



HAL
open science

Atomes refroidis par laser : de la mélasse au cristal optique

Brahim Lounis

► **To cite this version:**

Brahim Lounis. Atomes refroidis par laser : de la mélasse au cristal optique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 1993. Français. NNT : . tel-00011889

HAL Id: tel-00011889

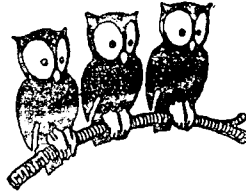
<https://theses.hal.science/tel-00011889>

Submitted on 9 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.

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE



THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS XI

Spécialité : Physique Quantique

présentée par
Brahim LOUNIS

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

Sujet de la thèse :
ATOMES REFROIDIS PAR LASER :
DE LA MELASSE AU CRISTAL OPTIQUE

Soutenu le 5 mars 1993 devant le Jury :

MM.	Claude COHEN-TANNOUJDI	Président
	Martial DUCLOY	Rapporteur
	Daniel RICARD	Rapporteur
	Jacques BAUCHE	Examineur
	Pierre CERESZ	Examineur
	André DUCASSE	Examineur
	Philippe VERKERK	Examineur
	Christophe SALOMON	Directeur de Thèse

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE



THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS XI

Spécialité : Physique Quantique

présentée par
Brahim LOUNIS

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

Sujet de la thèse :
**ATOMES REFROIDIS PAR LASER :
DE LA MELASSE AU CRISTAL OPTIQUE**

Soutenu le 5 mars 1993 devant le Jury :

MM.	Claude COHEN-TANNOUJDI	Président
	Martial DUCLOY	Rapporteur
	Daniel RICARD	Rapporteur
	Jacques BAUCHE	Examineur
	Pierre CERESZ	Examineur
	André DUCASSE	Examineur
	Philippe VERKERK	Examineur
	Christophe SALOMON	Directeur de Thèse

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'École Normale Supérieure, à partir de septembre 1990. Je remercie son Directeur, Jacques Dupont-Roc, de m'y avoir accueilli avec bienveillance et fait bénéficier de conditions de recherche exceptionnelles.

J'ai eu la chance d'appartenir à l'équipe de Claude Cohen-Tannoudji. C'est grâce au climat particulièrement favorable qu'il a su créer dans son groupe que j'ai pu entreprendre ce travail. Je veux lui témoigner ici ma profonde reconnaissance pour la richesse de l'enseignement et des conseils qu'il m'a prodigués.

Christophe Salomon a dirigé cette thèse avec un enthousiasme permanent. Je voudrais lui exprimer ma gratitude pour la patience et le dévouement avec lesquels il m'a guidé tout au long de ce travail et l'aide inestimable qu'il m'a apportée.

Je suis très reconnaissant à Gilbert Grynberg de l'étroite et fructueuse collaboration que nous avons eue pendant ce travail. Le foisonnement de ses idées et ses compétences scientifiques ont été à l'origine des expériences d'optique non-linéaire décrites dans ce mémoire.

Je ne remercierai jamais assez Philippe Verkerk qui a largement contribué à ce travail, et dont l'imagination m'a beaucoup appris autant au cours des expériences que lors des discussions enthousiastes que nous avons eues. Sa perpétuelle bonne humeur et son optimisme permanent ont rapidement transformé des relations de travail en rapports d'amitié.

Je remercie Jean Dalibard pour tout l'intérêt qu'il a porté aux problèmes que je lui ai posés et en qui j'ai beaucoup apprécié la capacité à toujours proposer de nouvelles idées. Je remercie aussi André Clairon et Carl Aminoff à qui je dois beaucoup de temps gagné grâce à leurs conseils et à tout le matériel qu'ils m'ont prêté.

La partie théorique de cette thèse doit son existence à Jean-Yves Courtois et Yvan Castin. Je leur suis très reconnaissant pour l'aide chaleureuse et efficace qu'ils m'ont procurée à chaque fois que je les ai sollicités.

Je remercie Jacob Reichel pour sa contribution à la phase finale de l'expérience en microgravité et les autres thésards, François Bardou, Philippe Bouyer, Pierre Desbiolles, Kirstine Berg-Sørensen, Olivier Morice, Bruno Saubaméa et ceux qui ont déjà soutenu leur thèse, Olivier Emile et Delphine Grison, dont l'aide a souvent permis de résoudre des problèmes quotidiens. Je veux que chacun sache que je garderai le souvenir précis de son amitié.

La majeure partie de ce travail étant de nature expérimentale, il n'aurait pu aboutir sans la contribution des services techniques du Laboratoire. Je tiens donc à en remercier tous les membres et en particulier A. Clouqueur, J. Lagadec et C. Guillaume qui ont souvent dû faire face à mes urgences.

Merci également à Messieurs Jacques Bauche, Pierre Cerez, André Ducasse, Martial Ducloy et Daniel Ricard de l'intérêt qu'ils ont voulu porter à ces recherches en acceptant de faire partie du jury de soutenance.

Je ne saurais terminer sans remercier Mmes Michèle Sanchez, Patricia Celton et Catherine Emo qui ont assuré la frappe de ce mémoire avec gentillesse et efficacité. Ma reconnaissance va à Melle Gazan et à M. Manceau pour la reproduction et la reliure de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I - LES MELASSES OPTIQUES

A - Introduction	21
B - Configuration $\text{Lin} \perp \text{Lin}$: effet Sisyphé	23
1) Modèle semi-classique	23
a) <i>Atome au repos</i>	24
b) <i>Atome en mouvement - Effet Sisyphé</i>	26
c) <i>Température d'équilibre</i>	28
2) Traitement quantique	29
a) <i>Insuffisance de l'approche semi-classique</i>	29
b) <i>Potentiels lumineux - Niveaux vibrationnels</i>	30
c) <i>Processus de relaxation - Populations des niveaux</i>	34
C - Configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ dite en "tire-bouchon"	34
1) Le champ laser	34
2) Le couplage atome-laser	36
3) Atome au repos	38
4) Atome en mouvement	38
5) Force subie par l'atome	40
6) Coefficient de diffusion - Température	40

CHAPITRE II - LE PIEGE MAGNETO-OPTIQUE

A - Modèle Doppler	45
1) Principe	45
2) Quelques prédictions du modèle	47
3) Confrontation avec les expériences	53
B - Approche semi-classique pour un atome $J_g \geq 1$	54
1) Traitement semi-classique du mouvement d'un atome dans le piège	54
2) Linéarisation de la force pour la transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$	57
3) Température et taille minimales d'un piège magnéto-optique	58

CHAPITRE III - REALISATION D'UN PIEGE MAGNETO-OPTIQUE EN MICROGRAVITE

A - Dispositif expérimental	63
1) La source de césium	63
2) Le champ magnétique	64
3) Les lasers	65
a) <i>Laser principal</i>	67
b) <i>Diode de puissance-Injection</i>	70
c) <i>Le laser repompeur</i>	71
4) Stabilité du montage	71
B - Technique de détection	72
1) Méthode d'observation	72
2) Méthode de mesure : relâche et recapture	73
C - Résultats	74
D - Vers une horloge à atomes froids en satellite	78

CHAPITRE IV - OPTIQUE NON-LINEAIRE AVEC DES ATOMES FROIDS

A - Introduction	83
B - Spectroscopie Raman d'atomes froids dans un piège magnéto-optique	85
C - Technique expérimentale adoptée	96
1) Principe	96
2) Montage expérimental	96
3) Estimation du chauffage transverse	99
4) Balayage de la sonde	101

CHAPITRE V - ETUDE D'UNE MELASSE $\sigma^+ - \sigma^-$ A UNE DIMENSION - MESURE DIRECTE DU COEFFICIENT DE FRICTION

A - Cas de la polarisation parallele (//)	106
1) Résonances Raman	108
2) Résonances Rayleigh - Mesure du coefficient de friction	113
B - Cas de la polarisation orthogonale	118
1) Résonances Raman	118
2) Résonance induite par le recul	120

CHAPITRE VI - MISE EN EVIDENCE DE LA QUANTIFICATION DU MOUVEMENT ATOMIQUE DANS LES MELASSES SISYPHE A UNE DIMENSION

A - Introduction	125
B - Mise en évidence de la quantification du mouvement par spectroscopie Raman	125

C - Résonances Raman	130
1) Temps d'évolution des cohérences et des populations pour les niveaux localisés	130
a) <i>Transitions avec changement de sous-niveau interne</i>	130
b) <i>Transitions sans changement de sous-niveau interne</i>	132
2) Spectre de transmission	134
3) Variations de la fréquence d'oscillation en fonction des paramètres de la mélasse	139
D - Résonances Rayleigh	139
1) Modifications des populations en présence de la sonde	139
2) Signal détecté	142
a) <i>Cas de la polarisation parallèle</i>	143
b) <i>Cas de la polarisation orthogonale</i>	144
E - Etude d'une mélasse Sisyphe assistée par champ magnétique	145

CHAPITRE VII - CRISTALLISATION D'ATOMES DANS DES RESEAUX INDUITS PAR LA LUMIERE A DEUX ET TROIS DIMENSIONS

A - Introduction - Choix de la géométrie des faisceaux	153
B - Mise en évidence de la cristallisation des atomes sur des réseaux induits par la lumière	154
C - Résultats complémentaires à deux dimensions	159
1) Diffraction de Bragg	159
2) Cas où la polarisation de la sonde est orthogonale au plan xOy	163
D - Mesures préliminaires de diffusion spatiale et de taux de collision dans les cristaux optiques à trois dimensions	167

CHAPITRE VIII - CONJUGAISON DE PHASE PAR DES ATOMES FROIDS

A - Conjugaison de phase dans un piège magnéto-optique	175
B - Conjugaison de phase dans les mélasses optiques	182
CONCLUSION	203
APPENDICE A - HAMILTONIEN DES DEPLACEMENTS LUMINEUX EN PRESENCE DE LA SONDE	207
APPENDICE B - MODIFICATION DE LA FORCE INDUITE PAR LA SONDE DANS LE CAS //	213
APPENDICE C - EXPRESSION DU SIGNAL DE TRANSMISSION DE LA SONDE	217
REFERENCES	223

INTRODUCTION

Le domaine du refroidissement et du piégeage d'atomes neutres par laser a connu des développements spectaculaires ces dernières années [1-3]. On est capable aujourd'hui de produire simplement un gaz dense d'atomes refroidis à des températures de l'ordre du microKelvin [4,5]. Des perspectives considérables sont maintenant ouvertes à la fois en recherche fondamentale et dans le domaine des applications. Devant de tels progrès, une première attitude consiste à développer les applications où ces atomes froids apportent un progrès significatif. Une deuxième attitude possible consiste à développer des outils nouveaux permettant d'étudier en profondeur les mécanismes de refroidissement et de piégeage en eux-même dans le but d'augmenter les densités obtenues et de diminuer encore les températures expérimentalement accessibles.

Parmi les applications envisagées, une des plus importantes concerne la métrologie du temps et des fréquences [6-9]. L'on sait en effet que l'étalon primaire de temps est un étalon atomique : l'horloge à césium. Cet atome est justement celui qui a permis d'obtenir les plus basses vitesses dans le refroidissement laser, vitesses de l'ordre du cm/s [4,5]. Dans une horloge à césium conventionnelle, on utilise un jet atomique dans lequel les atomes ont des vitesses de l'ordre de la centaine de m/s. Ces vitesses élevées limitent le temps d'interaction entre l'atome et le champ micro-onde à une dizaine de millisecondes pour les dispositifs les plus longs. La largeur de la résonance atomique, et donc la résolution du système, est inversement proportionnelle au temps d'interaction. Les atomes froids sont donc d'excellents candidats pour réaliser des horloges dont les performances, à terme, pourraient surpasser de deux ordres de grandeur celles des horloges existant à ce jour. Récemment, un gain d'un facteur 100 sur la largeur de la résonance atomique a été observé dans une géométrie de fontaine atomique où les atomes lancés vers le haut interagissent deux fois avec le champ micro-onde, une fois à la montée, l'autre à la descente. Le temps effectif d'observation est alors de $\sim 0,5$ s pour les expériences réalisées à ce jour.

Il est clair que, dans une fontaine atomique, la gravité terrestre devient un facteur limitant : on ne gagne en résolution que comme la racine carrée de la hauteur. Dépasser la demi-seconde de temps de fontaine sera coûteux en encombrement et se fera probablement au détriment de l'exactitude. Par exemple, la compensation du champ magnétique

sur des dimensions de l'ordre du mètre est difficile à mettre en œuvre. En microgravité, des temps de mesure de plusieurs secondes sont envisageables dans un volume réduit. On attend ainsi une amélioration d'un facteur 10 supplémentaire en résolution et une excellente exactitude. Nous présenterons dans ce mémoire une première expérience dans ce sens [10] où nous avons montré qu'une durée d'interaction de 0,3 seconde, comparable à celle obtenue en fontaine, pouvait être réalisée dans un volume réduit de 1 cm^3 , faisant ainsi l'économie d'une méthode sophistiquée de lancement des atomes. Cette expérience ouvre la voie à la réalisation à terme d'horloges ultra-stables en satellite.

D'autre part, les atomes froids forment pour l'optique non-linéaire un milieu nouveau dont les propriétés sont tout à fait remarquables. La faible valeur de la largeur Doppler permet d'exploiter dans les meilleures conditions les fortes non-linéarités des systèmes atomiques en utilisant des désaccords à résonances de quelques largeurs naturelles. En effet, dans les vapeurs atomiques à température ambiante, l'effet Doppler sélectionne dans la distribution thermique la seule classe de vitesse pour laquelle les lasers sont à résonance. Par conséquent, seule une petite fraction des atomes contribue à la non-linéarité. L'apport des atomes froids est donc évident : en dessous du milliKelvin, l'élargissement Doppler devient négligeable devant la largeur naturelle des niveaux excités. Les atomes, presque "immobiles", doivent tous contribuer de façon identique aux processus non-linéaires. L'absence d'effet Doppler offre aussi la possibilité d'accroître les ouvertures angulaires dans les expériences. Prenons pour exemple le cas de la conjugaison de phase qui s'interprète en termes d'holographie en temps réel. La modulation d'intensité, due à l'interférence entre deux ondes, induit dans le milieu un réseau de population ou d'orientation. Une onde vient se diffracter sur ce réseau pour donner naissance au faisceau conjugué. La période spatiale du réseau est de l'ordre de la longueur d'onde optique. Un atome en mouvement garde une certaine mémoire de son excitation, pendant un temps de l'ordre de la durée de vie de l'état excité. Pour qu'il n'y ait pas brouillage du réseau par le mouvement, il faut que la distance parcourue par l'atome pendant le temps de "mémoire" soit très faible devant le pas du réseau. Cette condition n'est généralement pas remplie pour les vapeurs atomiques usuelles et l'on est conduit à utiliser une géométrie de faisceaux quasi-unidirectionnelle. En revanche, dans le cas des atomes froids cette condition est largement vérifiée : nous avons montré que de grandes ouvertures angulaires sont possibles.

Les premières expériences d'optique non-linéaire ont montré l'existence de réso-

nances étroites de largeur inférieure à la largeur naturelle du niveau excité. L'existence de ces résonances et leur interprétation étaient une confirmation indirecte des nouveaux mécanismes de refroidissement. Ce résultat nous a donné l'idée d'utiliser l'optique non-linéaire comme un nouvel outil pour tester les différents modèles de refroidissement laser. Les signaux d'optique non-linéaire nous donneront ainsi accès à des informations nouvelles sur le comportement des atomes dans les mélasses optiques.

L'image de mélasse optique dans le refroidissement laser est inspirée du fait que les photons des lasers créent pour les atomes un milieu visqueux qui permet de diminuer leur agitation thermique et de les garder dans une région de l'espace pendant des temps relativement longs. Dans ce milieu, les atomes subissent une force aléatoire dont la moyenne est une force de friction et dont les fluctuations, dues au caractère aléatoire de l'émission spontanée, sont responsables d'une diffusion en impulsion (chauffage). La température de la mélasse est déterminée par le rapport des coefficients de friction et de diffusion associés à cette force. L'optique non-linéaire nous a permis d'avoir accès pour la première fois au coefficient de friction dans un tel milieu. Cette mesure directe est de plus non-destructive par opposition aux mesures de température par temps de vol dans lesquelles la mélasse est détruite.

Toutefois, dans certaines configurations laser (mélasses Sisyphé) nous avons mis en évidence l'insuffisance d'une description en termes de friction et de diffusion. En effet, dans ces cas, la lumière crée des potentiels lumineux modulés dans l'espace. Nous montrons que les atomes refroidis sont localisés au fond des puits où ils effectuent un mouvement d'oscillation. Nous avons pu mettre en évidence, par spectroscopie Raman, l'existence de niveaux vibrationnels discrets liés à la quantification du mouvement atomique dans ces potentiels. Nous avons ensuite généralisé la situation à une dimension, bien décrite théoriquement, aux cas de 2 et 3 dimensions où nous avons montré la localisation des atomes sur des réseaux cristallins induits par la lumière.

Dans l'ensemble de ce mémoire, nous avons essayé de dégager les idées physiques importantes mises en évidence par les expériences. Les calculs jugés indispensables ont été mis en appendice pour ne pas entraver la lecture. L'organisation de ce mémoire est la suivante :

Au chapitre I, nous effectuons une description générale des différents mécanismes de refroidissement. Nous rappellerons en introduction le premier mécanisme, proposé

en 1975, qui est fondé sur l'effet Doppler. Nous étudierons par la suite les nouveaux mécanismes de refroidissement, en adoptant une approche semi-classique, pour deux configurations laser : la configuration à polarisations linéaires orthogonales (Lin \perp lin) au §B (refroidissement par effet Sisyphé), et à polarisations circulaires $\sigma^+ - \sigma^-$ au §C. Dans le cas de la configuration Lin \perp Lin du §B, le refroidissement Sisyphé conduit à une accumulation des atomes au fond des puits de potentiel créés par la lumière. Il faut alors traiter d'une manière exacte (quantique) le mouvement des atomes. Nous exposerons les résultats d'un tel traitement dans le cas où les puits sont profonds et où l'approximation harmonique est valable.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude théorique du piège magnéto-optique en cellule. C'est la source d'atomes froids que nous avons utilisée dans toutes les expériences décrites dans ce mémoire. Nous nous limiterons dans un premier paragraphe aux mécanismes Doppler qui décrivent correctement le remplissage du piège. Nous montrerons ensuite que les nouveaux mécanismes nous donnent une nouvelle image du fonctionnement du piège et nous obtiendrons des prédictions sur sa taille et sa température.

Le troisième chapitre est consacré à l'expérience effectuée en microgravité. Nous décrivons d'abord le montage expérimental utilisé (un piège magnéto-optique). Nous exposerons les résultats obtenus où nous montrons un allongement considérable du temps de rétention des atomes dans un volume réduit de 1 cm³.

Dans le quatrième chapitre, nous décrivons brièvement la première expérience d'optique non-linéaire réalisée sur des atomes piégés. L'observation des transitions Raman entre les sous-niveaux Zeeman du fondamental est une confirmation indirecte du modèle des nouveaux mécanismes. Cette observation nous a amenés à mettre au point une technique expérimentale qui nous permet d'étudier par des méthodes de spectroscopie non-linéaire le comportement des atomes dans les mélasses à une dimension. Des comparaisons quantitatives entre la théorie et l'expérience seront alors possibles.

