ déduit de la demi-largeur de la raie Rayleigh γ et du rapport R entre partie dispersive et lorentzienne de la résonance. Ces mesures sont effectuées pour deux angles du tétraèdre (20° et 30°). Ces mesures sont faites à partir de simulations et pour la transition* $1/2 \rightarrow 3/2$. *Le déplacement lumineux vaut ici* $\hbar\Delta' = 1200\ E_r$.

Nous donnons ici des informations complémentaires sur le lien entre ces coefficients de diffusion phénoménologiques et les coefficients de diffusion réels. Nous avons vu dans la partie II du chapitre 4, que les coefficients de diffusion phénoménologiques étaient réduits par rapport aux valeurs des coefficients de diffusion réels, lorsque le rapport η entre pas de diffusion et pas de modulation induite par la sonde devient trop important (proche de 1). En fait, la différence de valeur entre ces coefficients de diffusion dépend de la direction de propagation de la sonde et des angles entre les faisceaux du tétraèdre. Pour une sonde se propageant le long de l'axe z, nos calculs montrent que le rapport η_x reste toujours important quelque soit l'angle ($\eta_x \cong 0.8$-1 aussi bien à 20° qu'à 55°). En revanche ces mêmes calculs montrent que η_z varie sensiblement. Nous avons vu dans le § E.3.c du chapitre 4 que pour des angles importants ($\cong 55°$) $\eta_z \cong 0.3$. Pour des angles de l'ordre de 20°, le pas de modulation induite devient très grand par rapport au pas du réseau alors que le pas de diffusion ne change pas sensiblement. En conséquence, le rapport η_z diminue et vaut 0.05 pour

20° (et pour $\hbar\Delta' = 2000\ E_r$ et $\Delta/\Gamma = -10$). Or nous avions affirmé dans le chapitre 4 que le désaccord entre D_z et $D^{(ph)}{}_z$ était dû à la valeur trop importante de η_z pour $\theta = 55°$. Si cette affirmation est correcte, on doit trouver un meilleur accord entre D_z et $D^{(ph)}{}_z$ pour $\theta = 20°$.

Dans ce but, nous avons mesuré directement D_x et D_z pour $\theta = 20°$ en étudiant comment varie Δx^2 et Δz^2 en fonction du temps (voir § E.3.a). Nous trouvons ainsi des valeurs égales à 300 $\hbar/M$ pour D_x et 40 $\hbar/M$ pour D_z (pour $\hbar\Delta' = 1200\ E_r$ et $\Delta/\Gamma = -6$). Les valeurs $D^{(ph)}{}_x$ et $D^{(ph)}{}_z$ déduites du rapport $R_{théo}$ et de la demi-largeur $\gamma_{théo}$ et obtenues pour les mêmes valeurs de $\hbar\Delta' / E_r$ et Δ/Γ sont : $D^{(ph)}{}_x = 0.4\ \hbar/M$ et $D^{(ph)}{}_z = 30\ \hbar/M$ (voir Figure A-1)). Comme prévu, les valeurs de D_z et $D^{(ph)}{}_z$ sont proches (la différence est de l'ordre de 25%) alors que la valeur de $D^{(ph)}{}_x$ est largement inférieure à D_x (d'un facteur 600 environ). Un paramètre pertinent pour l'analyse des données est le rapport R_z entre les coefficients de diffusion phénoménologiques et réels :

$$R_z = \frac{D_z^{(ph)}}{D_z}$$

Nous montrons sur la Figure A-2 ce rapport R_z pour les trois angles étudiés ($\theta = 20°$, 30° et 55°). Comme attendu, la mesure de D_z est d'autant meilleure que l'angle est petit.