La première configuration laser étudiée dans le chapitre V est celle de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$. Dans cette configuration, les sous-niveaux Zeeman du fondamental sont différemment déplacés et peuplés par la lumière. Le spectre de transmission de la sonde présente alors des résonances dues à des transitions Raman entre ces sous-niveaux. Nous montrons que, suivant la polarisation de la sonde, ces résonances Raman présentent (ou pas) un élargissement Doppler. En comparant les différentes largeurs, nous pourrions

déduire la température de la mélasse.

D'autre part, pour une certaine polarisation de la sonde, on voit apparaître une structure étroite en dispersion. La largeur de cette résonance nous donne un accès direct au coefficient de friction de la mélasse. Les mesures obtenues sont en accord quantitatif avec la théorie.

Nous présentons dans le chapitre VI la première expérience qui a permis de mettre en évidence la quantification du mouvement atomique dans les mélasses Sisyphe à 1 dimension. Nous déterminons les fréquences d'oscillation des atomes dans les puits de potentiel à partir de la position des résonances Raman. L'existence de résonances étroites dans certains cas de polarisation est la preuve de l'existence d'un ordre spatial à grande échelle dans cette configuration laser.

Nous serons conduits dans le chapitre VII à chercher une généralisation de cette situation à deux et à trois dimensions. Nous dégagerons au préalable les points clés pour que les atomes soient localisés et nous présenterons les configurations laser choisies ainsi que les résultats obtenus. Nous aboutirons ainsi à une nouvelle image de la mélasse optique. L'image du milieu visqueux cède la place à une image où les atomes sont localisés dans des sites bien ordonnés où ils sont piégés pendant des temps longs. On s'attend alors à une réduction importante de la diffusion spatiale dans ces mélasses optiques et nos mesures préliminaires semblent confirmer cette prédiction.

Nous présentons dans le dernier chapitre, les expériences de mélange à quatre ondes où nous montrons que la conjugaison de phase est aussi une méthode d'investigation très efficace pour étudier les mélasses optiques.

REFERENCES DE L'INTRODUCTION

- [1] J. Opt. Soc. Am. **B6**, Special issue on laser cooling and trapping of atoms, edited by S. Chu and C. Wieman (1989)
- [2] Laser Manipulation of Atoms and Ions, edited by E. Arimondo and W.D. Phillips, Varenna Summer School, 1991 (North-Holland, Amsterdam 1992)
- [3] C. Cohen-Tannoudji and W.D. Phillips, Phys. Today **43**, N°10, 33 (1990)
- [4] Ch. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon and S. Guellati, Europhys. Lett. **12**, 683 (1990)
- [5] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990)
- [6] A. De Marchi, Metrologia **18**, 103 (1982)
- [7] J.L. Hall and M. Zhu, J. Opt. Soc. Am. **B2**, 2194 (1989)
- [8] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu and R. De Voe, Phys. Rev. Lett. **63**, 612 (1989)
- [9] A. Clairon, Ch. Salomon, S. Guellati and W.D. Phillips, Europhys. Lett. **16**, 1571 (1990)
- [10] B. Lounis, J. Reichel and Ch. Salomon, C. R. Acad. Sci. **316**, série II, 739 (1993)

CHAPITRE I

LES MELASSES OPTIQUES

A - Introduction

Le premier mécanisme de refroidissement, proposé en 1975 indépendamment par T. Hänsch et A. Schawlow [1] pour les atomes neutres et D. Wineland et H. Dehmelt [2] pour les ions piégés, est fondé sur l'effet Doppler. Considérons, à une dimension, un atome à deux niveaux éclairé par deux ondes se propageant en sens contraire (figure I-1). Ces ondes ont la même intensité faible et la même fréquence ω_L désaccordée sur le rouge de la fréquence de la transition atomique ω_A ($\omega_L < \omega_A$).

Si on néglige les effets de cohérence entre les deux ondes [3], la force totale subie par l'atome est alors la somme des deux forces de pression de radiation exercées par les ondes lumineuses.

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_+ + \mathbf{F}_- \quad (\text{I.A.1})$$

Pour un atome au repos, les deux pressions de radiation se compensent : $\mathbf{F} = 0$. Cependant, un atome en mouvement avec une vitesse $v > 0$ absorbera préférentiellement des photons laser d'impulsion $-\hbar k$ opposée à sa vitesse. En effet, ces photons ont pour l'atome une fréquence apparente $(\omega_L + kv)$ décalée par effet Doppler, plus proche de résonance que celle $(\omega_L - kv)$ des photons d'impulsion $+\hbar k$. Dans ce cas, la pression de radiation de l'onde $-k$ est plus grande que celle de l'onde $+k$:

$$|F_-| > |F_+|$$

Si maintenant $v < 0$, la même discussion montre que :

$$|F_+| > |F_-|$$

Donc quelle que soit sa vitesse, l'atome subit une force opposée à la direction de son mouvement. Pour les vitesses faibles, on peut se limiter à l'ordre le plus bas et mettre la force sous la forme d'une force de friction [4] :

$$F = -\alpha_D v \quad (\text{I.A.2})$$

α_D est un coefficient de friction qui s'écrit :

$$\alpha_D = \frac{-2\Gamma\delta_L}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} s \hbar k^2 \quad (\text{I.A.3})$$

où Γ est la largeur naturelle du niveau excité, δ_L est le désaccord du laser par rapport à la fréquence atomique ($\delta_L = \omega_L - \omega_A < 0$), Ω est la fréquence de Rabi caractérisant le couplage atome-laser et s_0 est le paramètre de saturation de la transition atomique par une des deux ondes :

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

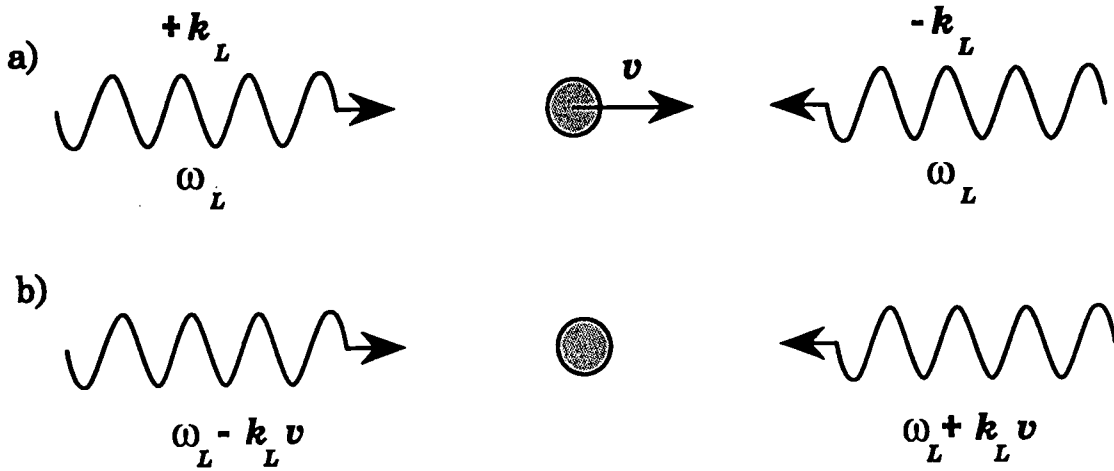


Figure I-1 : Dans le refroidissement Doppler, les ondes laser dans le référentiel du laboratoire (a) et telles qu'elles sont vues dans son référentiel propre par un atome de vitesse v (b).

Le refroidissement causé par la force $F = -\alpha_D v$ est contrebalancé par le chauffage lié au caractère aléatoire des processus d'émission spontanée. Ce chauffage est caractérisé par un coefficient de diffusion en impulsion D donné par [3,5] :

$$D = \hbar^2 k^2 \Gamma s \quad (\text{I.A.5})$$

La température la plus basse prédite par ce modèle de refroidissement vaut :

$$k_B (T_D)_{\text{opt}} = \left(\frac{D}{\alpha_D} \right)_{\text{opt}} = \hbar \frac{\Gamma}{2} \quad (\text{I.A.6})$$

Elle est atteinte pour un désaccord δ_L égal à $-\frac{\Gamma}{2}$.

Des mesures précises de températures, effectuées d'abord à Washington [6], puis à Paris [7] et à Stanford [8], indiquent des énergies cinétiques atomiques beaucoup plus basses que la limite $\hbar\Gamma/2$. Ces expériences portent sur des transitions atomiques $J \rightarrow J+1$ où l'état fondamental, de moment cinétique J , a une dégénérescence $2J+1$ ($J=2$ pour le sodium, $J=4$ pour le césium).

Cette structure atomique, plus complexe que l'atome à deux niveaux qui nous a servi pour le modèle précédent, donne naissance à des effets très sensibles à la variation spatiale de la polarisation du champ dans les différentes configurations laser utilisées. Ceci est à l'origine de nouvelles forces, absentes du refroidissement Doppler usuel et responsables d'une friction très efficace à faible puissance [9,10]. En effet, J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji ont montré qu'il existait deux classes de refroidissement à gradient de polarisation fondées sur des mécanismes physiques différents et appelés respectivement "effet Sisyphe" et mélasse en "tire-bouchon" [9].

B - Configuration Lin \perp Lin : effet Sisyphe

1) Modèle semi-classique

Dans un premier temps, nous développerons un modèle semi-classique [9]. Le centre de masse de l'atome est repéré par la variable classique z reliée à la vitesse par $z = vt$. On se place dans le cas des faibles saturations et des faibles vitesses de telle manière qu'on puisse éliminer adiabatiquement l'état excité et négliger le refroidissement Doppler. Considérons un atome $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ de masse M , éclairé par deux ondes laser, de même amplitude \mathcal{E}_0 , de même fréquence ω_L , se propageant en sens opposés le long de Oz et de polarisations linéaires croisées (respectivement selon Ox et Oy) (figure I-2).

L'expression du champ électrique s'écrit :

$$\mathbf{E}_L(z, t) = \mathbf{E}_L^+(z)e^{-i\omega t} + cc \quad (\text{I.B.1})$$

où

$$\mathbf{E}_L^+(z) = (\hat{e}_x e^{ikz} - i\hat{e}_y e^{-ikz}) \mathcal{E}_0$$

$$= \mathcal{E}_0 \sqrt{2} (\cos kz \hat{e}_- - i \sin kz \hat{e}_+) \quad (\text{I.B.2a})$$

avec

$$\hat{e}_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{e}_x \pm i \hat{e}_y) \quad (\text{I.B.2b})$$

La polarisation, $\hat{e}(z) = \cos kz \hat{e}_- - i \sin kz \hat{e}_+$, change à l'échelle λ le long de Oz . De circulaire gauche σ^- en $z = 0$, elle devient linéaire en $z = \lambda/8$, circulaire droite σ^+ en $z = \lambda/4$, linéaire en $z = 3\lambda/8$ puis à nouveau σ^- en $z = \lambda/2$... On a donc un fort changement de la polarisation ou gradient d'ellipticité. Soient I_+ et I_- les intensités respectives des composantes σ^+ et σ^- du champ électrique :

$$\begin{aligned} I_+(z) &= I_0 \sin^2 kz \\ I_-(z) &= I_0 \cos^2 kz \end{aligned} \quad (\text{I.B.3})$$

avec $I_0 = 2\mathcal{E}_0^2$.

a) Atome au repos

Les déplacements lumineux des deux sous-niveaux Zeeman g_+ et g_- de l'état fondamental sont donnés par :

$$\begin{cases} E_{+1/2} = U_{+1/2}(z) = \hbar \delta_{Ls} \frac{1}{I_0} \left(I_+ + \frac{1}{3} I_- \right) = -\frac{3}{2} U_0 + U_0 \cos^2 kz \\ E_{-1/2} = U_{-1/2}(z) = \hbar \delta_{Ls} \frac{1}{I_0} \left(I_- + \frac{1}{3} I_+ \right) = -\frac{3}{2} U_0 + U_0 \sin^2 kz \end{cases} \quad (\text{I.B.4})$$

où

$$U_0 = -\frac{2}{3} \hbar \delta_{Ls} \quad (\text{I.B.5})$$

est la profondeur des puits de potentiel associés à chacun de ces deux niveaux (figure I-2c). Les variations spatiales des déplacements lumineux ne sont pas dues à une modulation spatiale de l'intensité lumineuse totale (celle-ci étant la même en tout point) mais bien à une variation spatiale de la polarisation du champ électrique laser et à la grande sensibilité de l'atome vis à vis de la polarisation. Les énergies des deux sous-niveaux g_\pm varient donc sinusoidalement dans l'espace et en opposition de phase.

Le taux de pompage optique $\Gamma'_{+ \rightarrow -}$ qui caractérise le transfert de l'atome du sous-niveau $|g_+\rangle$ vers le sous-niveau $|g_-\rangle$ est proportionnel à l'intensité I_- alors que le taux

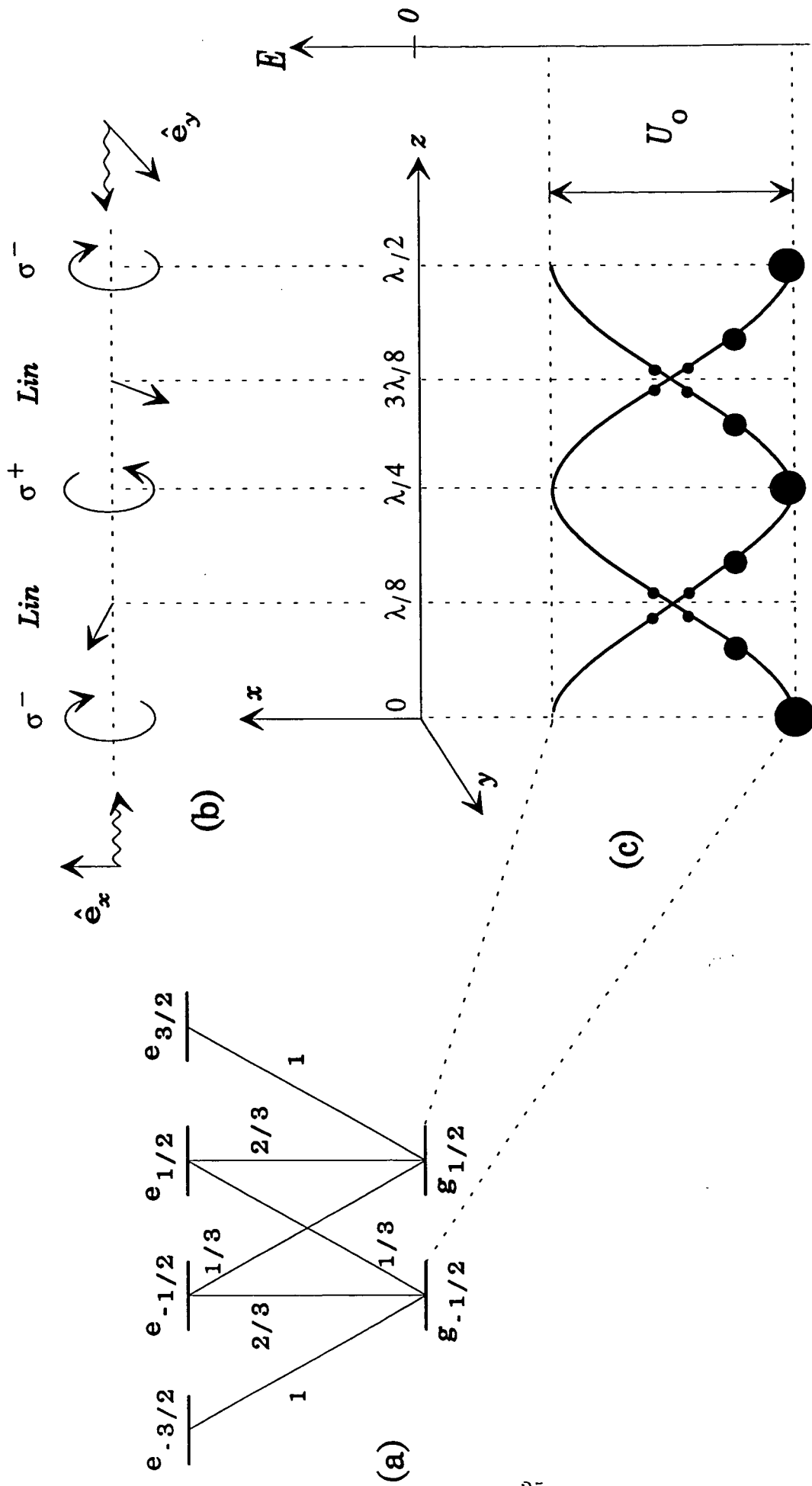


Figure I-2 : (a) Transition atomique $1/2 \rightarrow 3/2$ et carrés des coefficients de Clebsch-Gordan. (b) Polarisation du champ électrique totale dans la configuration Lin-Lin. (c) Déplacements lumineux des sous-niveaux d'énergie fondamentaux et populations stationnaires pour un atome au repos (représentées par des cercles pleins).

de pompage optique $\Gamma'_{-\rightarrow+}$ de $|g_{-}\rangle$ vers $|g_{+}\rangle$ est proportionnel à I_{+} .

$$\begin{cases} \Gamma'_{+\rightarrow-}(z) = \frac{2}{9}\Gamma s \cos^2 kz \\ \Gamma'_{-\rightarrow+}(z) = \frac{2}{9}\Gamma s \sin^2 kz \end{cases} \quad (\text{I.B.7})$$

Ces taux de pompage optique d'un sous-niveau vers l'autre varient donc dans l'espace, avec la même période spatiale que les déplacements lumineux (I.B.4).

Le point important est alors le suivant : quand on se déplace le long de Oz sur l'une des deux courbes $E_{\pm 1/2}(z)$, le taux de pompage optique vers l'autre sous-niveau est maximum aux sommets des courbes de potentiel et nul aux fonds.

Les équations de pompage optique dans le cas des faibles saturations ($s_0 \ll 1$) sont données par :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}\Pi_{g_{+}} = -\Gamma'_{+\rightarrow-}\Pi_{g_{+}} + \Gamma'_{-\rightarrow+}\Pi_{g_{-}} = \frac{2}{9}\Gamma s (\sin^2 kz - \Pi_{g_{+}}) \\ \frac{d}{dt}\Pi_{g_{-}} = +\Gamma'_{+\rightarrow-}\Pi_{g_{+}} - \Gamma'_{-\rightarrow+}\Pi_{g_{-}} = \frac{2}{9}\Gamma s (\cos^2 kz - \Pi_{g_{-}}) \end{cases} \quad (\text{I.B.8})$$

On peut donc déduire facilement de (I.B.8) la vitesse de variation de la différence de population $m(z) = \Pi_{g_{+}} - \Pi_{g_{-}}$:

$$\frac{d}{dt}m(z) = \frac{d}{dt}(\Pi_{g_{+}} - \Pi_{g_{-}}) = -\frac{1}{\mathcal{T}_p}[m(z) + \cos 2kz] \quad (\text{I.B.9a})$$

avec

$$\frac{1}{\mathcal{T}_p} = \frac{2\Gamma}{9}s \quad (\text{I.B.9b})$$

\mathcal{T}_p est le temps de pompage optique caractérisant le taux d'amortissement de la différence de population entre les deux sous-niveaux. Les équations (I.B.8) et (I.B.9) montrent qu'en régime stationnaire nous avons une forte modulation spatiale des populations $\Pi_{g_{+}}$ et $\Pi_{g_{-}}$ ainsi que de la magnétisation $m(z)$ (figure I-2c) :

$$m^{(0)}(z) = -\cos 2kz \quad (\text{I.B.10})$$

b) Atome en mouvement. Effet Sisyphe

Le mouvement du centre de masse de l'atome est décrit par l'évolution de sa position $z(t)$ et de sa vitesse $v(t)$ en fonction du temps.