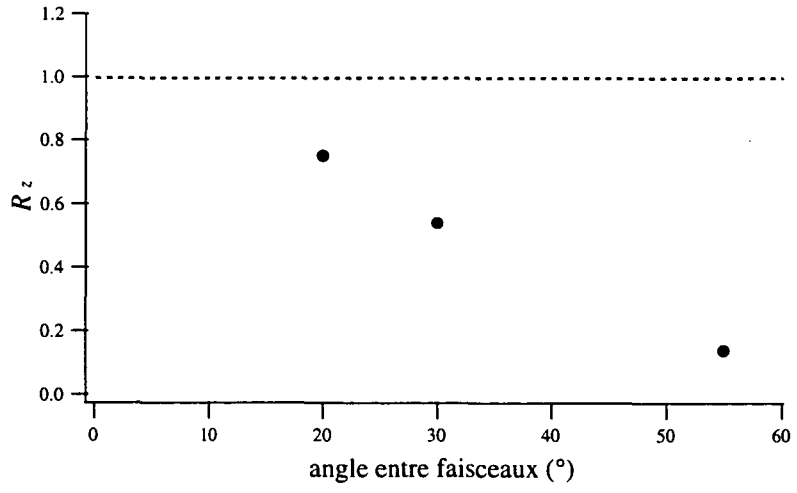


Figure A-2 : *Variation du rapport R_z entre le coefficient de diffusion $D^{(ph)}{}_z$ et le coefficient de diffusion réel D_z en fonction de l'angle pour la transition* 1/2 → 3/2. *Le déplacement lumineux est de l'ordre de* 1500 E_r *et le désaccord est d'environ* 8 Γ.

Un même graphique pour le coefficient de diffusion selon z aurait une toute autre échelle verticale. En effet, dans toute la gamme d'angles et de paramètres étudiés, on trouve $D^{(ph)}{}_x << D_x$. Quand on dispose de deux quantités comme la largeur γ et le facteur de forme R, il est possible de trouver indépendamment $D^{(ph)}{}_x$ et $D^{(ph)}{}_z$. Nous avons vu que $D^{(ph)}{}_x$ est toujours bien plus petit que D_x

alors que $D^{(ph)}{}_z$ est voisin de D_z aux petits angles. Toutefois il ne faut pas oublier que cette démarche suppose de connaître non seulement la largeur γ, mais aussi le facteur de forme R ainsi que la paramètre β. Ce paramètre est facile à calculer pour la transition $1/2 \rightarrow 3/2$, mais un nouveau modèle doit être élaboré pour une autre transition. En outre, dans de nombreux cas, on ne dispose que de la donnée de la largeur γ. Il est donc important pour les applications de connaître la fraction de la largeur due à $D^{(ph)}{}_z$ seulement.

Nous montrons sur la Figure A-3 la fraction de la largeur due à la seule composante $D^{(ph)}{}_z$. Nous remarquons que pour l'angle 30°, ce rapport est proche de 1 alors que pour 20°, il devient assez contestable d'attribuer la largeur à la seule composante $D^{(ph)}{}_z$. Les mesures expérimentales de variation de la largeur avec l'angle semblaient d'ailleurs indiquer qu'on ne pouvait négliger la contribution de $D^{(ph)}{}_x$. Ainsi à petit angle, la donnée de la seule largeur γ ne suffit pas à déterminer D_z.

Nous résumons dans le tableau ci-dessous les remarques effectuées dans cette partie.

	petit angle	**grand angle**
R_z	voisin de 1 $\Rightarrow$ $D^{(ph)}{}_z$ est une bonne mesure de D_z	$<< 1 \Rightarrow D^{(ph)}{}_z$ sous-estime de D_z
fraction de $D^{(ph)}{}_z$ dans largeur	faible $\Rightarrow$ contribution de $D^{(ph)}{}_x$ non négligeable	forte $\Rightarrow$ largeur due essentiellement à $D^{(ph)}{}_z$
conséquences	à condition de connaître aussi R, on peut mesurer D_z mais pas D_x.	la largeur seule permet de mesurer $D^{(ph)}{}_z$ mais cette valeur ne correspond pas à D_z

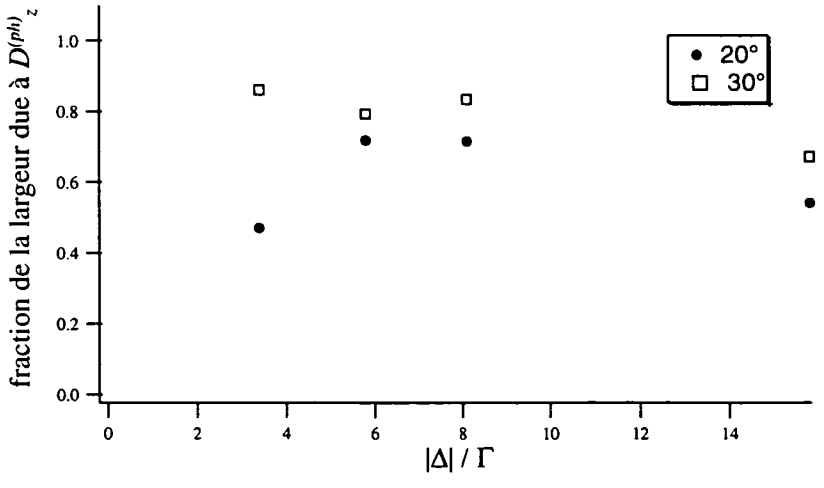


Figure A-3 : *Fraction de la largeur due à la composante $D^{(ph)}{}_z$ en fonction du désaccord pour deux angles du tétraèdre.*

Ainsi quand on ne connaît que la largeur, il existe un compromis pour lequel la mesure pour D_z n'est pas trop mauvaise et la contribution de la direction x n'est pas encore trop forte. Nous pouvons donc en conclure que les largeurs Rayleigh permettent à angle intermédiaire ($\theta \cong 30°$) d'estimer assez précisément le coefficient de diffusion dans la direction z (la précision diminuant avec l'angle) mais qu'il ne saurait être question de trouver la valeur du coefficient de diffusion le plus grand D_x dans ces conditions.

Appendice B

Recoil-induced resonances of cesium atoms in the transient domain

S. Guibal, C. Triché, L. Guidoni, P. Verkerk, and G. Grynberg

Optics Communications, **131** (1996) 61

Reprinted from

OPTICS COMMUNICATIONS

Optics Communications 131 (1996) 61–65

Recoil-induced resonances of cesium atoms in the transient domain

S. Guibal, C. Triché, L. Guidoni, P. Verkerk, G. Grynberg

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

Received 9 January 1996; accepted 20 March 1996

ELSEVIER

ELSEVIER

15 October 1996

Optics Communications 131 (1996) 61-65

OPTICS COMMUNICATIONS

Recoil-induced resonances of cesium atoms in the transient domain

S. Guibal, C. Triché, L. Guidoni, P. Verkerk, G. Grynberg

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

Received 9 January 1996; accepted 20 March 1996

Abstract

We present an experimental and theoretical study of the recoil-induced resonances in the transient domain. We describe the time dependence of the atomic bunching in the optical potential. We show that the usual line shape which is proportional to the derivative of the velocity distribution is only correct after some delay.

PACS: 32.80.P

Laser-cooled atoms and atoms at room temperature lead to very different spectra in pump-probe spectroscopy. This is because the optical potential originating from the light-shift of the atomic levels [1] is quite small. Its effect is significant only when the average kinetic energy of the atoms is lower or of the order of the light-shift. Among the new resonances in pump-probe spectroscopy that were predicted and observed with cold atoms, the recoil-induced resonances [2] are particularly interesting. These resonances can be interpreted either as a stimulated Rayleigh resonance due to a bunching of atoms in the wells of the optical potential originating from the interference between the pump and the probe [3] or as a stimulated Raman transition between differently populated atomic velocity groups [2]. The recoil-induced resonance appears as a new structure near $\delta = 0$ (where $\delta = \omega_p - \omega$ is the difference between the probe and pump frequencies). In steady-state, the shape of the recoil-induced resonance was predicted to be associated with the derivative of the velocity distribution [2]. These resonances were subsequently observed experimentally [3] and their application for velocity measurement was demonstrated [4]. It was also shown that the processes leading to these resonances are the exact analog for atoms of the stimulated Compton effect [3,4] and the connection with the free-electron laser was pointed out [3,5]. Further theoretical studies include the magnetic state degeneracy [6] and the calculation of the relative magnitude of the longitudinal Rayleigh resonance in 1D optical lattices and of the transverse recoil-induced resonance [7]. Most of the previously mentioned experimental and theoretical papers consider a regime where the distribution of atoms in phase-space is only weakly per-

* Laboratoire de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie associé au CNRS.