La vitesse atomique est gouvernée par la force radiative subie par l'atome : cette force dépend de l'état atomique interne et est la somme de deux contributions [11].

La première contribution provient des changements moyens d'impulsion liés aux cycles où un photon laser est absorbé et un photon spontané est émis. Elle correspond à la pression de radiation exercée par la lumière. C'est une force dissipative qui est nulle dans notre cas puisque les contributions des deux ondes se compensent exactement.

La deuxième contribution est donnée par l'opposé du gradient spatial du potentiel décrivant la partie réactive du couplage atome-champ. Elle est égale à $-\frac{dE_+}{dz}$ (ou $-\frac{dE_-}{dz}$) pour un atome dans l'état interne $|+1/2\rangle$ (ou $|-1/2\rangle$).

La force réactive moyenne est donnée par la moyenne des deux forces précédentes pondérées par les populations des deux sous-niveaux.

$$F(z, t) = \Pi_{g_+}(z, t) \left(-\frac{dE_+}{dz} \right) + \Pi_{g_-}(z, t) \left(-\frac{dE_-}{dz} \right) \quad (\text{I.B.11})$$

Après résolution du système (I.B.8) en posant ($z = vt$) et après moyenne sur le temps, on trouve :

$$F(v) = -\alpha_S \frac{v}{1 + v^2/v_C^2} \quad (\text{I.B.12})$$

avec

$$\alpha_S = 3hk^2 \frac{(-\delta_L)}{\Gamma} \quad (\text{I.B.13})$$

$$v_C = \frac{1}{k} \frac{\Gamma_S}{9} \quad (\text{I.B.14})$$

Nous remarquons que le coefficient de friction Sisyphe α_S est indépendant de l'intensité et que la vitesse de capture de la nouvelle force est proportionnelle à l'intensité.

L'origine physique de l'effet Sisyphe est la corrélation très forte qui existe entre les variations spatiales des déplacements lumineux de chaque sous-niveau et le taux de pompage optique à partir de ce sous-niveau. Par suite du temps fini \mathcal{T}_p requis par le pompage optique, l'atome en mouvement a le temps de gravir la colline de potentiel correspondant à un sous-niveau Zeeman donné et d'atteindre le sommet de cette colline où il a une probabilité maximum d'être transféré par pompage optique au fond de la vallée de potentiel correspondant à l'autre sous-niveau Zeeman. A partir de ce point, il doit à nouveau gravir une colline de potentiel avant de pouvoir subir un nouveau cycle de pompage optique (figure I-3). A chaque montée, l'énergie cinétique de l'atome est

diminuée au profit de son énergie potentielle, l'accroissement d'énergie potentielle étant ensuite dissipé lors du cycle de pompage optique par le photon de fluorescence émis spontanément qui emporte une énergie supérieure à celle du photon laser absorbé.

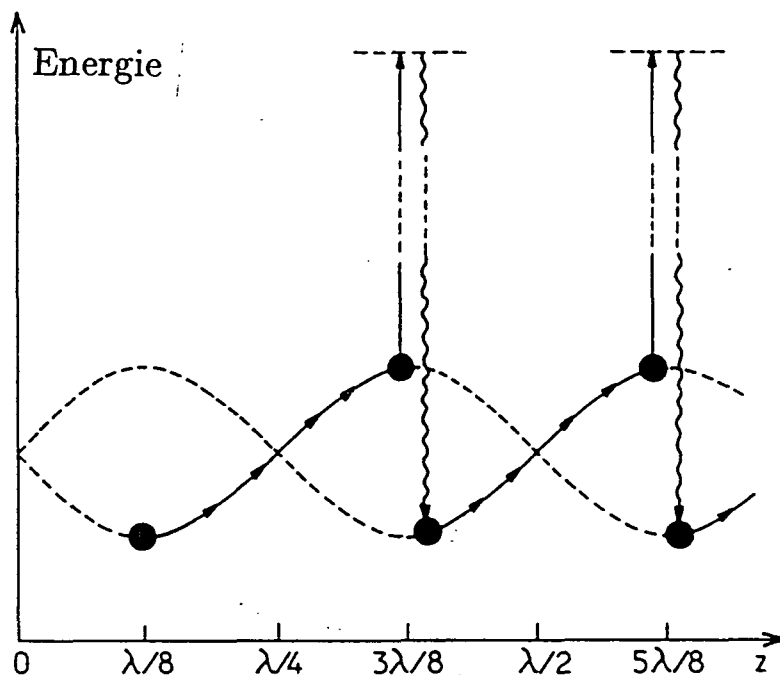


Figure I-3 : Mouvement typique d'un atome dans la configuration Sisyphé.

c) Température d'équilibre

D'après l'image précédente, l'énergie cinétique décroît par des valeurs discrètes de l'ordre de $U_0 = \frac{2}{3} \hbar \delta s$, jusqu'à ce que l'atome soit piégé dans un puits de potentiel où il commence à effectuer des mouvements d'oscillation à la fréquence Ω_{osc} . L'état stationnaire résulte de la compétition entre le refroidissement Sisyphé et le chauffage dû à la diffusion en impulsion qui provient des fluctuations du nombre de photons absorbés, des fluctuations de la direction du photon émis ainsi que des fluctuations de la force

réactive dans l'état fondamental.

Le coefficient de diffusion est dû essentiellement aux fluctuations de la force réactive qui oscille entre $\frac{d}{dz}E_{+1/2}$ et $\frac{d}{dz}E_{-1/2}$ quand l'atome subit, à des temps aléatoires, un cycle de pompage optique.

$$D_p \simeq (kU_0)^2 \mathcal{T}_p \quad (\text{I.B.15})$$

En utilisant cette approche semi-classique, où le mouvement du centre de masse est traité classiquement et où l'état interne est quantifié, on peut écrire une équation du type Fokker-Planck qui donne une température d'équilibre proportionnelle à un déplacement lumineux :

$$k_B T = \frac{D_p}{\alpha_S} \simeq U_0 \simeq \hbar \frac{\Omega_1^2}{\delta_L} \quad (\text{I.B.16})$$

Des mesures de température faites à trois dimensions [12] ont permis de vérifier cette loi de linéarité jusqu'à des valeurs de saturation raisonnablement petites.

Par ailleurs, ces résultats expérimentaux mettent en évidence, à très faible saturation, un comportement de la température très différent de (I.B.16). On observe ainsi, lorsqu'on abaisse l'intensité, une température qui diminue jusqu'à un optimum avant de se mettre à augmenter. Les températures optimales obtenues correspondent à des énergies cinétiques de l'ordre de quelques énergies de recul $\frac{(\hbar k)^2}{2M}$. Le modèle précédent ne permet pas d'expliquer l'existence de ce minimum.

2) Traitement quantique

a) *Insuffisance de l'approche semi-classique*

L'approche précédente traite classiquement le mouvement du centre de masse atomique et quantifie uniquement l'état atomique interne. Elle suppose que lors de son interaction avec la lumière, le centre de masse de l'atome peut être considéré comme localisé. Ceci est légitime tant que l'extension spatiale Δx de la fonction d'onde atomique associée à la description quantique du mouvement du centre de masse est suffisamment faible devant la longueur d'onde optique.

$$\Delta x \ll \lambda \quad (\text{I.B.17})$$

Cette condition conduit, via la relation d'incertitude d'Heisenberg, à la condition suivante sur la largeur Δp de la distribution d'impulsion atomique totale :

$$\Delta p \gg \hbar k \quad (\text{I.B.18})$$

D'autre part, l'approche semi-classique ne permet d'étudier que les situations où l'état atomique interne atteint un régime forcé avant que la vitesse atomique n'ait le temps de changer significativement sous l'effet des forces radiatives : ceci s'exprime par l'inégalité :

$$T_{\text{int}} \ll T_{\text{ext}} \quad (\text{I.B.19})$$

Le temps interne est donné par la durée typique d'évolution des variables internes $T_{\text{int}} = \mathcal{T}_p$, où \mathcal{T}_p est le temps de pompage optique. Pour caractériser le temps externe, il faut remarquer que le refroidissement Sisyphes conduit à l'accumulation des atomes au fond des potentiels lumineux ($E_C < U_0$) où les atomes vont subir des oscillations aléatoirement interrompues par des cycles d'émission spontanée. Le temps externe typique est donc la période d'oscillation des atomes dans la partie harmonique des potentiels $E_{\pm 1/2}(z)$ à laquelle on associe la pulsation Ω_{osc} [13] :

$$\Omega_{\text{osc}} = \sqrt{\frac{2k^2 U_0}{M}} \quad (\text{I.B.20})$$

où U_0 est la profondeur du puits de potentiel (I.B.5).

La condition (I.B.19) revient donc à considérer le cas où l'atome effectue plusieurs cycles de pompage optique pendant une période d'oscillation :

$$\Omega_{\text{osc}} \mathcal{T}_p \ll 1 \quad (\text{I.B.21})$$

Le domaine qui échappe à l'approche semi-classique ($\Omega_{\text{osc}} \mathcal{T}_p \gg 1$), contient les distributions de vitesses les plus froides. Il est donc impératif de faire un traitement plus élaboré [15] (traitement quantique du mouvement de l'atome) pour comprendre les mécanismes physiques dans cette configuration.

b) Potentiels lumineux. Niveaux vibrationnels

Les équations quantiques portant sur la matrice densité atomique σ , interne et externe [14] restreinte à l'état fondamental, ont été établies dans la référence [15]. Le

hamiltonien qui décrit la partie réactive du couplage atome-rayonnement dans l'état fondamental est donné par :

$$H_0 = \frac{P^2}{2M} + U^{(0)}(Z) \quad (\text{I.B.22a})$$

$$U^{(0)}(Z) = \sum_{m=\pm 1/2} U_m^{(0)}(Z) |gm\rangle_z \langle gm| \quad (\text{I.B.22b})$$

où Z et P sont maintenant des opérateurs. Les potentiels $U_m^{(0)}(Z)$ sont les déplacements lumineux des sous-niveaux $|gm\rangle_z$, que nous avons introduits en (I.B.4) et (I.B.5) :

$$U_{\pm 1/2}^{(0)}(Z) = \frac{U_0}{2} (-2 \pm \cos(2kZ)) \quad (\text{I.B.23})$$

Rappelons que la transition $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ est particulièrement simple puisque les deux sous-niveaux Zeeman $m = \pm 1/2$ du niveau fondamental ne sont pas couplés par le laser. On peut donc se ramener à l'étude quantique du mouvement d'une particule sans structure interne évoluant dans un potentiel $U_m^{(0)}(Z)$. Il suffit de résoudre le problème pour $m = -1/2$ seulement, les états de l'autre potentiel $U_{+1/2}^{(0)}(Z)$ s'en déduisent par translation spatiale de $\frac{\lambda}{4}$:

$$U_{-1/2}^{(0)}(Z) = U_{+1/2}^{(0)}\left(Z + \frac{\lambda}{4}\right) \quad (\text{I.B.24})$$

Le potentiel $U_{-1/2}^{(0)}(Z)$ a une structure périodique : il est formé de puits de profondeur U_0 régulièrement espacés de $\frac{\lambda}{2}$.

Considérons un atome dans l'état interne $|g, -1/2\rangle$ qui effectue des mouvements d'oscillation au fond d'un des puits de $U_{-1/2}^{(0)}(z)$ (celui en $z = 0$ par exemple) (figure I-4). Si les puits sont profonds, la probabilité pour qu'il y ait un passage par effet tunnel vers les puits voisins (à travers la barrière de potentiel formée par $U_{-1/2}(z)$) devient très faible. Tout se passe comme si nous avions un atome localisé dans un puits de potentiel unique, que nous considérons comme harmonique en première approximation :

$$U_-^{(0)} = -\frac{3}{2}U_0 + U_0 k^2 Z^2 \quad (\text{I.B.25})$$

Les niveaux d'énergie ont une largeur tunnel négligeable et leurs énergies propres sont celles de l'oscillateur harmonique [16] :

$$E_n = -\frac{3}{2}U_0 + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \Omega_{\text{osc}} \quad (\text{I.B.26})$$

$$\hbar \Omega_{\text{osc}} = 2\sqrt{U_0 E_R} \quad (\text{I.B.27})$$

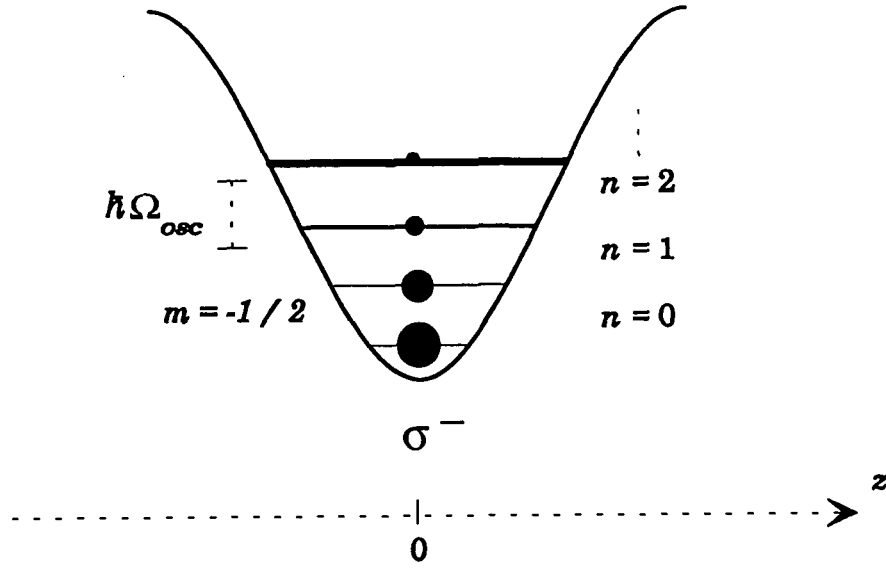


Figure I-4 : Atome localisé au fond d'un puits U_- en $z = 0$. Semi-classiquement, l'atome effectue des mouvements d'oscillation de fréquence Ω_{osc} en ignorant les puits voisins. Quantiquement, le mouvement du centre de masse de l'atome possède un spectre d'énergie discret ; deux niveaux vibrationnels successifs sont séparés par $\hbar\Omega_{osc}$. Au fond du puits ces niveaux ont une largeur tunnel négligeable car la probabilité de transition par effet tunnel est faible. Les cercles pleins représentent les populations des différents niveaux vibrationnels dans l'état stationnaire.

où E_R est l'énergie de recul à un photon $E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$.

De même, les fonctions propres φ_n au fond d'un puits sont celles de l'oscillateur harmonique. Elles ont des extensions spatiales proportionnelles à $\sqrt{\frac{\hbar}{m\Omega_{osc}}}$ qui vérifient pour n petit :

$$k^2 \Delta_n z^2 \sim \sqrt{\frac{E_R}{U_0}} \left(n + \frac{1}{2} \right) \ll 1 \quad (\text{I.B.28})$$

Remarque

Le traitement général, fait dans la référence [17], est similaire à celui du mouvement de l'électron dans le potentiel cristallin, largement développé en physique des solides [18]. En utilisant le théorème de Bloch, les états propres délocalisés s'écrivent

sous la forme $|n, q, \varepsilon\rangle$ où n est un entier positif qui désigne la bande d'énergie n et $\varepsilon = \pm$ indique l'état atomique interne ($m = \pm 1/2$). q est l'indice de Bloch ayant des valeurs comprises dans la première zone de Brillouin ($-k < q \leq k$). Les bandes d'énergie d'indice n localisées au fond d'un puits donné, peuvent être décrites par les fonctions de Wannier qui sont des combinaisons linéaires des états de Bloch $|n, q\rangle$ (figure I-5). Pour les puits profonds ces états ne sont autres que les fonctions propres du hamiltonien d'un atome dans un puits de potentiel unique puisque la probabilité de passer par effet tunnel vers les sites voisins est faible.

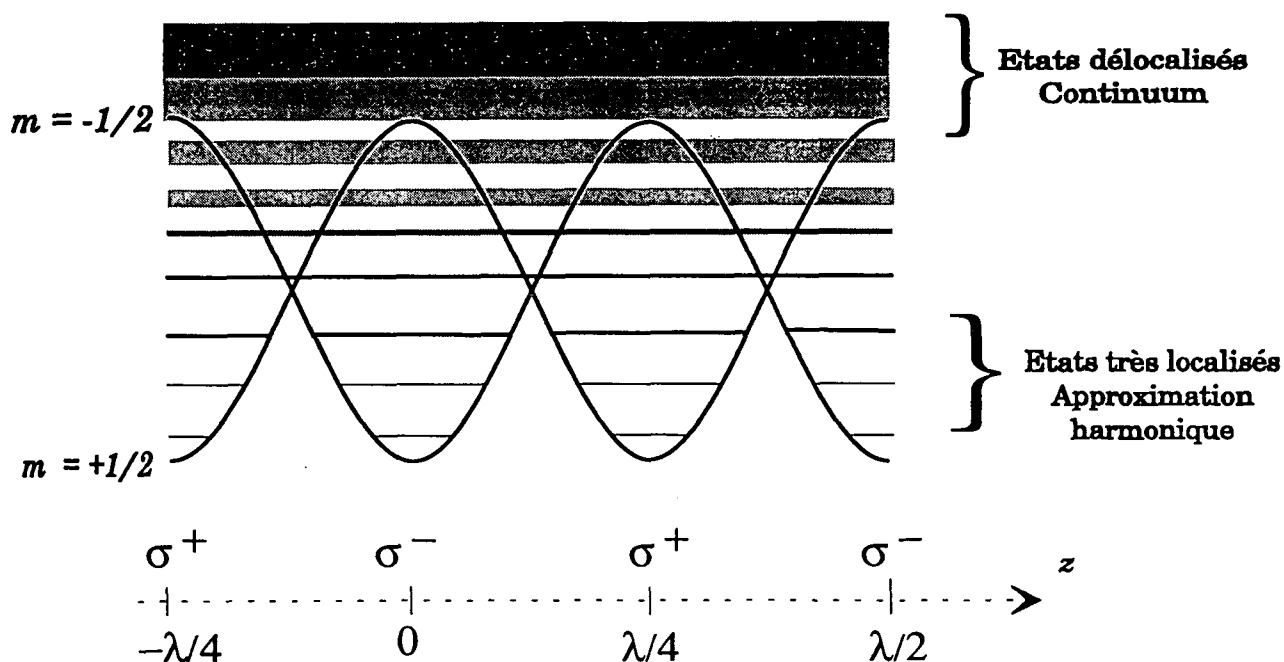


Figure I-5 : Structure de bandes liée au mouvement de l'atome dans le potentiel périodique créé par la lumière. Au fond des puits la largeur des bandes d'énergie est petite devant l'espacement entre niveaux vibrationnels. Les bandes d'indices élevés sont larges. Elles forment un continuum d'états quasi-libres quand l'énergie des bandes est \gtrsim à la profondeur des puits.

c) Processus de relaxation. Populations des niveaux

Les processus de relaxation induisent des transitions entre les différents niveaux vibrationnels. Ils déterminent l'état stationnaire du système et les largeurs des niveaux. Dans le cas où ces dernières sont inférieures aux distances entre niveaux, les populations stationnaires $\Pi_{n,\epsilon}$ sont déterminées à partir des équations aux taux [15] qui s'écrivent :

$$0 = \frac{d}{dt}\Pi_{n,\epsilon} = -\Gamma_{n,\epsilon}\Pi_{n,\epsilon} + \sum_{n',\epsilon'} \Gamma_{n',\epsilon' \rightarrow n,\epsilon} \Pi_{n',\epsilon'} \quad (\text{I.B.29})$$

où les Γ_i sont les différents taux de transition sur lesquels nous reviendrons plus longuement dans le 6ème chapitre.