0030-4018/96/$12.00 Copyright © 1996 Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII S0030-4018(96)00268-4

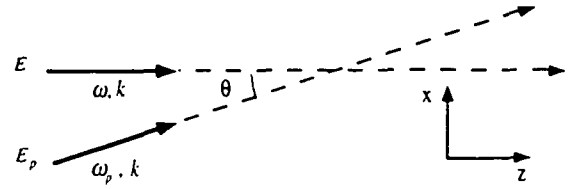


Fig. 1. Field configuration for the observation of the recoil-induced resonances.

turbed by their interaction with the light field. In contrast, Bonifacio et al. studied a completely different regime (called CARL for Collective Atomic Recoil Laser) where a gigantic probe amplification is possible [8]. This regime, which corresponds to the high-gain behaviour of the free electron laser, basically corresponds to a nonstationary gain. This is opposite to the preceding experimental and theoretical results on recoil-induced resonances which were obtained for a low gain medium under steady state conditions. It is the aim of this paper to present an experimental and theoretical study of the recoil-induced resonance in the transient domain for a thin optical medium consisting of laser-cooled cesium atoms.

We consider two beams E and E_p located in the xOz plane and close to the Oz direction as shown in Fig. 1. The angle between their wavevectors k and k_p is $\theta \ll 1$ and their frequencies are ω and ω_p. These fields interact with two-level atoms (ground state g, excited state e). As shown in Ref. [3] the steady-state line shape of the recoil-induced resonance can be derived either in the momentum space using a quantum picture or in the classical phase space using the Liouville equation. A similar strategy is also valid for transients and we will first derive the time-dependence of the probe transmission using the picture of Raman transitions between different velocity groups. When the detuning from the atomic resonance Δ is much larger than the natural width Γ and the Rabi frequencies Ω and Ω_p for the pump and probe beams, one can adiabatically eliminate the excited level. Using second order perturbation theory and neglecting the recoil energy in the resonance condition, the probability P of a Raman transition from the velocity group v_x to the velocity group $v_x + \hbar k\theta/M$ (where M is the atomic mass and $\hbar k\theta$ is the momentum transfer in the Raman process) after an interaction time t is equal to

$$P(t) = \frac{\Omega^2\Omega_p^2}{(4\Delta)^2}\left[f_0(v_x) - f_0\left(v_x + \frac{\hbar k\theta}{M}\right)\right] \times \frac{\sin^2[(\delta - k\theta v_x)t/2]}{(\delta - k\theta v_x)^2/4}. \quad (1)$$

In Eq. (1) $f_0(v_x)$ corresponds to the fraction of atoms having a component of the velocity along the x-direction equal to v_x under steady-state conditions. The total transition probability is obtained by integrating Eq. (1) over v_x. If $\hbar k\theta/M$ is small compared to the width of the velocity distribution, one can replace $[f_0(v_x) - f_0(v_x + \hbar k\theta/M)]$ by $(\hbar k\theta/M)(\mathrm{d}f_0/\mathrm{d}v_x)$. Assuming a Gaussian distribution for the velocity distribution

$$f_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,u}\exp\left(-\frac{v_x^2}{2u^2}\right),$$

one finds that the transition rate per atom averaged over the velocity distribution is equal to

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{\Omega^2\Omega_p^2}{8\Delta^2}\frac{\hbar k\theta}{Mu^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}v_x\, v_x \exp\left(-\frac{v_x^2}{2u^2}\right) \times \frac{\sin[(\delta - k\theta v_x)t]}{(\delta - k\theta v_x)}. \quad (2)$$

In Eq. (2) u is the rms velocity defined by $u = \sqrt{k_B T/M}$. Because the field radiated by the atoms

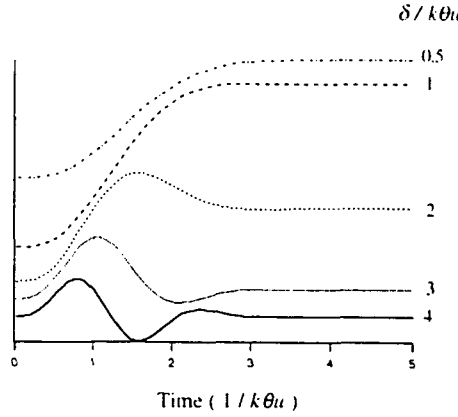


Fig. 2. Probe transmission versus time for several values of $\delta/k\theta u$ (theoretical prediction).

is assumed to be small compared to the incident probe field, the variation in the probe intensity is given by Eq. (2) multiplied by a factor proportional to the atomic density and the length of the sample. As expected from the steady-state results, dP/dt is an odd function of δ. We have plotted in Fig. 2 the value of dP/dt obtained from a numerical computation of Eq. (2) for several values of $\delta/k\theta u$.

We now discuss the limit of large and small t. For large values of t, i.e. typically for $t \gg (k\theta u)^{-1}$, one can replace $\sin[(\delta - k\theta v_x)t]/(\delta - k\theta v_x)$ by $\pi\delta_D(\delta - k\theta v_x)$ where δ_D is a Dirac delta function, and one finds again the steady-state solution which is the derivative of a Gaussian in agreement with the preceding Refs. [2–4]. On the contrary, for small values of t, i.e. for $t \ll (k\theta u)^{-1}$, the width of $v_x \times \exp(-v_x^2/2u^2)$ is smaller than the width of the second function in the integral of Eq. (2) and one can replace $v_x \exp(-v_x^2/2u^2)$ by $\sqrt{2\pi}u^3\delta'_D(v_x)$ where δ'_D is the derivative of the Dirac delta function. The solution of Eq. (2) is then

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\Omega^2\Omega_p^2}{8\Delta^2}\frac{\hbar(k\theta)^2}{M}\left[\frac{t\cos\delta t}{\delta} - \frac{\sin\delta t}{\delta^2}\right]. \quad (3)$$

For very small t, the first nonzero term of dP/dt starts as δt^3 and thus exhibits a slow variation with t. It is also possible to calculate directly d^2P/dt^2 from Eq. (2):

$$\frac{d^2P}{dt^2} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{\Omega^2\Omega_p^2}{8\Delta^2}\frac{\hbar k\theta}{Mu^3} \times \sin\delta t\left[\int_{-\infty}^{+\infty} dv_x\, v_x \exp\left(-\frac{v_x^2}{2u^2}\right)\sin k\theta v_x t\right] = \frac{\Omega^2\Omega_p^2}{8\Delta^2}\frac{\hbar(k\theta)^2}{M} t\sin\delta t\exp\left[-\frac{(k\theta u t)^2}{2}\right]. \quad (4)$$

This equation shows that the extrema of dP/dt are found for $t = n\pi/\delta$ where n is an integer.

We wish now to show how these results can be found from an approach in the real space. We start from the Liouville equation and use a perturbative expansion of the distribution in phase space:

$$f(x, v_x, t) = f_0(x, v_x, t) + f_1(x, v_x, t), \quad (5a)$$

$$f_0(x, v_x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{N}{u}\left[\exp\left(-\frac{v_x^2}{2u^2}\right)\right], \quad (5b)$$

where N is the atomic density [1] and f_1 is proportional to the probe amplitude. Identifying terms of order 1 in the probe field amplitude, the Liouville equation gives

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v_x\frac{\partial f_1}{\partial x} = \frac{1}{M}\frac{\partial U}{\partial x}\frac{\partial f_0}{\partial v_x}, \quad (6)$$

where $U = U_p\cos(k\theta x - \delta t)$ is the optical potential induced by the interference between the probe and pump beams ($U_p = D^2EE_p/2\hbar\Delta$ with D the matrix element of the electric dipole moment between g and e, E and E_p the field amplitudes and $\hbar\Delta$ the energy detuning from resonance).