L'équation (I.B.29) exprime un équilibre entre un terme de départ (1er terme) et un terme d'alimentation (2ème terme). Le calcul montre qu'on attend des populations $\Pi_{n,\epsilon}$ différentes sur les divers sous-niveaux vibrationnels : les niveaux les plus bas sont les niveaux les plus peuplés (figure I-4).

A partir des $\Pi_{n,\epsilon}$, on détermine la distribution stationnaire des vitesses et donc la température de la mélasse. Les résultats, exposés dans [17], montrent l'existence d'un optimum de refroidissement (à faible saturation) en accord avec les observations expérimentales [12]. Nous décrivons dans le chapitre VI la première expérience qui a permis de mettre en évidence ces niveaux vibrationnels par spectroscopie Raman stimulée.

C - Configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ dite en "tire-bouchon"

1) Le champ laser

Considérons deux ondes laser, de même fréquence ω_L , de même amplitude \mathcal{E}_0 se propageant en sens opposés le long de Oz et polarisées respectivement σ^+ et σ^- . Le champ laser résultant a une amplitude indépendante de z , et une polarisation linéaire qui tourne lorsqu'on se déplace le long de Oz , pour former une hélice de pas égal à la longueur d'onde optique λ (figure I-6a). Il s'écrit :

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}(z, t) &= \vec{\mathcal{E}}^{(+)}(z) e^{-i\omega_L t} + \vec{\mathcal{E}}^{(-)} e^{i\omega_L t} \\ \vec{\mathcal{E}}^{(+)} &= \mathcal{E}_0 (e^{ikz} \hat{e}_+ + e^{-ikz} \hat{e}_-) \end{aligned} \quad (\text{I.C.1})$$

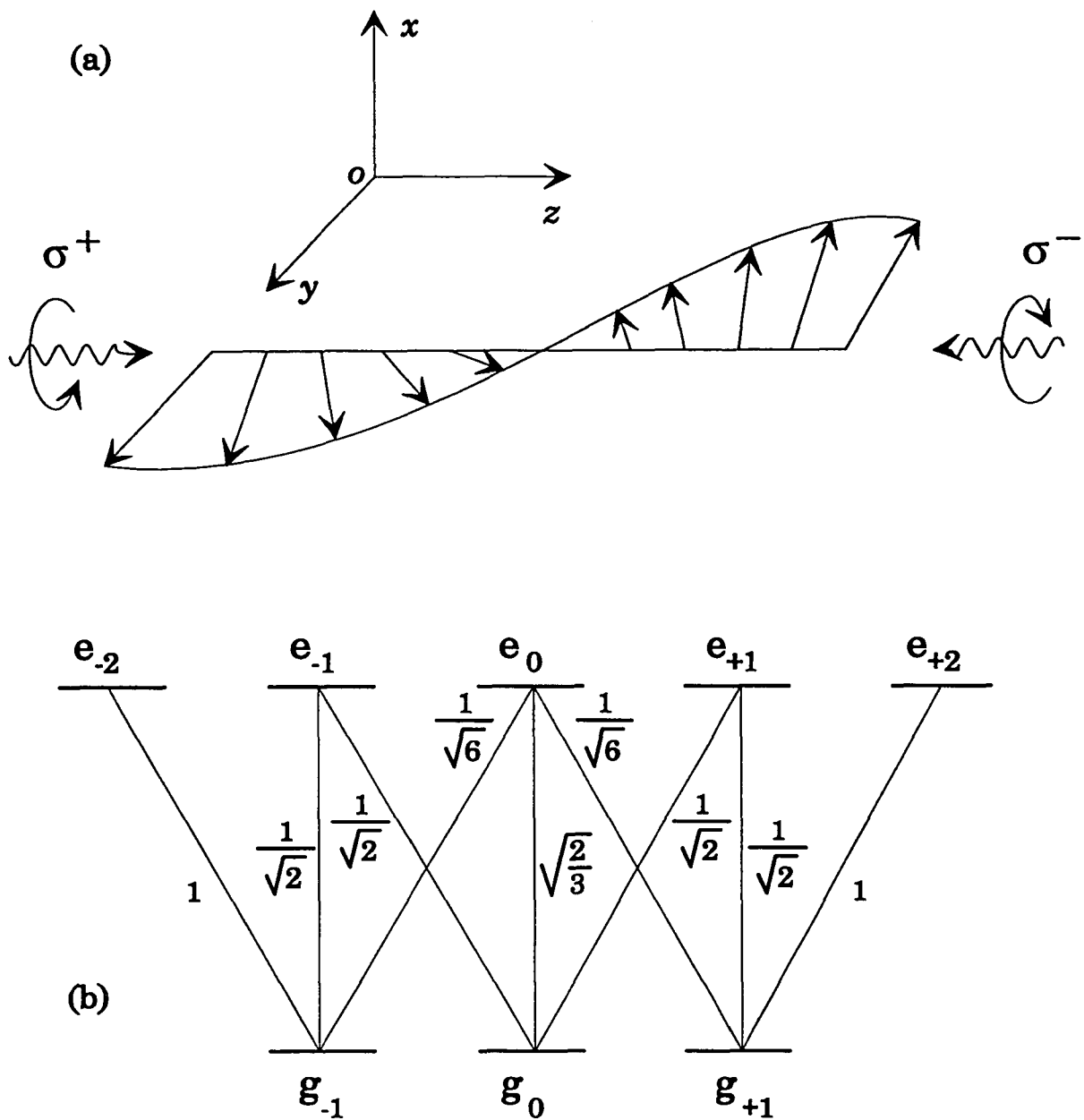


Figure I-6 : (a) Configuration laser $\sigma^+ - \sigma^-$. Le champ total a une polarisation linéaire qui tourne quand on se déplace le long de Oz pour former une hélice de pas λ . Il a une intensité constante qui ne dépend pas de la position. (b) Coefficients de Clebsch-Gordan pour la transition atomique $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$.

où \hat{e}_+ et \hat{e}_- sont les polarisations circulaires droite et gauche respectivement définies en (I.B.2b).

Dans le repère cartésien lié en laboratoire, l'amplitude du champ de fréquence positive a pour expression :

$$\vec{\mathcal{E}}^{(+)} = -i\mathcal{E}_0\sqrt{2}(\sin kz \hat{e}_x + \cos kz \hat{e}_y) \quad (\text{I.C.2})$$

Considérons une transition $J = 1 \rightarrow J' = 2$ (figure I-6b). C'est la transition atomique $J \rightarrow J + 1$ la plus simple pour laquelle la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental est levée par le déplacement lumineux. Elle peut conduire à des nouveaux mécanismes de refroidissement [9].

2) Couplage atome-laser

Le couplage atome-laser est caractérisé par le désaccord entre la fréquence laser et la fréquence atomique $\delta_L = \omega_L - \omega_A$, et par le paramètre de saturation de la transition atomique s définie par :

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{I.C.3})$$

où Ω est la fréquence de Rabi par onde $\Omega = -2\frac{d\mathcal{E}_0}{\hbar}$, d étant le module du dipôle atomique.

Nous envisageons le cas des faibles saturations $s \ll 1$ où l'atome passe en moyenne très peu de temps dans l'état excité. Nous supposons de plus que les distributions de vitesse ne sont pas trop larges $k\Delta v \ll \Gamma$. Dans ce cas, la dynamique du système est complètement décrite par l'évolution des observables dans l'état fondamental. Les effets du couplage atome-champ se divisent alors en deux parties [11].

(i) Une partie réactive décrite par le hamiltonien des déplacements lumineux $H_{\text{stark}}^{(0)}$ agissant sur les sous-niveaux fondamentaux :

$$H_{\text{stark}}^{(0)} = \sum_{\alpha} E_{\alpha} |\psi_{\alpha}(z)\rangle \langle \psi_{\alpha}(z)| \quad (\text{I.C.4})$$

avec $\alpha = 0, S, A$.

$|\psi_\alpha(z)\rangle$ sont les vecteurs propres de $H_{\text{stark}}^{(0)}$ et s'expriment comme des combinaisons linéaires des sous-niveaux Zeeman $|g, m\rangle$:

$$|\psi_0(z)\rangle = |g, 0\rangle \quad (\text{I.C.5a})$$

$$|\psi_S(z)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g, 1\rangle e^{ikz} + |g, -1\rangle e^{-ikz}] \quad (\text{I.C.5b})$$

$$|\psi_A(z)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g, 1\rangle e^{ikz} - |g, -1\rangle e^{-ikz}] \quad (\text{I.C.5c})$$

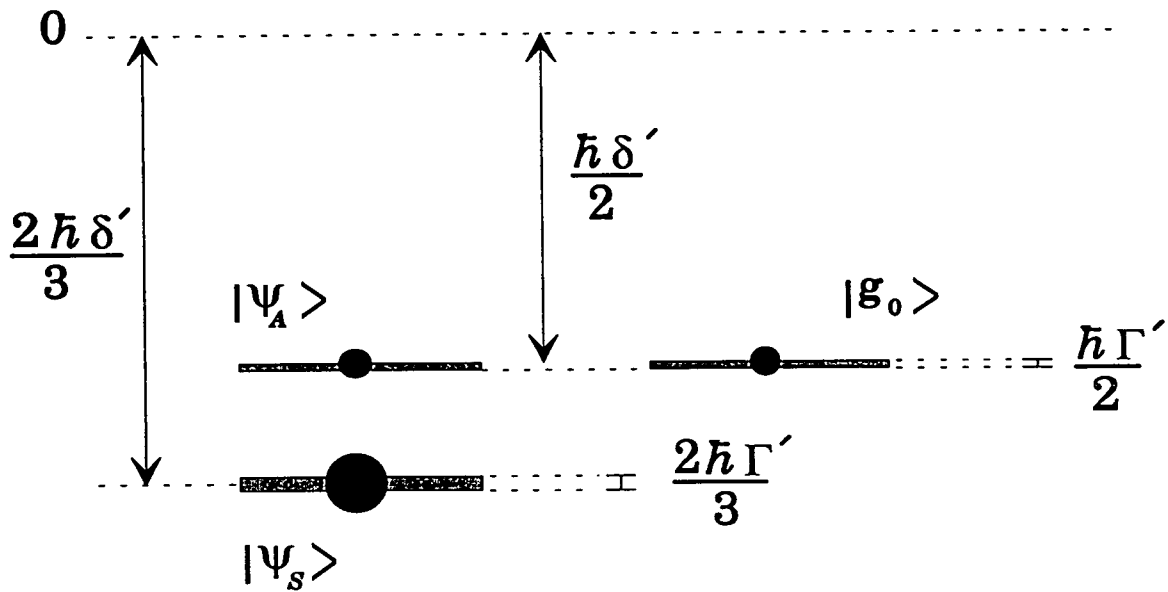


Figure I-7 : Etats propres du hamiltonien des déplacements lumineux. Puisque l'ellipticité de la polarisation du champ total est constante, les déplacements lumineux sont indépendants de la position. Les populations stationnaires (ronds noirs) et les largeurs des niveaux sont déterminées par les processus d'émission spontanée.

Les énergies propres E_α sont les déplacements lumineux, indépendants de la position dans cette configuration laser (figure I-7).

$$E_0 = E_A = \frac{1}{2} \hbar \delta' \quad (\text{I.C.6a})$$

$$E_S = \frac{2}{3} \hbar \delta' \quad (\text{I.C.6b})$$

$$\delta' = \delta_{Ls} \quad (\text{I.C.6c})$$

(ii) La partie dissipative du couplage décrit les processus non hamiltoniens où l'absorption d'un photon laser est suivie par l'émission d'un photon spontané. Elle correspond aux transitions réelles entre les niveaux $|\psi_\alpha(z)\rangle$ par pompage optique qui limitent la durée de vie de ces niveaux. Ces derniers acquièrent donc une largeur de l'ordre du taux pompage optique ($\Gamma' = \Gamma_s$).

$$\Gamma'_0 = \frac{1}{2}\Gamma', \Gamma'_S = \frac{2}{3}\Gamma', \Gamma'_A = \frac{1}{2}\Gamma' \quad (\text{I.C.7})$$

3) Atome au repos

Si l'atome est au repos, l'état stationnaire résulte de la compétition entre les taux de départ et d'arrivée dus au pompage optique. Les populations stationnaires sont alors :

$$\begin{aligned} \Pi_0^{(0)} = \Pi_A^{(0)} &= \frac{4}{17} \\ \Pi_S^{(0)} &= \frac{9}{17} \end{aligned} \quad (\text{I.C.8})$$

Un atome au repos a donc des sous-niveaux fondamentaux différemment peuplés et déplacés par la lumière.

4) Atome en mouvement

Considérons maintenant un atome en mouvement ayant une vitesse v telle que $z(t) = vt$. L'atome voit à tout instant une polarisation linéaire selon $\hat{e}(z(t)) = \hat{e}(vt)$ qui tourne autour de l'axe Oz avec la pulsation $-k \frac{dz}{dt} = -kv$. Il est donc naturel d'introduire un référentiel tournant autour de Oz avec la même pulsation $-kv$. Dans ce référentiel l'atome voit un champ électrique de direction fixe, polarisé linéairement suivant OY . Le passage dans ce référentiel tournant se fait par une transformation unitaire $T(t)$:

$$T(t) = e^{-ikvt J_z/\hbar} \quad (\text{I.C.9})$$

Le nouveau hamiltonien qui gouverne la dynamique du système est donné par :

$$\tilde{H}^{(0)} = T(t)H_{\text{stark}}^{(0)}T^+(t) + i\hbar \frac{dT(t)}{dt}T^+(t) \quad (\text{I.C.10a})$$

$$= H_{\text{stark}}^{(0)}(z = 0) + V_{\text{rot}} \quad (\text{I.C.10b})$$

$$V_{\text{rot}} = kvJ_z \quad (\text{I.C.10c})$$

La dynamique d'un atome en mouvement est la même que celle d'un atome au repos en $z = 0$ soumis à une excitation laser linéaire fixe, parallèle à OY et à un champ magnétique fictif uniforme parallèle à Oz et proportionnel à kv .

Le terme inertiel V_{rot} modifie l'état stationnaire de l'atome au repos (en $z = 0$) en couplant les états $|\psi_S\rangle$ et $|\psi_A\rangle$:

$$\langle \psi_S | V_{\text{rot}} | \psi_A \rangle = \hbar kv \quad (\text{I.C.11})$$

A la limite où $kv \ll |\delta'|$ c'est-à-dire quand le couplage motionnel est négligeable devant la différence d'énergie entre les niveaux $|\psi_S\rangle$ et $|\psi_A\rangle$, nous pouvons utiliser la théorie des perturbations pour évaluer l'effet de V_{rot} . Au premier ordre en $\frac{kv}{|\delta'|}$, l'effet de V_{rot} est de changer uniquement les fonctions d'ondes propres de $H_{\text{stark}}^{(0)}$ (les énergies propres ne sont pas affectées au 1^{er} ordre).

$$\begin{aligned} |\widetilde{\psi}_S\rangle &= |\psi_S\rangle + \frac{6kv}{\delta'} |\psi_A\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{6kv}{\delta'}\right) |g, 1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{6kv}{\delta'}\right) |g, -1\rangle \end{aligned} \quad (\text{I.C.12a})$$

$$\begin{aligned} |\widetilde{\psi}_A\rangle &= |\psi_A\rangle - \frac{6kv}{\delta'} |\psi_S\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{6kv}{\delta'}\right) |g, 1\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{6kv}{\delta'}\right) |g, -1\rangle \end{aligned} \quad (\text{I.C.12b})$$

Les états $|\psi_S\rangle$ et $|\psi_A\rangle$ contenaient des proportions à poids égal $\left(\frac{1}{2}\right)$ des états $|g, 1\rangle$ et $|g, -1\rangle$. Il n'en est plus de même pour $|\widetilde{\psi}_S\rangle$ et $|\widetilde{\psi}_A\rangle$. Le couplage motionnel fait apparaître une différence de population $\left(\tilde{\Pi}_1^{(0)} - \tilde{\Pi}_{-1}^{(0)}\right)$ entre les états $|g, 1\rangle$ et $|g, -1\rangle$ et donc une magnétisation non nulle dans le milieu de l'ordre de $\frac{kv}{|\delta'|}$:

$$\langle J_z \rangle^{(0)} = \tilde{\Pi}_1^{(0)} - \tilde{\Pi}_{-1}^{(0)} = \frac{60}{17} \frac{kv}{\delta'} \quad (\text{I.C.13})$$

5) Force subie par l'atome

La force totale exercée sur l'atome est essentiellement dissipative. Elle est due à un déséquilibre des pressions de radiation exercées par les ondes laser. Ce déséquilibre est induit par le mouvement de l'atome par l'intermédiaire de la différence de populations (magnétisation) entre les niveaux $|g, +1\rangle_z$ et $|g, -1\rangle_z$.

$$F^{(0)} = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma' \langle J_z \rangle^{(0)} = -\alpha v \quad (\text{I.C.14a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = -\frac{120}{17} \hbar k^2 \frac{\delta_L \Gamma}{4\delta_L^2 + 5\Gamma^2} \\ \sim 2\hbar k^2 \frac{\Gamma}{|\delta_L|} \quad \text{si} \quad |\delta_L| \gg \Gamma \end{array} \right. \quad (\text{I.C.14b})$$

α est un coefficient de friction indépendant de l'intensité.

Remarque

Notons tout de suite la forte corrélation qui existe entre la force qui est une observable liée aux variables atomiques externes, et la magnétisation qui est une variable interne. Nous allons utiliser cette propriété (dans le chapitre V) pour mesurer directement le coefficient de friction α à partir des signaux d'optique non linéaire induits par les différences de populations entre sous-niveaux Zeeman.

6) Coefficient de diffusion. Températures

Les seules contributions significatives au coefficient de diffusion D proviennent des fluctuations des échanges d'impulsion dues, d'une part aux fluctuations de la direction dans laquelle les photons spontanés sont émis et d'une autre part aux fluctuations du nombre de photons absorbés par unité de temps. Un ordre de grandeur de D est obtenu en considérant une marche au hasard dans l'espace des impulsions de pas élémentaire $\hbar k$ avec un intervalle de temps moyen entre deux pas égal au temps de pompage optique $1/\Gamma$.

$$D \sim \hbar^2 k^2 \Gamma' \quad (\text{I.C.15})$$

On peut donc déduire la température à grand désaccord :

$$k_B T = \frac{D}{\alpha} \simeq \hbar \frac{\Omega_1^2}{|\delta_L|} \quad (\text{I.C.16})$$

On retrouve le même résultat que pour le refroidissement Sisyphe, à savoir que $k_B T$ est de l'ordre d'un déplacement lumineux $-\hbar|\delta'|$. On constate immédiatement que cette prédiction sur la température souffre de la même insuffisance que dans le cas du refroidissement Sisyphe : elle ne rend pas compte de l'existence d'un optimum de refroidissement quand on diminue la saturation. Pour résoudre ce problème, il faut tenir compte de la condition de validité de ce traitement, qui exprime que $T_{\text{int}} \ll T_{\text{ext}}$ et qui légitime la linéarisation de la force (I.C.14). On reviendra plus en détail sur les conditions de validité de ce traitement semi-classique traditionnel dans le prochain chapitre où on étudiera les nouveaux mécanismes dans le piège magnéto-optique. On montrera en particulier qu'il est nécessaire d'adopter une approche plus générale où on écrit une équation de Fokker-Planck pour les distributions en gardant la dépendance complète de la force et du coefficient de diffusion en fonction de la vitesse.

CHAPITRE II

LE PIEGE MAGNETO-OPTIQUE

Dans une mélasse optique, le seul effet de confinement produit est dû à la force de friction : les atomes effectuent une marche au hasard dans le volume défini par l'intersection des faisceaux laser, et la densité atomique est pratiquement uniforme dans ce volume. Pour beaucoup d'applications, il est utile d'avoir des nuages atomiques plus compacts et plus denses. Il faut pour cela, en plus de la force de friction, créer une force de rappel. L'association de la force de pression de radiation et d'un champ magnétique inhomogène permet de réaliser ceci de manière très performante : c'est le piège magnéto-optique [19,20].

A - Modèle Doppler

La configuration laser et les notations sont les mêmes que celles utilisées dans la partie C du chapitre I.

1) Principe

Considérons à une dimension (Oz) un atome avec une transition $J_g = 0 \longrightarrow J_e = 1$ dans un champ magnétique selon Oz à gradient $b = \frac{\partial B}{\partial z} > 0$ constant.

$$\mathbf{B} = bz\hat{e}_z \quad (\text{II.A.1})$$

Cet atome est éclairé par une mélasse $\sigma_+ - \sigma_-$ de fréquence désaccordée sur le rouge de la transition atomique. De plus, on supposera que l'onde polarisée σ^+ se propage vers les z positifs (figure II-1).

De la même manière que dans (I.A), l'atome en z de vitesse v est soumis à une force égale à la somme des deux pressions de radiation exercées par chacune des deux

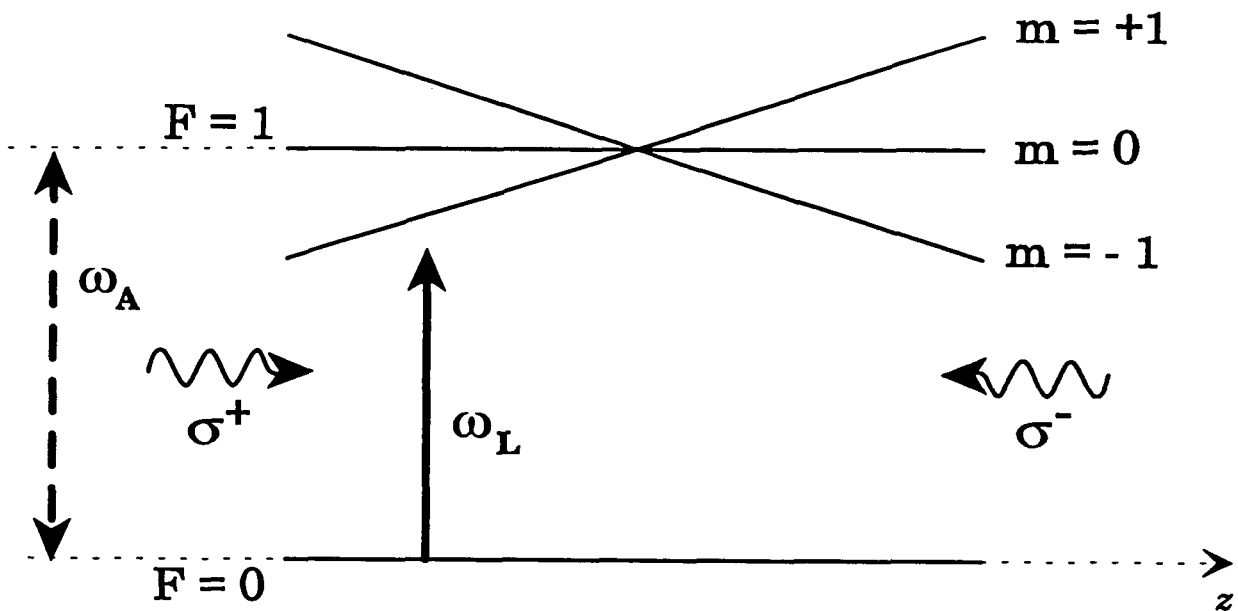


Figure II-1 : Schéma de principe du piège magnéto-optique sur une transition $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$. Le faisceau laser se propageant suivant $+\hat{e}_z$ est polarisé σ^+ , celui se propageant selon $-\hat{e}_z$ est σ^- , et tous deux sont désaccordés en dessous de la résonance atomique : $\delta_L = \omega_L - \omega_A < 0$. Le champ magnétique est de la forme $\mathbf{B} = \frac{\partial B}{\partial z} z \hat{e}_z$ où $\frac{dB}{dz} > 0$ et constant.

ondes séparément.

$$\text{avec } \begin{cases} \mathbf{F} = \mathbf{F}_+ + \mathbf{F}_- \\ F_{\pm} = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\Gamma^2/4 + \Omega^2/2 + [\delta_L \mp (kv + k\mu_e z)]^2} \end{cases} \quad (\text{II.A.2})$$

et où $\mu_e = \frac{1}{\hbar k} g_e \mu_B \frac{\partial B}{\partial z}$.

où g_e est le facteur de Landé de l'état excité.

En faisant un développement limité au 1er ordre en $|kv|$ et $|k\mu_e z| \ll \delta$, on obtient :

$$\begin{cases} F = \hbar k \Gamma \frac{\Omega^2 \delta_L}{(\Gamma^2/4 + \Omega^2/2 + \delta_L^2)^2} (kv + k\mu_e z) \\ F = -\alpha_D v - K_D z \end{cases} \quad (\text{II.A.3})$$

où $\alpha_D v$ et $K_D z$ représentent respectivement une force de friction et une force de rappel vers le point origine O .

$$\alpha_D = K_D / \mu_e = \hbar k^2 \frac{-\Omega^2 \delta_L \Gamma}{(\Gamma^2/4 + \Omega^2/2 + \delta_L^2)^2} \quad (\text{II.A.4})$$

L'association de la force de pression de radiation et du champ magnétique inhomogène permet de réaliser les deux fonctions de refroidissement et de piégeage simultanément. L'équation du mouvement de l'atome au voisinage du centre du piège est donc celle d'un oscillateur harmonique amorti. Elle s'écrit :

$$\ddot{z} + \frac{\alpha_D}{M} \dot{z} + \frac{K_D}{M} z = 0 \quad (\text{II.A.5})$$

2) Quelques prédictions du modèle

a) *Etude du mouvement*

Le discriminant de l'équation caractéristique de (II.A.5) est :

$$\Delta = \frac{\alpha_D^2}{M^2} - 4 \frac{K_D}{M} = \frac{\alpha_D}{M} \left(\frac{\alpha_D}{M} - 4\mu_e \right) \quad (\text{II.A.6})$$

Le mouvement est sur-amorti dans le cas où $\Delta > 0$, et oscillant amorti si $\Delta < 0$. Par exemple, si le désaccord des lasers δ_L est égal -2Γ , et si l'intensité de chaque onde est égale à l'intensité de saturation, c'est-à-dire $\Omega = \Gamma$ ($I_S = 2,2 \text{ mW/cm}^2$ pour le césium), nous obtenons un coefficient de friction $\alpha_D \sim 0,1\hbar k^2$. Le mouvement sera alors sous-amorti pour un $\mu_e = \frac{\alpha_D}{4M} \gtrsim 6,5 \cdot 10^{-5}\Gamma$, c'est-à-dire un gradient de champ magnétique de l'ordre de 15 G/cm.

b) *Taille et température du piège*

A l'équilibre, pour une température Doppler T_D , on peut écrire :

$$\frac{1}{2}k_B T_D = \frac{1}{2} \left(\frac{D}{\alpha_D} \right) = \frac{1}{2} M v_{rms}^2 = \frac{1}{2} K_D \bar{z}_D^2 \quad (\text{II.A.7})$$

où \bar{z}_D est la largeur moyenne de la distribution des positions et v_{rms} est la vitesse quadratique moyenne :

$$\bar{z}_D^2 = \frac{D}{\mu_e \alpha_D^2} \quad (\text{II.A.8a})$$

α_D et D sont donnés par (II.A.4) et (I.A.5).

$$\bar{z}_D^2 = \frac{1}{k^2} \frac{1}{\Omega^2} \frac{(\delta^2 + \Gamma^2/4)^3}{\Gamma \delta_L^2} \frac{1}{\mu_e} \sim \frac{1}{k^2} \frac{\delta^4}{\Omega^2 \mu_e \Gamma} \quad (\text{II.A.8b})$$

c) Chargement du piège magnéto-optique

Nous allons maintenant déterminer l'ordre de grandeur de la vitesse maximale que peuvent avoir les atomes susceptibles d'être arrêtés sur une longueur d'interaction égale au diamètre du faisceau laser. Nous avons choisi cette longueur car à 2 et 3 dimensions les atomes capturés se trouvent à l'intersection des faisceaux laser.

Nous choisissons un désaccord tel que les deux lorentziennes correspondant aux deux pressions de radiation des ondes σ^+ et σ^- ne se superposent pratiquement pas (figure II-2). Un atome de vitesse v n'est soumis alors qu'à la pression de radiation de l'onde qui se propage dans la direction opposée à son mouvement.

La figure II-3 montre un diagramme de capture dans l'espace des phases (z, v) . Les droites $\delta_L + kv + k\mu_e z = 0$ et $\delta_L - kv - k\mu_e z = 0$ représentent les droites où la pression de radiation de l'onde σ^- respectivement σ^+ sont maximales. Nous avons porté deux trajectoires atomiques possibles correspondant à des vitesses initiales positives différentes. Dans la région du piège, l'atome subit une force décélétratrice qui est maximale sur la droite $\delta_L + kv + k\mu_e z = 0$. Si sa vitesse initiale est telle qu'il puisse franchir cette droite sans que sa trajectoire ne soit déviée vers le centre, l'atome a de faibles chances d'être capturé. Au-delà de cette droite, la force qu'il subit est de plus en plus faible.

Les atomes capturés sont ceux qui ont une vitesse initiale v_{cap} telle que la trajectoire atomique dans l'espace des phases possède une pente (en valeur absolue) supérieure ou égale à celle de la droite de force maximale.

$$\left| \left(\frac{dv}{dz} \right)_{\text{traj}} \right| \geq \left| \left(\frac{dv}{dz} \right)_{\text{droite}} \right| = \mu_e \quad (\text{II.A.9})$$

Sachant que $\frac{dv}{dz} = \frac{dv}{dt} \frac{dt}{dz} = \frac{F}{Mv}$, où F est la force à résonance, nous pouvons alors

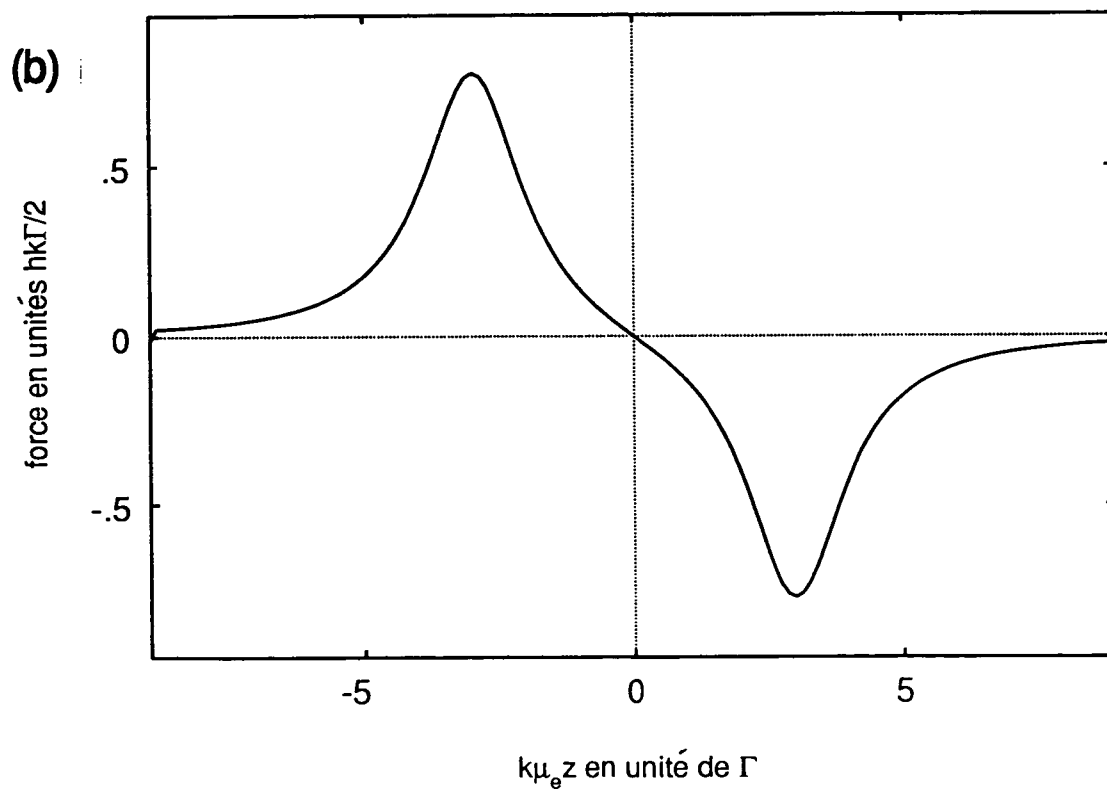
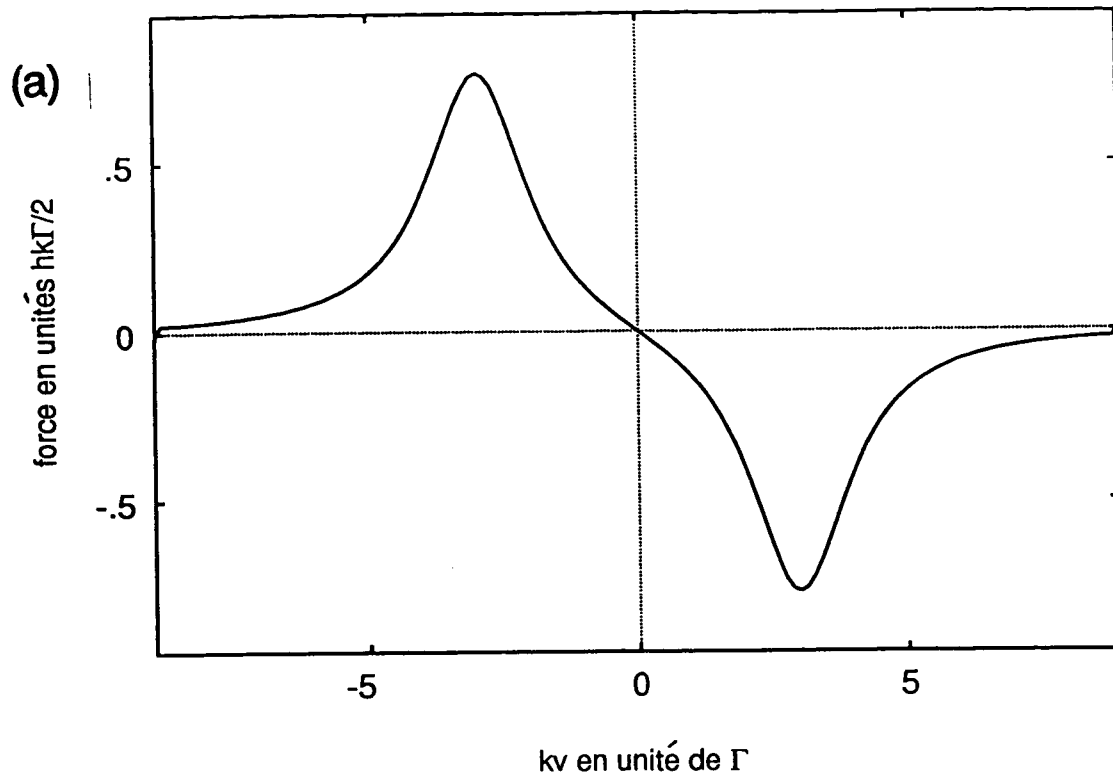


Figure II-2 : Force Doppler à $\delta = -3\Gamma$, $\Omega = 1\Gamma$: en fonction de la vitesse pour $z=0$ (a) ; en fonction de la position pour $v = 0$ (b).