In the transient domain, Eq. (6) should be solved with the initial condition $f_1(x, v_x, t = 0) = 0$. The analytical solution of Eq. (6) thus gives directly the dynamics of the bunching of atoms in the perturbative limit and for a thin medium. This solution is

$$f_1(x, v_x, t) = -\frac{NU_p}{\sqrt{2\pi}}\frac{k\theta v_x}{Mu^3}\exp\left(-\frac{v_x^2}{2u^2}\right) \times\left[\frac{\sin(\delta - k\theta v_x)t/2}{\delta - k\theta v_x}\right] \times\left[\sin\left(k\theta x - \frac{\delta + k\theta v_x}{2}t\right)\right]. \quad (7)$$

As known from preceding works on stimulated Rayleigh scattering [9], the steady-state probe absorption or amplification results from the component of f_1 having a $\pi/2$ phase shift with respect to U. If the length of the active medium is small compared to c/δ and if the gain is low, the field transmission follows adiabatically the time variation of the absorption coefficient.

Using Eq. (7), one then recovers Eq. (2) for the probe absorption. There is however supplementary

[1] Note that $f_0(x, v_x, t) = Nf_0(v_x)$.

information in Eq. (7) because all the dynamics of the bunching is included in the spatio-temporal variations of f_1. In particular, it appears that the width in velocity of f_1 is a decreasing function of the time t. For large t, the only velocity group that contributes to the bunching has a velocity v_x equal to the drift velocity of the interference pattern $\delta/k\theta$. It may also be noticed that in the present situation, the stimulated Rayleigh scattering is obtained in the absence of any relaxation term which is an uncommon situation [2].

We now present the experimental observations. Two beams, E and E_p with the same linear polarization and respective intensities of 10 and 1 mW/cm^2, cross each other in a set of cesium atoms that have been previously cooled in a magneto-optical trap or in a standard four-beam optical lattice [10] in order to achieve lower temperature. Their detuning from the $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ transition is $\Delta = -12\Gamma$ (where Γ is the natural width of the upper level). The two beams make an angle $\theta = 10°$. The beam E is reflected onto itself (with its polarization turned by 90°) to avoid that the atoms are expelled from the interaction domain by the radiation pressure [4]. The pump beam E is applied 1 ms after the trapping beams have been switched off, and its rising time is about 1 μs. The probe beam E_p is permanently applied on the atoms and its transmission is monitored by a photodiode. The variation of the probe transmission versus time is shown in Fig. 3 for several values of δ. The following observations are in excellent agreement with the predictions:

(i) the variation of the probe transmission starts very slowly with t;

(ii) the positions of the first and second extrema are well aligned with the theoretical values deduced from Eq. (4) (Fig. 4);

(iii) for $t > (k\theta u)^{-1}$, we have checked that the asymptotic values correspond to a lineshape described by the derivative of a Gaussian.

More precisely, the comparison between the theoretical curves of Fig. 2 and the experimental ones of Fig. 3 obtained for the same value of $k\theta u$ shows a good agreement. The only discrepancy comes from the decrease of the probe transmission observed for large t on the experimental curves. This behaviour is, at least partly, due to the decrease of the number of atoms in the interaction region. It may also be noticed that the temperature of the cesium atoms increases with time because of the spontaneous Rayleigh scattering [4] and this temperature evolu-