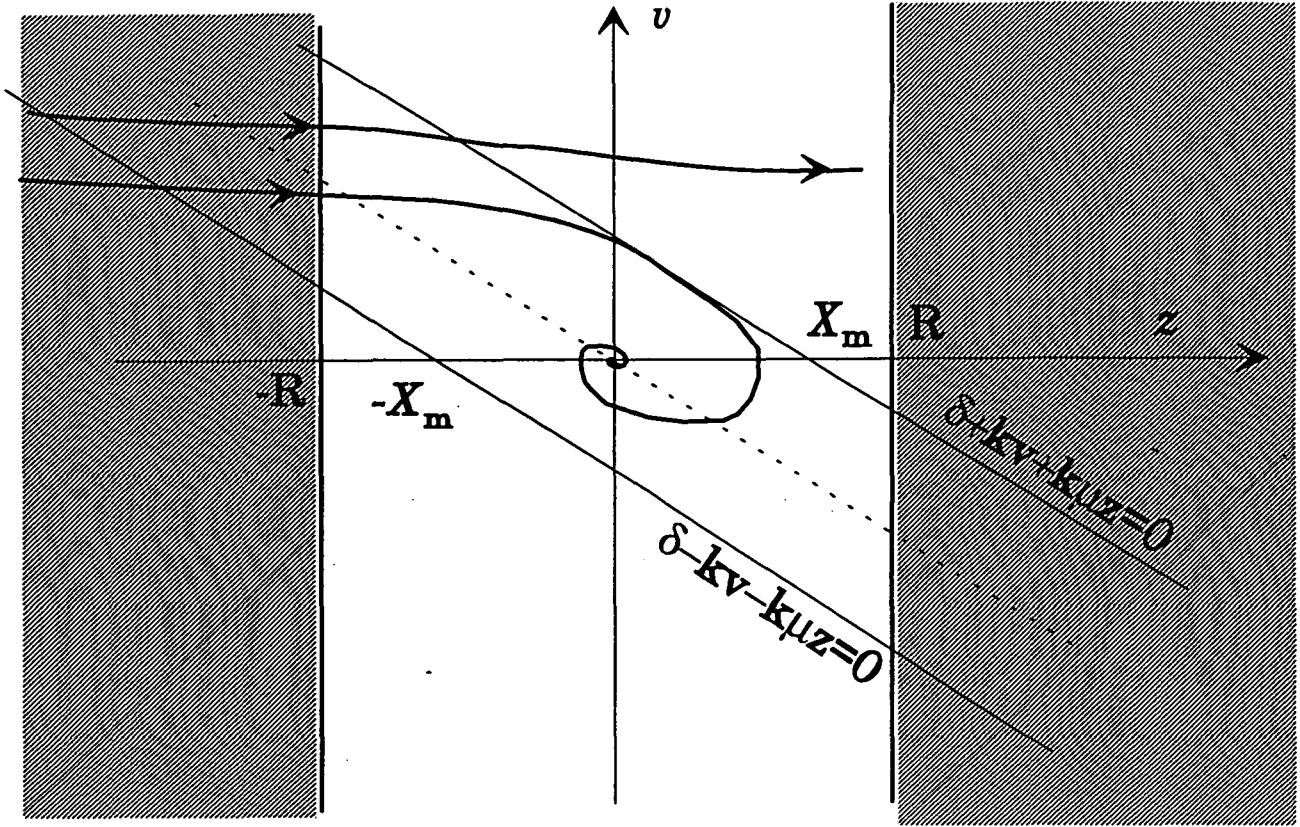


Figure II-3 : Diagramme de capture des atomes dans l'espace des phases \$(z, v)\$. Les droites $\delta_L + kv + k\mu z = 0$ et $\delta_L - kv - k\mu z = 0$ représentent les droites où la force est maximale. Si un atome a une vitesse initiale $v(> 0)$ telle que sa trajectoire franchit la droite $\delta_L + kv + k\mu z = 0$, il a une faible probabilité d'être capturé par le piège car la force diminue (rapidement) au-delà de la droite. La vitesse maximale capturée est telle que la trajectoire de l'atome est déviée vers le centre au niveau de la droite. La vitesse de capture vérifie donc : $\left| \left(\frac{dv}{dz} \right)_{\text{traj}} \right| = \left| \left(\frac{dv}{dz} \right)_{\text{droite}} \right|$.

déduire la vitesse de capture :

$$v_{\text{cap}} = \frac{1}{M\mu_e} F = \frac{1}{M\mu_e} \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\Gamma^2/4 + \Omega^2/2} \quad (\text{II.A.10})$$

$$\sim \frac{1}{3} \frac{\Gamma}{\mu_e} \frac{\hbar k}{M}, \quad \text{pour } \Omega \sim \Gamma$$

Le choix du gradient de champ magnétique se fait de telle manière qu'on soit sûr que l'atome rebrousse chemin avant de sortir des faisceaux transverse, c'est-à-dire $z < R$ quand $v = 0$, R étant le rayon du faisceau. D'où la relation :

$$k\mu_e R = |\delta_L| \quad \text{ou} \quad \mu_e = \frac{|\delta_L|}{kR} \quad (\text{II.A.11})$$

La vitesse de capture s'écrit donc :

$$v_{\text{cap}} = \frac{\hbar k (kR)}{M} \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{|\delta_L| \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} = v_{\text{rec}} \frac{kR}{2} \frac{\Gamma}{|\delta_L|} \frac{\Omega^2/2}{\Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{II.A.12})$$

On voit bien, d'après (II.A.12), que v_{cap} croît linéairement avec l'intensité (à faible intensité) et sature dès que $\Omega \gtrsim \Gamma$: pour $\Omega \sim 1\Gamma$, $v_{\text{cap}} \sim v_{\text{rec}} \frac{kR}{3} \frac{\Gamma}{|\delta_L|}$.

Application numérique :

Pour $\Omega = \Gamma$, $|\delta_L| = 3\Gamma$ et $R = 5$ mm, on a :

$$\mu_e = 8 \cdot 10^{-5} \Gamma \implies \frac{\partial B}{\partial z} = 20 \text{ G/cm et } v_{\text{capt}} = 18 \text{ m/s.}$$

En cellule, le nombre d'atomes dans le piège à 3 dimensions (cf. figure II-4) résulte d'un équilibre entre le flux entrant d'atomes capturés par le piège et le flux sortant d'atomes éjectés du piège par collision avec des atomes froids ou thermiques de la cellule. Si on néglige les collisions entre atomes froids (piège peu dense) et si on suppose une distribution de vitesse de Maxwell-Boltzmann pour la vapeur de césium, le nombre d'atomes à l'état d'équilibre est donné par [21,22] :

$$N_{\text{éq}} \sim 4 \frac{R^2}{\sigma} \left(\frac{v_{\text{cap}}}{\bar{v}} \right)^4 \quad (\text{II.A.13})$$

où σ est la section efficace de collision ($\sim 10^{-12} \text{ cm}^2$) et \bar{v} est la vitesse quadratique moyenne des atomes dans la distribution thermique de la cellule :

$$\bar{v} = (k_B T_{\text{cellule}}/M)^{1/2}$$

Application numérique :

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_L = -3\Gamma \\ I = 6 \text{ mW/cm}^2 \\ R \simeq 5 \text{ mm} \\ \frac{dB}{dz} = 8 \text{ G/cm} \end{array} \right. \quad N_{\text{éq}} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ atomes}$$

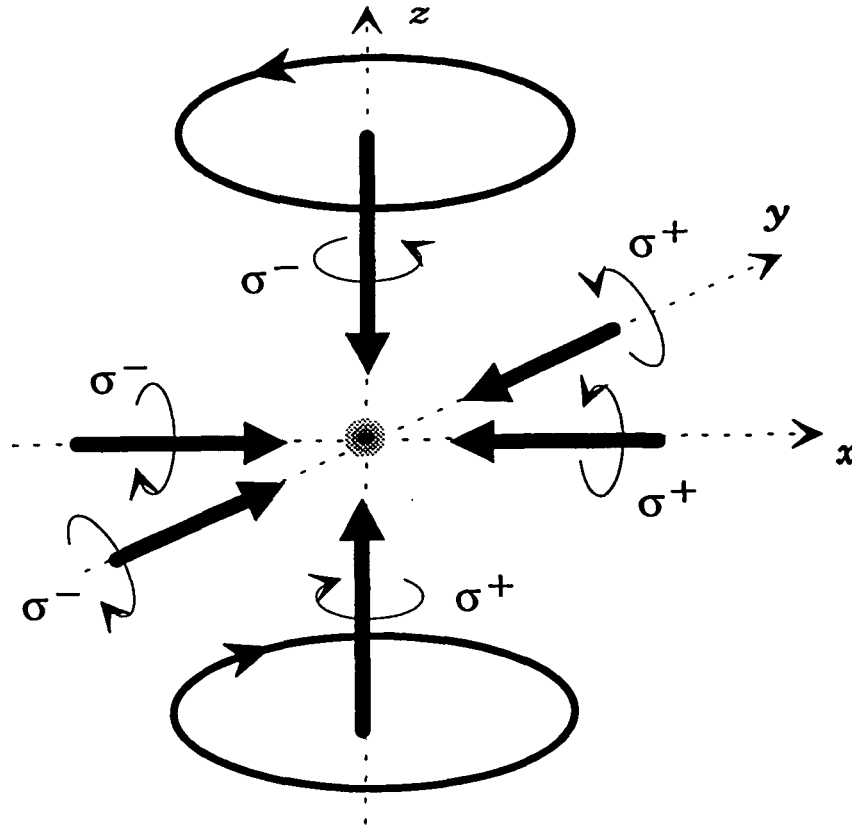


Figure II-4 : Schéma de principe du piège magnéto-optique à trois dimensions. Les deux bobines sont parcourues par des courants électriques opposés, créant un champ magnétique nul à l'origine (point d'intersection des trois faisceaux) et augmentant linéairement en voisinage de 0.

Remarques

- (i) La formule donnant $N_{\text{éq}}$ a été établie en supposant que le temps de piégeage était très court devant le temps moyen entre deux collisions (faible pression de césium dans la cellule \lesssim quelques 10^{-8} torr).
- (ii) Le nombre d'atomes à l'équilibre est indépendant de la pression dans la cellule car dans le modèle simple décrit, le taux de remplissage et le taux de collision sont tous les

deux proportionnels à la pression.

(iii) La durée de vie du piège est inversement proportionnelle à la pression résiduelle (~ 1 s pour $P \sim 10^{-8}$ torr).

(iv) On peut déduire la variation du nombre d'atomes piégés en fonction de la puissance laser \mathcal{P} à un désaccord $\delta \simeq -3\Gamma$ et en supposant que l'on ajuste le rayon des faisceaux de façon à maintenir une intensité suffisante $\Omega \sim \Gamma$. La vitesse de capture varie donc en $\sqrt{\mathcal{P}}$ (puisque $R^2 \sim \frac{\mathcal{P}}{\pi I} \rightarrow R \propto \sqrt{\mathcal{P}}$) et le nombre d'atomes piégés est proportionnel à \mathcal{P}^3 :

$$N_{\text{éq}} \sim \frac{1}{2^{12} \cdot \pi^3} \frac{k^4}{\sigma} \left(\frac{v_{\text{rec}}}{\bar{v}} \right)^4 \frac{1}{I_S^3} \mathcal{P}^3 \sim 8 \cdot 10^{12} \mathcal{P}^3 \quad (\text{II.A.14})$$

où I_S est l'intensité de saturation : ($I_S = 2,2$ mW/cm² pour le césium) et \mathcal{P} est exprimé en Watt.

3) Confrontation avec les expériences

Comme pour les mélasses optiques, la confrontation entre les expériences et cette théorie Doppler a d'abord donné des résultats qui semblaient satisfaisants [20,23]. Cependant, des mesures plus précises de la taille et de la température en fonction des paramètres du piège (intensité et désaccord du laser, gradient de champ magnétique) ont mis en évidence des écarts très importants avec les prédictions de ce modèle [24,25]. Tout d'abord, les résultats expérimentaux montrent que le mouvement de l'atome est toujours sur-amorti, même pour des champs magnétiques importants ($\gtrsim 30$ G/cm). Ceci implique donc une friction anormalement élevée : c'est un premier signe de l'existence de nouveaux mécanismes dans le piège. Les températures mesurées sont beaucoup plus basses que les températures prédites par ce modèle en raison du refroidissement supplémentaire apporté par les gradients de polarisation. En particulier, on remarque que pour les pièges de faibles densités, la présence du champ magnétique inhomogène n'influe pas sur la température, c'est-à-dire :

$$k_B T_{\text{piège}} = k_B T_{\text{mélasse } \sigma_+ - \sigma_-}$$

Les températures limites mesurées [25] sont de l'ordre de 20 énergies de recul, soit $5 \mu\text{K}$ pour l'atome de césium au lieu de $120 \mu\text{K}$ comme le prédit le modèle Doppler. Les

mesures de la taille du nuage donnent également des résultats en désaccord avec le modèle. En effet, si la largeur minimale de distribution en position mesurée ($Z_D = 50 \mu\text{m}$) n'est pas très inférieure à la largeur prédite par ce modèle, les variations en fonction de l'intensité et du désaccord de la taille sont en complète contradiction avec la formule (II.A.8b) déduite de cette approche.

Les basses températures et les petites tailles ne sont obtenues que lorsque le piège ne contient qu'un faible nombre d'atomes. Si l'on cherche à mettre d'avantage d'atomes dans le piège, de nouveaux phénomènes physiques (diffusion multiple de photons, collisions...) liés aux interactions entre atomes piégés, apparaissent [26-29]. Ces nouveaux phénomènes provoquent une augmentation de la température et de la taille du nuage d'atomes [25], limitant ainsi les densités expérimentales accessibles (10^{12} atomes/cm³ dans le cas du césium).

B - Approche semi-classique pour un atome $J_g \geq 1$

1) Traitement semi-classique du mouvement d'un atome dans le piège

Le modèle Doppler exposé dans le paragraphe précédent est suffisant pour expliquer le chargement d'un piège magnéto-optique, sa durée de vie et le nombre d'atomes piégés. Cependant, ses prédictions en ce qui concerne la température et la taille du piège sont en désaccord avec les résultats expérimentaux [25], en particulier, la multiplicité Zeeman dans le niveau fondamental joue un rôle important et ne peut être négligée.

Nous allons maintenant donner une approche théorique du piège magnéto-optique pour une transition atomique $J_g \rightarrow J_e = J_g + 1$ avec $J_g \geq 1$ qui tient compte de cette dégénérescence dans l'état fondamental. Notre description n'est valable que dans le régime de faible densité où toutes les interactions entre atomes sont négligeables. On suppose que la configuration laser à une dimension est celle décrite en A avec un gradient de champ magnétique constant. L'approche semi-classique consiste à décrire le mouvement du centre de masse de l'atome par une position z et une vitesse v le long

de Oz . On se limite au domaine des faibles saturations :

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \ll 1 \quad (\text{II.B.1})$$

La dynamique des degrés de liberté interne de l'atome peut être réduite à celle des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental en faisant une élimination adiabatique de l'état excité et des cohérences entre les sous-niveaux excités et les sous-niveaux fondamentaux [9]. On néglige ainsi le refroidissement et le piégeage Doppler et on ne garde que les effets de gradient de polarisation. On se place dans le référentiel tournant (§I.C) où le couplage atome-laser ne dépend pas de la position. La partie hermitienne du hamiltonien dans les équations de Bloch optiques ramenées à l'état fondamental pour un atome de vitesse v s'écrit [11] :

$$H = H_{\text{stark}} + kvJ_z + k\mu_g z J_z \quad (\text{II.B.2})$$

Dans (II.B.2), le premier terme décrit les déplacements lumineux dans le niveau fondamental. Le second terme est un terme inertiel introduit par le passage dans le référentiel en mouvement avec l'atome. Le dernier terme représente le couplage Zeeman avec le champ magnétique linéaire, où la pulsation μ_g est donnée par :

$$\mu_g = \frac{1}{\hbar k} g_g \mu_B \frac{dB}{dz} \quad (\text{II.B.3})$$

Pour déterminer une distribution stationnaire position-impulsion $\Pi(z, p)$ dans le piège par une approche semi-classique, on considère le régime [17] :

$$T_{\text{int}} \ll T_{\text{ext}} \quad (\text{II.B.4})$$

où $T_{\text{int}} \sim (\Gamma_s)^{-1}$ est le temps de pompage optique et T_{ext} est un temps typique d'évolution des variables externes z et p . La condition (II.B.4) implique que les changements de vitesse et de position pendant T_{int} sont négligeables. Pour un temps $t \gg T_{\text{int}}$, les variables internes à une position $z(t)$ et à une vitesse $v(t)$ peuvent être remplacées par leur valeurs stationnaires calculées à v et $z = vt$ constants. Nous pouvons donc pour chaque z et v , dériver une force moyenne $F(z, v)$ et un coefficient de diffusion $D(z, v)$.

On dispose de plus d'une inégalité faisant intervenir le champ magnétique et valable pour la plupart des situations expérimentales :

$$\mu_g T_{\text{int}} \sim \frac{\mu_g}{\Gamma_s} \ll 1 \quad (\text{II.B.5})$$

Par exemple, pour un gradient de champ typique de 10 G/cm, $\mu_g \simeq 10^{-5}\Gamma$ et donc (II.B.5) est bien vérifiée pour toutes les saturations raisonnablement faibles.

Si la condition (II.B.5) est vérifiée, on peut montrer que les quantités F et D dans un piège magnéto-optique (PMO) sont reliées à celles dans une mélasse $\sigma_+ - \sigma_-$ ordinaire sans champ magnétique par :

$$F(z, v) \simeq F_{\sigma_+ - \sigma_-}(v + \mu_g z) \quad (\text{II.B.6a})$$

$$D(z, v) \simeq D_{\sigma_+ - \sigma_-}(v + \mu_g z) \quad (\text{II.B.6b})$$

En effet :

(i) Les variations de l'état interne induites par le changement du champ magnétique, dû au déplacement δz de l'atome de vitesse v pendant T_{int} , sont négligeables devant les variations induites par le champ magnétique fictif (kv).

$$k |\mu_g \delta z| = k |\mu_g v| T_{\text{int}} \ll k |v| \quad (\text{II.B.7})$$

L'état atomique interne pour une vitesse v et une position z est le même que celui calculé dans une mélasse $\sigma_+ - \sigma_-$ pour un atome de vitesse $v + \mu_g z$. Ce résultat se comprend facilement : le champ magnétique fictif s'ajoute au champ magnétique réel [30]. La force optique F_{opt} dans le cas du PMO s'écrit alors :

$$F_{\text{opt}} \simeq F_{\sigma_+ - \sigma_-}(v + \mu_g z) \quad (\text{II.B.8})$$

(ii) L'atome voit aussi une force magnétique dans le piège :

$$F_{\text{mag}} = -k\mu_g \langle J_z \rangle \quad (\text{II.B.9})$$

qu'on peut comparer à la force optique donnée par (I.C.14) qui est de l'ordre de $\frac{k}{T_{\text{int}}} \langle J_z \rangle$. Le rapport $F_{\text{mag}}/F_{\text{opt}}$ est négligeable tant que la condition (II.B.5) est vérifiée.

(iii) De même, le coefficient de diffusion $D(z, v)$ dans le PMO se déduit de celui de la configuration $\sigma_+ - \sigma_-$ en absence de champ magnétique, $D_{\sigma_+ - \sigma_-}(v)$.

En effet, même en présence d'un champ magnétique, les forces fluctuantes agissant sur l'atome proviennent essentiellement des fluctuations de la force de pression de radiation

($\delta F_{\text{opt}} \sim \hbar k \Gamma s_0$). Les corrections induites par les fluctuations de la force magnétique sont négligeables, d'où :

$$D(z, v) = D_{\sigma_+ - \sigma_-}(v + \mu_g z) \quad (\text{II.B.10})$$

Connaissant la force moyenne (II.B.8) et le coefficient de diffusion (II.B.9) dans le piège, on peut écrire une équation du type Fokker-Planck à laquelle obéit la distribution $\Pi(z, p)$:

$$(\partial_t + v \partial_z) \Pi = -\partial_p (F(z, v) \Pi) + \partial_p (D(z, v) \partial_p \Pi) \quad (\text{II.B.11})$$

Il faut remarquer qu'il n'existe pas de forme analytique simple pour le coefficient de diffusion en fonction de la vitesse même pour la transition "simple" $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$. Ceci pose un problème pour la résolution de (II.B.11), sachant que $D(z, v)$ dépend fortement de la vitesse [31].