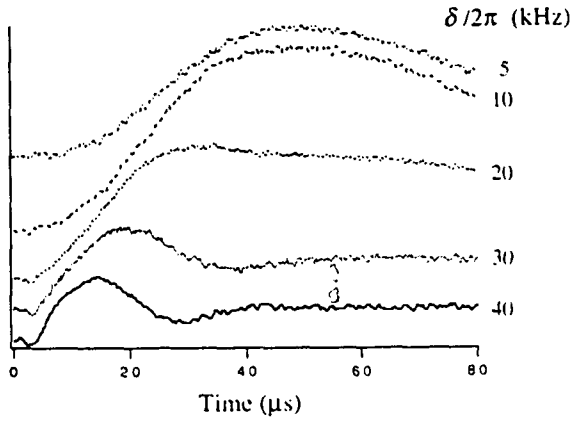


Fig. 3. Experimental recording of the probe transmission versus time. The two beams E and E_p cross each other at an angle $\theta = 10°$, in a set of cesium atoms cooled in a magneto-optical trap. The Doppler width $k\theta u$ was deduced from a steady state recoil induced resonance. Its value is $k\theta u = 10$ kHz. The experiment was performed for several values of δ.

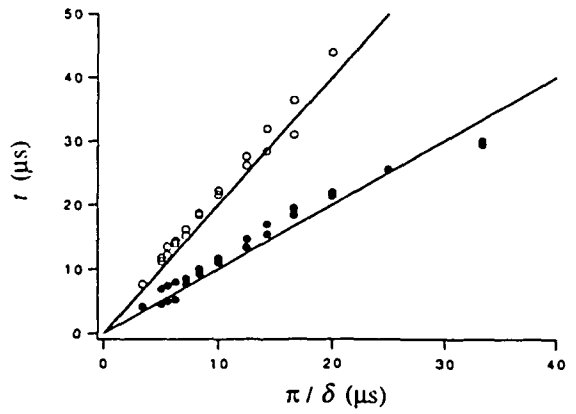


Fig. 4. Position of the first (full circles) and second (open circles) extrema of the probe transmission versus $1/2\delta$. The points are well aligned on the theoretical lines.

[2] A completely different approach based on the FEL 1D-model and giving the same change in the lineshape is used by Bonifacio and Verkerk (to appear in Optics Commun.). In this reference, this result is obtained either in a ring cavity model with high losses or without cavity in the mean field approximation.

tion is not considered in the theoretical model which assumes a fixed temperature for the atoms.

In conclusion, we have investigated the recoil-induced resonance in the transient domain. From a practical viewpoint, we have shown that the lineshape of the recoil-induced resonance used to measure the temperature [4] is only reliable for times $t > (k\theta u)^{-1}$. From a more fundamental viewpoint, the comparison between the experimental observations and the theoretical predictions show that the dynamics of the bunching of atoms in a shallow optical potential is well understood [3]. The limit of our investigation is that we have only studied the case of a weak coupling between the field and the atoms. Because the medium we used is not suitable for a large single pass gain, the only possibility to reach the situation of strong coupling between the field and the atoms considered theoretically by Bonifacio et al. [8] would be to enclose the atoms inside a cavity. This unfortunately requires a totally different experimental setup.

[3] Since this paper was completed, we came across a paper by M. Kozuma, Y. Imai, K. Nakagawa and M. Ohtsu in Phys. Rev. A 52 (1995) R3421, where the transient response of the recoil-induced resonances are also investigated. Their results are complementary to those presented here. In particular, they studied the difference between the transients occurring on the blue side of the resonance and showed that the decay time is longer on the blue side because of the occurrence of stimulated cooling.

References

[1] C. Cohen-Tannoudji, Ann. Phys. 7 (1962) 423.
[2] J. Guo, P. Berman, B. Dubetsky and G. Grynberg, Phys. Rev. A 46 (1992) 1426.
[3] J.-Y. Courtois, G. Grynberg, B. Lounis and P. Verkerk, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 3017.
[4] D.R. Meacher, D. Boiron, H. Metcalf, C. Salomon and G. Grynberg, Phys. Rev. A 50 (1994) R1992.
[5] R. Bonifacio and L. De Salvo, Nucl. Instr. Meth. A 341 (1994) 360.
[6] J. Guo and B. Berman, Phys. Rev. A 47 (1993) 4128.
[7] J. Guo, Phys. Rev. A 49 (1994) 3934.
[8] R. Bonifacio, L. De Salvo, L.M. Narducci and E.J. D'Angelo, Phys. Rev. A 50 (1994) 1716;
R. Bonifacio and L. De Salvo, Optics Comm. 115 (1995) 505.
[9] G. Grynberg, E. Le Bihan and M. Pinard, J. Phys. (Paris) 47 (1986) 1321;
G. Grynberg, M. Vallet and M. Pinard, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 701.
[10] P. Verkerk, D.R. Meacher, A.B. Coates, J.-Y. Courtois, S. Guibal, B. Lounis, C. Salomon and G. Grynberg, Europhys. Lett. 26 (1994) 171;
K.I. Petsas, A.B. Coates and G. Grynberg, Phys. Rev. A 50 (1994) 5173.

Christine Triché

Sujet de thèse : *Refroidissement et dynamique d'atomes dans des potentiels lumineux : mélasses grises, réseaux de plots et réseaux brillants*

Résumé

Cette thèse a deux volets : d'abord l'étude du refroidissement et de la dynamique d'atomes dans des mélasses grises et des réseaux gris, puis la présentation d'une nouvelle méthode de spectroscopie pour étudier la dynamique d'atomes dans des réseaux brillants. Dans les structures de potentiel lumineux que constituent les mélasses grises, les atomes de Césium sont refroidis à des températures particulièrement basses (800 nK) car ils sont piégés dans des états où ils ne subissent pratiquement plus l'influence de la lumière. L'addition d'un fort champ magnétique statique transforme alors la structure de potentiel vue par l'atome en un paysage de collines régulièrement séparées par des vallées plates. Dans ce nouvel environnement dénommé réseau gris, le comportement dynamique des atomes devient inhabituel : ils rebondissent de plot en plot comme des billes de flipper. Les réseaux brillants, en comparaison, présentent une structure de potentiel en forme de fosses (puits de potentiel) dans lesquelles les atomes restent piégés. C'est pour étudier plus en détail la dynamique atomique dans ces réseaux brillants que nous avons mis au point la technique spectroscopique de "transitoire cohérent". Grâce à son très bon rapport signal sur bruit et une sélectivité en fréquence accrue, cette technique nous a permis d'attribuer à l'anharmonicité du potentiel la majeure partie de la relaxation du mouvement oscillatoire des atomes dans les puits. Par ailleurs, elle a permis une étude quantitative du transport atomique dans les réseaux brillants.

Mots clefs

réseaux optiques - potentiels périodiques - déplacements lumineux - pompage optique - état non couplé - refroidissement laser - Césium - mélasses grises - réseaux de plots - spectroscopie par transitoire cohérent - saturation - transport atomique - diffusion spatiale

Abstract

This thesis deals with two types of problems : first the cooling and the dynamics of atoms in grey molasses and grey lattices, second the presentation of a new spectroscopic method to study the atomic dynamics in bright lattices. In potential structures such as grey molasses, Cesium atoms are cooled to very low temperatures (800 nK) since they are trapped in states where they experience a very weak influence of light. The addition of a strong static magnetic field then transforms the potential structure seen by the atoms in a landscape of hills regularly separated by flat valleys. In this new environment called grey lattice, the dynamical behaviour of atoms becomes unusual: they bounce like a pinball on the potential antidots. Bright lattices in comparison, exhibit a potential structure loooking like of a landscape of pits (potential wells) in which atoms remain trapped. In order to study in more details the atomic dynamics in such bright lattices, we implemented the spectroscopic technic of "coherent transient". The very good signal to noise ratio given by this technic and an increased frequency selectivity allowed us to attribute to the potential anharmonicity the main part of the relaxation of the atomic oscillation in the potential wells. Besides, this technic allowed a quantitative study of the atomic transport in bright lattices.

Key words

optical lattices - periodic potentials - light-shift - optical pumping - non coupled state - laser cooling - Cesium - grey molasses - antidot lattices - spectroscopy by coherent transient - saturation - atomic transport - spatial diffusion