2) Linéarisation de la force pour la transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$

Considérons le cas limite où les atomes sont suffisamment froids et localisés autour de $z = 0$ pour pouvoir traiter perturbativement l'effet des deux champs magnétiques fictif et réel par rapport à l'effet de l'opérateur H_{stark} .

$$k \Delta v, k \mu_g \Delta z \ll \frac{1}{6} |\delta| s \quad (\text{II.B.12})$$

Δv et Δz sont les largeurs des distributions en vitesse et en position. Dans ce cas, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} F(z, v) &\simeq -\alpha (v + \mu_g z) \\ D(z, v) &\simeq D \end{aligned} \quad (\text{II.B.13})$$

où α et D sont les coefficients de friction et de diffusion introduits en (I.C.14) et (I.C.15). La solution stationnaire de (II.B.11) dans ce cas est simplement une distribution thermique d'atomes dans un potentiel effectif $K z^2 / 2$ avec une température T .

$$\Pi(z, p) = e^{-\frac{1}{k_B T} \left(\frac{p^2}{2M} + \frac{1}{2} K z^2 \right)} \quad (\text{II.B.14})$$

où

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} k_B T &= \frac{\langle p^2 \rangle}{2m} = \frac{K \langle z^2 \rangle}{2} = \frac{D}{2\alpha} \simeq \frac{1}{20} \frac{\hbar \Omega^2}{|\delta_L|} \left(1 + \frac{254}{29} \frac{\Gamma^2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} \right) \\ K &= \alpha \mu_g \end{aligned} \quad (\text{II.B.15})$$

Il faut noter que les coefficients α et K qui interviennent dans la distribution $\Pi(z, p)$ sont différents de α_D et K_D obtenus par le modèle Doppler (α et K sont indépendants de l'intensité laser). Signalons en plus que c'est le facteur de Landé de l'état fondamental qui apparaît dans la formule (II.B.3) donnant μ_g [32].

Un premier résultat important est que la température du piège est la même que celle de la mélasse $\sigma_+ - \sigma_-$ (en accord avec l'observation expérimentale). La taille caractéristique du piège est donnée par :

$$z_C^2 \sim 1.4 \cdot 10^{-3} \lambda^2 \frac{\Omega^2}{\mu_g \Gamma} \left(1 + \frac{5 \Gamma^2}{4 \delta_L^2} \right) \left(1 + \frac{254}{29} \frac{\Gamma^2}{\delta_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \right) \quad (\text{II.B.16})$$

Elle varie comme la racine carrée du rapport de l'intensité laser divisée par le gradient du champ magnétique et décroît rapidement quand on augmente le désaccord. Cette prédiction est très différente des prévisions de la théorie Doppler où la taille varie en $\left(\frac{\delta^4}{\Omega^2 \mu} \right)^{1/2}$.

Sur les figures II-5 et II-6, nous avons porté les variations de la largeur de la distribution en impulsion et de la taille du piège en fonction de l'intensité laser pour un désaccord donné $\delta_L = -5\Gamma$ et un paramètre $\mu_g = 10^{-5}\Gamma$ ($B = 10$ G/cm). Il apparaît clairement à partir de ces figures que l'approche simple (force linéarisée) ne convient pas aux faibles intensités laser puisque qu'elle prédit des températures et des tailles de piège qui s'annulent. En effet, la condition (II.B.12) n'est plus vérifiée à basse intensité car les déplacements lumineux diminuent quadratiquement avec Ω tandis que Δz et Δv diminuent linéairement avec Ω d'après (II.B.15) et (II.B.16). La linéarisation de la force en fonction de $v + \mu_g z$ ne permet pas de déduire la température et la taille optimale du piège.

3) Température et taille minimales du piège magnéto-optique

Pour déterminer ces deux minima (de température et de taille) pour un gradient de champ magnétique donné, il faut garder la dépendance complète de la force moyenne et du coefficient de diffusion en fonction de la vitesse et de la position et résoudre (II.B.11) numériquement [33,34].

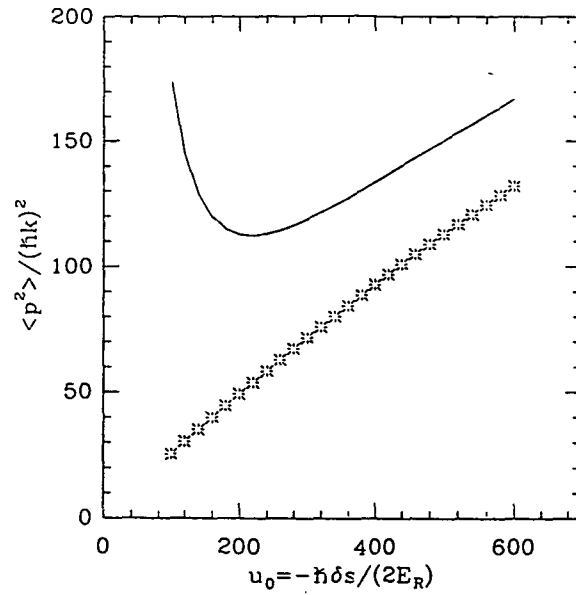


Figure II-5 : Largeur de la distribution en impulsion du piège en fonction de l'intensité pour un désaccord laser $\delta_L = -5\Gamma$ fixé et un gradient de champ magnétique $\frac{\partial B}{\partial z} = 10$ G/cm ($\mu_g = 10^{-5}\Gamma$). Nous avons choisi comme unité des abscisses le déplacement lumineux en unité d'énergie de recul $u_0 = -\frac{\hbar \delta_L s}{2E_R} \propto I$. Les points étoilés représentent les résultats du traitement où la force est linéarisée. La courbe continue est obtenue par un traitement où la dépendance complète, en fonction de la vitesse (pour la force et le coefficient de diffusion) est gardée. On remarque l'existence d'un minimum de température que l'approche "force linéarisée" ne prédit pas.

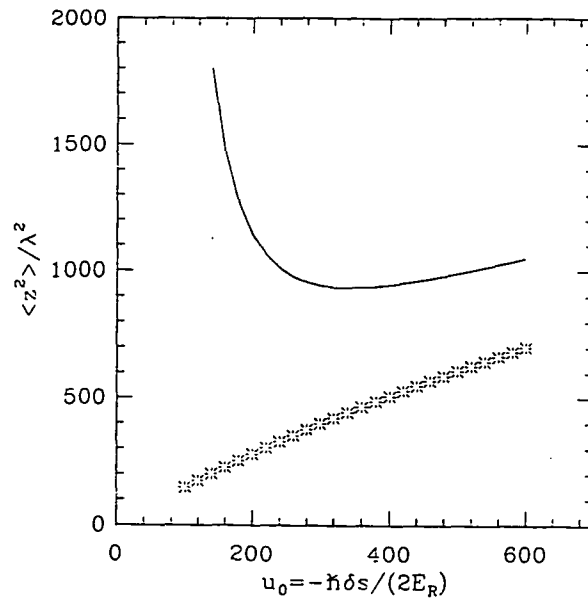


Figure II-6 : Taille du piège en fonction de l'intensité pour les mêmes paramètres que la figure II-5 ($\delta_L = -5\Gamma$, $\mu = 10^{-5}\Gamma$). On remarque l'existence d'un minimum pour la taille autour de $\Delta z \sim 30\lambda$.

La résolution numérique de (II.B.11) se fait en deux étapes. La première consiste à déterminer les coefficients F et D de l'équation (II.B.11) numériquement à partir des équations de Bloch optiques sans élimination de l'état excité. On tient donc compte des effets de saturation et du refroidissement Doppler. Dans la deuxième étape, on résout (II.B.11) par méthode d'évolution temporelle (discrétisation du temps) en prenant comme état initial celui prédit par l'approche simple précédente. Pour estimer le temps d'évolution nécessaire à $\Pi(z, p, t)$ pour atteindre son état stationnaire, on peut utiliser l'équation d'évolution (II.A.5) en remplaçant α_D et K_D par α et K (des nouveaux mécanismes). Pour des paramètres expérimentaux typiques, on trouve un mouvement sur-amorti, avec une constante de temps courte $\frac{M}{\alpha}$ (amortissement des vitesses) et une autre longue μ_g^{-1} (amortissement des positions). L'évolution des distributions jusqu'à leurs valeurs stationnaires demande beaucoup de temps de calcul. On se limite à des temps d'évolution maximum t_{\max} de l'ordre de $10^4 (\Gamma_{s_0})^{-1}$ ($\gg M/\alpha$). On remonte à la valeur stationnaire de la largeur de la distribution en faisant un "fit" linéaire de $\ln \left| \frac{d}{dt} \langle z^2 \rangle (t) \right|$ en fonction du temps puisqu'on vérifie que $\langle z^2 \rangle (t)$ augmente exponentiellement aux temps longs ($> t_{\max}$). Les résultats sont présentés par les courbes (en traits pleins) sur les figures II-5 et II-6. Ces figures montrent qu'il existe des valeurs optimales de température et de taille à basse intensité. Les prédictions du modèle simple (force linéarisée) ne donnent pas le comportement asymptotique de la taille et de la température car il ne tient pas compte des effets de saturation.

Remarque

Un traitement quantique complet du PMO, mené par Y. Castin est en cours [34]. Des résultats préliminaires montrent qu'on peut obtenir, avec des temps de calcul raisonnables et en utilisant quelques approximations justifiées, les mêmes résultats sur la transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ que ceux de l'approche semi-classique décrite précédemment. Il en va cependant autrement sur la transition $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$ du césium pour laquelle l'approche semi-classique ne donne pas de valeurs correctes pour la température et la taille optimales.

CHAPITRE III

REALISATION D'UN PIEGE MAGNETO-OPTIQUE

EN MICROGRAVITE

Nous allons faire maintenant une description détaillée du montage expérimental d'un piège magnéto-optique réalisé en microgravité. Pourquoi la microgravité ?

On a montré dans le chapitre précédent que les températures les plus basses en mélasse optique ou en PMO sont de l'ordre du micro-Kelvin. A ces températures, la gravité devient un facteur limitant si on veut des temps d'observation longs pour les atomes. En effet, si après chargement d'un PMO on coupe les faisceaux piégeants et le champ magnétique inhomogène on disposera d'un nuage de quelques 10^8 atomes froids ($v_{rms} \sim 1$ cm/s) qui tombent sous l'effet de la gravité en moyenne de 1 cm en 50 ms et acquièrent en même temps une vitesse moyenne de l'ordre ~ 50 cm/s ($\gg v_{rms}$). Ceci limite le temps d'observation ou d'interaction avec ce nuage à quelques dizaines de millisecondes, voire centaines de millisecondes pour un appareillage dont les dimensions varient en T^2 (T : temps d'interaction). En revanche, en microgravité, la température est le seul facteur qui limite le temps moyen de séjour des atomes dans un volume donné. Il est donc clair que la réalisation d'un PMO en gravitation réduite doit permettre d'allonger par un ordre de grandeur le temps de séjour moyen des atomes dans un volume donné. C'est dans ce sens que nous avons réalisé une première expérience dans un avion (caravelle du CNES) qui, en décrivant des trajectoires paraboliques, produisait des phases de gravité réduite ($\sim 10^{-2}g$, g étant l'accélération de la pesanteur) de durée ~ 20 secondes.

A - Dispositif expérimental

1) La source de césium

L'enceinte utilisée est un ballon en pyrex de 0,5 litre avec six fenêtres en quartz de 2 cm de diamètre. Ces fenêtres n'étant pas traitées, une perte de 4 % sur l'intensité du

faisceau a lieu à chaque interface air-quartz. Ceci a pour effet d'entraîner un déséquilibre d'intensité entre l'aller et le retour d'un faisceau rétro-réfléchi. Pour s'affranchir de ce problème, on travaille avec des faisceaux légèrement focalisés de manière à ce qu'au centre de la cellule, c'est-à-dire au niveau du piège, les faisceaux aller et retour soient équilibrés.

L'enceinte est reliée à une pompe ionique de capacité de pompage 25 litres/seconde qui permet de maintenir un très bon vide : la pression de gaz résiduelle est inférieure à 10^{-9} mm Hg. Le césium se trouve dans un queusot séparé de la cellule par une vanne. Pour pouvoir changer la pression partielle en césium dans l'enceinte, nous avons mis au contact du queusot un module à effet Peltier qui permet de maintenir à une température connue le césium contenu dans ce queusot. Refroidir le queusot revient alors à diminuer la pression de césium. Des pressions partielles de césium de l'ordre de quelque 10^{-9} mm Hg sont atteintes pour des températures de l'ordre de -20°C .

2) Le champ magnétique

Le champ magnétique du piège est créé par deux bobines d'axe Oz , parcourues par des courants en sens inverse. Au voisinage du centre, il est donné par la formule :

$$\mathbf{B} = b \left(z\vec{e}_z - \frac{1}{2}x\vec{e}_x - \frac{1}{2}y\vec{e}_y \right)$$

$$b = 3\mu_0 NI \left\{ \frac{da^2}{(a^2 + d^2)^{5/2}} \right\}$$

N : nombre de spires par bobines.

I : courant dans les bobines.

a : rayon des bobines.

d : demi distance entre les bobines.

$A.N$:

Pour $N = 100$, $a = 4$ cm, $d = 5$ cm et $I = 4A \longrightarrow b = 10$ G/cm.

L'effet d'un champ magnétique parasite B_0 constant est de déplacer le centre du piège en translatant la position du minimum de \mathbf{B} . Ce déplacement dépend du déséquilibre des faisceaux laser et du gradient de champ magnétique. Si ce champ parasite est

important (supérieur à quelques dizaines de mG) il perturbe le bon fonctionnement du piège (mauvais chargement). En outre, en situation de mélasse optique $\sigma^+ - \sigma^-$ (champ magnétique inhomogène coupé après le chargement du piège), l'action du champ B_0 est de communiquer aux atomes froids une vitesse de dérive proportionnelle à son intensité [30]. Cette vitesse peut être assez grande pour les faire sortir de la zone d'intersection des faisceaux en quelques dizaines de ms. Il est donc impératif de compenser tous les champs parasites sur le volume d'intersection des faisceaux. Dans notre cas, les perturbations proviennent essentiellement des champs et des gradients de champs créés par l'aimant de la pompe ionique ainsi que par le champ magnétique terrestre. Puisque l'avion tourne autour de son centre de gravité quand il décrit sa trajectoire parabolique, le champ magnétique terrestre change continuellement de direction dans le repère lié à la table de manipulation. L'utilisation de trois paires de bobines Helmholtz pour compenser le champ magnétique résiduel (comme on le fait dans les expériences au laboratoire) devient plus complexe car elle nécessite d'asservir le courant de ces bobines.

Nous avons donc opté pour une solution plus simple qui consiste à utiliser des blindages magnétiques en μ -métal autour de la cellule et de la pompe ionique. Ainsi, un facteur d'atténuation de l'ordre de la centaine a été mesuré. Au niveau du piège, le champ résiduel du blindage est inférieur à 10 mG.

3) Les lasers

On travaille sur la transition $6S_{1/2} F = 4 \longrightarrow 6P_{3/2} F' = 5$ du césium qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = 852,11$ nm. Il existe plusieurs types de lasers dans cette gamme de longueur d'onde avec des puissances variables : lasers à solide (Titane-Saphir), lasers à colorant et diodes lasers. Si les deux premiers types de lasers nécessitent une grande stabilité mécanique pour les différents éléments constituant leur cavité, les diodes lasers ont par contre une petite cavité intégrée contenant un seul élément de quelques centaines de μm et par conséquent supportent mieux les vibrations et les accélérations dans l'avion.

Pour l'expérience en microgravité, nous avons utilisé trois types différents de diodes lasers. Le schéma du dispositif expérimental est donné sur la figure III-1.

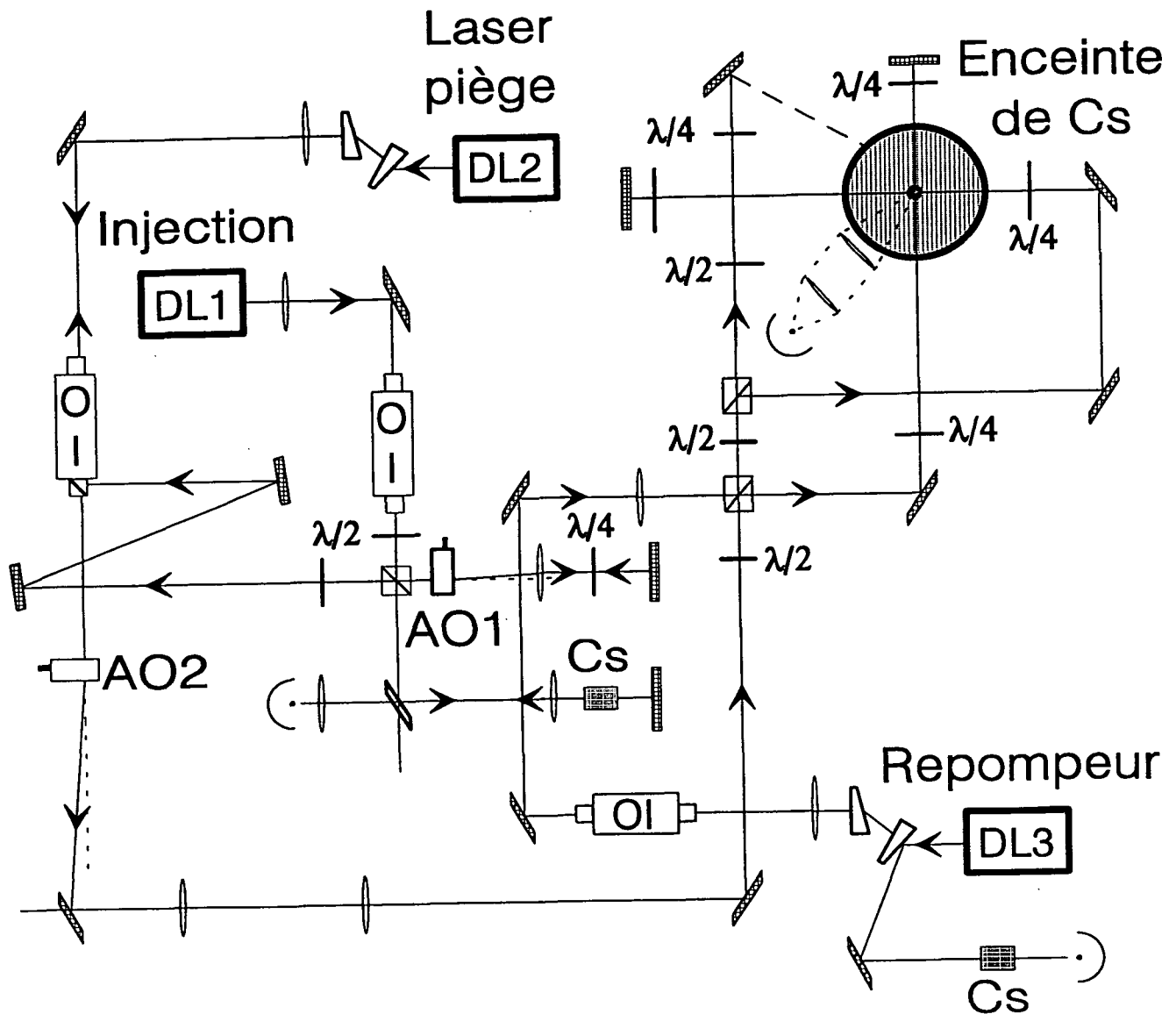


Figure III-1 : Montage expérimental. Les trois lasers $DL_{1,2,3}$ sont des diodes laser monomodes à 852 nm. OI : isolateur optique. AO : modulateur acousto-optique. La fluorescence des atomes du piège est mesurée par une caméra CCD et un volume de 1 cm³ autour du piège est imagé sur une photodiode au silicium.

a) *Le laser principal*

Pour un bon fonctionnement du piège, on a besoin d'une fréquence laser définie à mieux que la largeur naturelle du niveau excité qui vaut dans le cas du césium 5,3 MHz. L'inconvénient des diodes lasers est que leur raie d'émission possède généralement une largeur spectrale élevée : supérieure à 20 MHz. On utilise souvent, pour les affiner spectralement, des méthodes de stabilisation par couplage optique avec une cavité extérieure. Malheureusement, ces techniques requièrent une stabilité mécanique exceptionnelle (cavité avec plusieurs éléments) et ne sont pas utilisables dans un environnement hostile tel que celui de l'avion. On est donc amené à utiliser une diode intrinsèquement fine spectralement (< 5 MHz). Nous avons choisi une diode OMTEC comme laser principal. C'est une diode à D.B.R. (Distributed Bragg Reflector) qui a une largeur spectrale en fonctionnement libre de l'ordre de 4 MHz. Cette largeur a été mesurée en faisant le battement avec une diode laser affinée par auto-injection optique [35,36] de largeur ~ 100 kHz. La diode OMTEC fonctionne sur le même principe qu'une diode à cavité étendue [37] à la différence qu'ici tout est optiquement intégré : les dimensions de la diode sont inférieures au millimètre. Sa longueur d'onde d'émission dépend de quatre paramètres : sa température, son courant d'émission I_a , le courant du réseau d'indice intégré I_{DBR} et le courant de la section de contrôle de la phase entre la zone d'émission et le réseau.

Décrivons maintenant le trajet du faisceau fourni par ce laser. A la sortie du boîtier où est faite la collimation, le faisceau est elliptique et possède des tailles de cols $w_x = 3$ mm et $w_y = 8$ mm. Il passe par une première lentille de grande focale $f_1 = 800$ mm qui, en le focalisant, lui permet de traverser sans pertes le cube d'entrée d'un isolateur optique. Ce dernier, comme son nom l'indique, sert à isoler le laser de toute lumière parasite et de tout faisceau retour qui perturberaient son bon fonctionnement. On met ensuite sur son trajet un système de lame $\lambda/2$ et cube polariseur afin de le diviser en deux parties (réflexion et transmission du cube) d'intensité contrôlable. Le faisceau réfléchi est focalisé au niveau d'un modulateur acousto-optique qui sert à décaler sa fréquence pour l'injection du laser de puissance. Le faisceau transmis est utilisé dans un montage d'absorption saturée. Ce faisceau est ensuite focalisé sur une photodiode rapide. Le spectre (figure III-2) obtenu en balayant la fréquence du laser

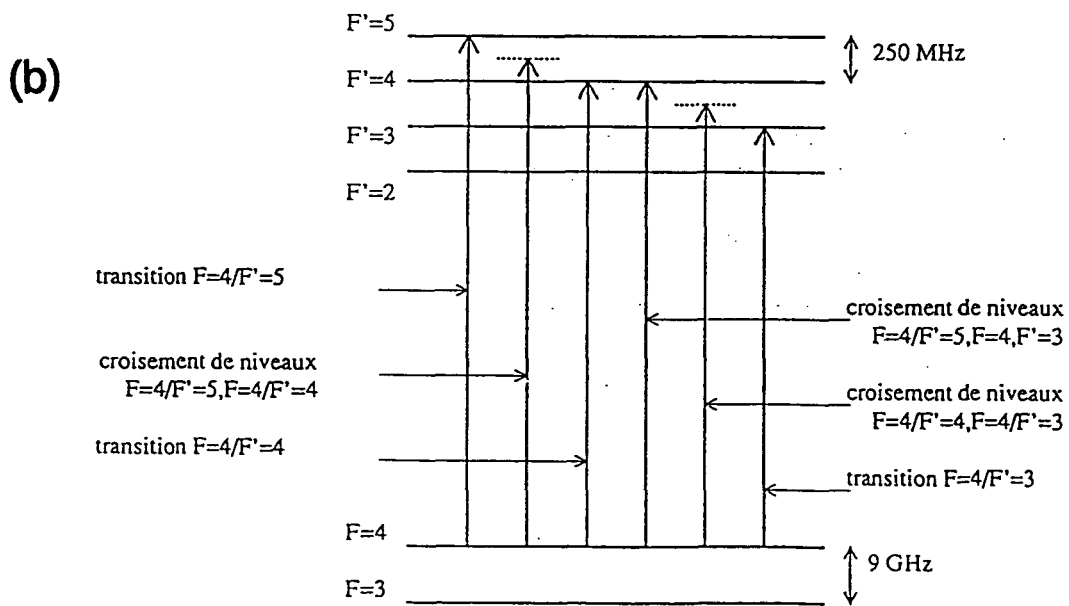
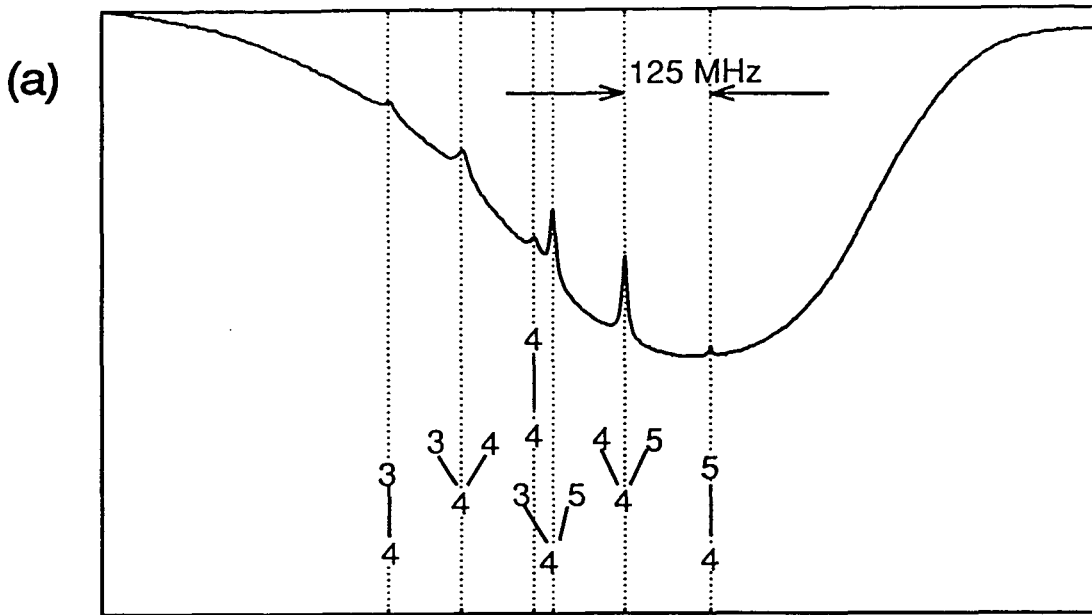


Figure III-2 : (a) Absorption d'un faisceau transmis à travers une cellule de césium en montage d'absorption saturée, en fonction de sa fréquence ; (b) Schéma des niveaux du césium et résonances possibles en absorption saturée.

autour de la raie D_2 du césium (rampe sur I_{DBR}) comporte une raie large (largeur Doppler ~ 1 GHz) sur laquelle sont superposées des raies plus fines correspondant aux transitions entre niveaux hyperfins de largeur égale à l'inverse de la durée de vie de l'état excité. Nous verrouillons la fréquence du laser sur une de ces raies par un asservissement électronique. Pour cela, on utilise une technique de modulation à haute fréquence pour avoir une large bande passante d'asservissement [38-40]. Cette méthode consiste à :

- Moduler le courant de la diode à une fréquence relativement élevée ($\sim 5 - 10$ MHz).
- Détecter le signal d'absorption saturée par une photodiode rapide (FND100 avec un étage d'amplification de bande passante 0-50 MHz).
- Amplifier le signal à la sortie de la photodiode en utilisant un amplificateur large bande qui coupe le DC.
- Envoyer le signal sur une des entrées d'un mélangeur de fréquence pour faire la démodulation. Sur la deuxième entrée du mélangeur, on envoie une partie du signal de modulation. Le mélangeur, suivant la phase relative entre les deux signaux, génère le signal d'erreur.
- Faire passer le signal d'erreur par un intégrateur (gain élevé aux basses fréquences) avant de l'envoyer sur l'alimentation en courant de la diode.

Dans notre cas le courant I_{DBR} est modulé à une fréquence de 4,5 MHz. Une bande passante d'asservissement de l'ordre de 300 kHz a été obtenue, résultat tout à fait satisfaisant, car l'on montre généralement que cette bande passante ne peut excéder environ 1/5 de la fréquence de modulation. Grâce au gain très important aux basses fréquences, la fréquence du laser est rendue insensible aux vibrations de l'avion.

Parmi les différentes raies hyperfines de la transition D_2 (figure III-2), nous avons choisi de verrouiller la fréquence du laser sur le croisement de niveaux [$F = 4 \rightarrow F' = 5$, $F = 4 \rightarrow F' = 4$] qui est situé à 125 MHz sur le rouge de la transition du piège et qui a l'avantage de donner le signal d'erreur le plus important. Le choix de cette raie est également motivé par le fait qu'on dispose de modulateurs acousto-optiques ayant un maximum d'efficacité autour de $\nu_{rf} \sim 80$ MHz, et qu'on veut en utiliser un pour atténuer les faisceaux pièges avec un temps de coupure très court ($\lesssim 10 \mu\text{s}$).

b) Diode de puissance - Injection

La diode OMTEC asservie nous fournit un faisceau laser de bonne pureté spectrale (largeur ~ 3 MHz) à la fréquence $\omega_1 = \omega_{at} - 125$ MHz. Les faisceaux pièges ne proviennent pas de cette diode car elle n'est pas assez puissante (puissance de sortie ~ 3 mW), pour faire fonctionner le piège de façon satisfaisante. La solution retenue est d'"amplifier" ce faisceau tout en gardant sa pureté spectrale en injectant une autre diode plus puissante.

Avant l'injection, le faisceau passe deux fois par un modulateur acousto-optique (MAO) monté en "œil de chat" où sa fréquence est translatée deux fois vers le bleu de $\nu_{rf} \sim 95$ MHz, ν_{rf} étant la fréquence de l'onde acoustique du MAO. L'intérêt d'un tel montage est d'éviter les déviations angulaires du faisceau qui accompagnent chaque changement de la fréquence ν_{rf} . Le laser de puissance utilisé est une diode S.D.L. capable de fournir une puissance de 150 mW. Une propriété remarquable de cette diode est sa facilité d'injection : en effet, on peut l'injecter sur une plage de fréquence très large (~ 10 GHz) sans qu'elle ne saute de mode. Une manière astucieuse de réaliser l'injection de la diode de puissance est d'envoyer le faisceau injectant par la deuxième voie du second cube de l'isolateur optique du faisceau intense. Ceci permet d'utiliser toute la puissance disponible pour l'injection avec, de plus, une adaptation automatique de la polarisation.

On dispose alors d'un faisceau de forte puissance à la fréquence $\omega_{at} + 65$ MHz et ayant la même pureté spectrale que la diode asservie. Il reste maintenant à translater sa fréquence. Pour cela, on le focalise avec une lentille $f = 1$ m, à travers l'isolateur optique, sur un MAO qui le défléchit et décale sa fréquence de -80 MHz. Ce MAO, outre sa fonction de mettre le faisceau à la bonne fréquence $\omega_{at} - 3\Gamma$ pour le fonctionnement du piège, sert également d'interrupteur rapide permettant de couper le faisceau défléchi en un temps de l'ordre de la dizaine de μs . Le faisceau passe ensuite par un télescope (système de deux lentilles) qui lui confère une taille de 14 mm avant d'être séparé en trois faisceaux polarisés linéairement par deux cubes polariseurs. Une lame demi-onde est placée avant chaque cube afin d'équilibrer les intensités de ces trois faisceaux. Sur le trajet de chacun des trois faisceaux et juste avant l'enceinte du piège, une première lame quart d'onde produit la polarisation circulaire requise. Après un premier

passage à travers l'enceinte du piège, chaque faisceau est rétro-réfléchi pour former les trois faisceaux retour de la mélasse optique. L'introduction d'une lame quart d'onde entre le miroir de rétro-réflexion et l'enceinte permet d'inverser la polarisation circulaire du faisceau réfléchi. Les trois paires de faisceaux sont ensuite soigneusement alignées de telle manière qu'elles se coupent toutes au centre du piège c'est-à-dire à l'endroit où le champ magnétique est nul.

c) *Le laser repompeur*

Comme nous l'avons déjà mentionné, les lasers sont accordés sur la transition $F = 4 \longrightarrow F' = 5$ de la raie D_2 du césium. Le niveau excité $F' = 4$ est séparé du niveau $F' = 5$ par une énergie d'environ $50\hbar\Gamma$. Il peut donc être faiblement excité par le laser. Un atome excité sur le niveau $F' = 4$ a une chance sur deux de se désexciter vers le niveau $6S_{1/2}F = 3$, distant de 9 GHz de l'état $6S_{1/2}F = 4$. Si ce phénomène se produit, l'atome n'est plus résonnant avec le laser. Il ne voit plus de force optique et s'échappe ainsi du piège. Nous avons donc besoin d'un deuxième laser accordé sur la transition $F = 3 \longrightarrow F' = 4$ qui maintient les atomes sur la transition où le mécanisme de piégeage fonctionne. Pour cela, on utilise une troisième diode laser STC asservie en fréquence grâce à une référence de tension très stable sur un flanc Doppler du spectre d'absorption (non saturée). Le faisceau issu de cette diode passe par un isolateur optique avant de traverser un télescope qui lui donne sa taille finale (18 mm de diamètre). Il est enfin mélangé avec les trois bras des faisceaux pièges au niveau du premier cube polariseur.

4) Stabilité du montage

L'environnement de l'avion étant plus hostile que celui d'un laboratoire de recherche, un soin particulier a été apporté à la stabilité et la rigidité du montage expérimental. Le projet de stabilisation mécanique de l'expérience réalisé en collaboration avec la société ORBITICS avait pour objectifs :

- de garantir le respect des normes de sécurité avion à toute l'expérience (table optique et "racks" d'électronique),
- de réduire les vibrations pouvant altérer le bon déroulement de l'expérience.

Le montage repose sur une table en nid d'abeilles d'épaisseur 0,2 m et de dimension 1 m par 1,2 m. Deux systèmes anti-vibratoires sont utilisés, amortisseurs à câbles et élastomères, qui permettent d'amortir les vibrations dans des domaines de fréquence différents (basses et hautes respectivement). Il est nécessaire d'utiliser des supports d'optique très stables pour que les déviations angulaires des faisceaux, dues aux accélérations de l'avion, restent négligeables ($< 10^{-4}$ rd).

B - Technique de détection

1) Méthode d'observation

L'utilisation d'une caméra CCD sensible à l'infrarouge nous permet de visualiser en permanence la zone de mélasse (intersection des faisceaux) et particulièrement le piège (point brillant au centre). Connaissant le grandissement de l'objectif de la caméra l'on peut facilement remonter à la taille du piège. Afin de faire des mesures quantitatives sur le piège (nombre d'atomes, taille, densité,...), on a besoin de connaître le nombre de photons diffusés par ce piège. Pour cela et grâce à un système de deux lentilles, on fait l'image du piège sur une photodiode calibrée de surface égale à 1 cm². A partir du signal S de cette photodiode, il est facile d'accéder au nombre d'atomes piégés.

$$S(\text{volt}) = N \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\Gamma}{2} \frac{sc_0^2}{1 + sc_0^2} \hbar\omega_A R\eta G \quad (\text{III.B.1})$$

où :

N : nombre d'atomes.

$\frac{\Delta\Omega}{4\pi}$: angle solide sous lequel la fluorescence est collectée.

Γ : largeur naturelle du niveaux excité ($\Gamma/2\pi = 5,3$ MHz).

s : saturation totale des ondes du piège.

c_0^2 : terme correctif pour tenir compte des diverses transitions Zeeman possibles de la

raie atomique $F = 4 \longrightarrow F' = 5$ ($c_0^2 \simeq 0,4$).

$\frac{\Gamma}{2} \frac{sc_0^2}{1 + sc_0^2}$: population du niveau excité.

$\hbar\omega_A$: énergie des photons spontanés.

R : résistance de charge (conversion du photocourant en tension)

η : Efficacité du détecteur.

G : gain de l'étage d'amplification.

Dans les conditions de notre expérience, on a :

$\frac{\Delta\Omega}{4\pi} = 7 \cdot 10^{-3}$, $\eta = 0,5$ A/W, $R = 1M\Omega$, $s = 1,3$ à $\delta = -3\Gamma$, $G = 100$.

On trouve typiquement $\sim 10^8$ atomes dans un volume de quelques mm^3 .

Le signal de la photodiode est envoyé sur un ordinateur où sont sauvegardés tous les résultats des expériences faites en vol.

2) Méthode de mesure : Relâche et Recapture

Une première phase de chargement permet d'accumuler en 1 seconde environ les 10^8 atomes dans le piège. Le signal de fluorescence de ces atomes est recueilli et mesuré en permanence par la photodiode. A la fin de la phase de chargement, le champ magnétique piégeant est coupé et les faisceaux du piège sont atténués à une intensité I_m variable à l'aide du modulateur acousto-optique (figure III-3). Pendant 30 à 40 ms, une première phase de mélasse optique refroidit les atomes à quelques $\sim 20 \mu\text{K}$. Ces atomes subissent alors une seule force de friction et effectuent un mouvement Brownien (marche au hasard) dans le volume constitué par l'intersection des six faisceaux. Il s'agit alors de mettre en évidence l'allongement du temps de séjour des atomes dans un volume donné en gravité réduite. Nous utilisons pour cela la méthode "Relâche et Recapture" [41]. Les faisceaux de la mélasse sont brutalement coupés à l'aide du modulateur acousto-optique, pendant une durée T_{off} . Chaque atome effectue alors un vol libre "dans le noir" avec la vitesse qu'il possédait juste avant la coupure des faisceaux :

$$\mathbf{r}(t) = \frac{1}{2}\mathbf{g}t^2 + \mathbf{v}_0t + \mathbf{r}_0 \quad (\text{III.B.2})$$

où \mathbf{g} est l'accélération résiduelle, \mathbf{v}_0 est la vitesse de l'atome que l'on suppose appartenir à une distribution thermique de Maxwell-Boltzmann et \mathbf{r}_0 sa position dans la mélasse

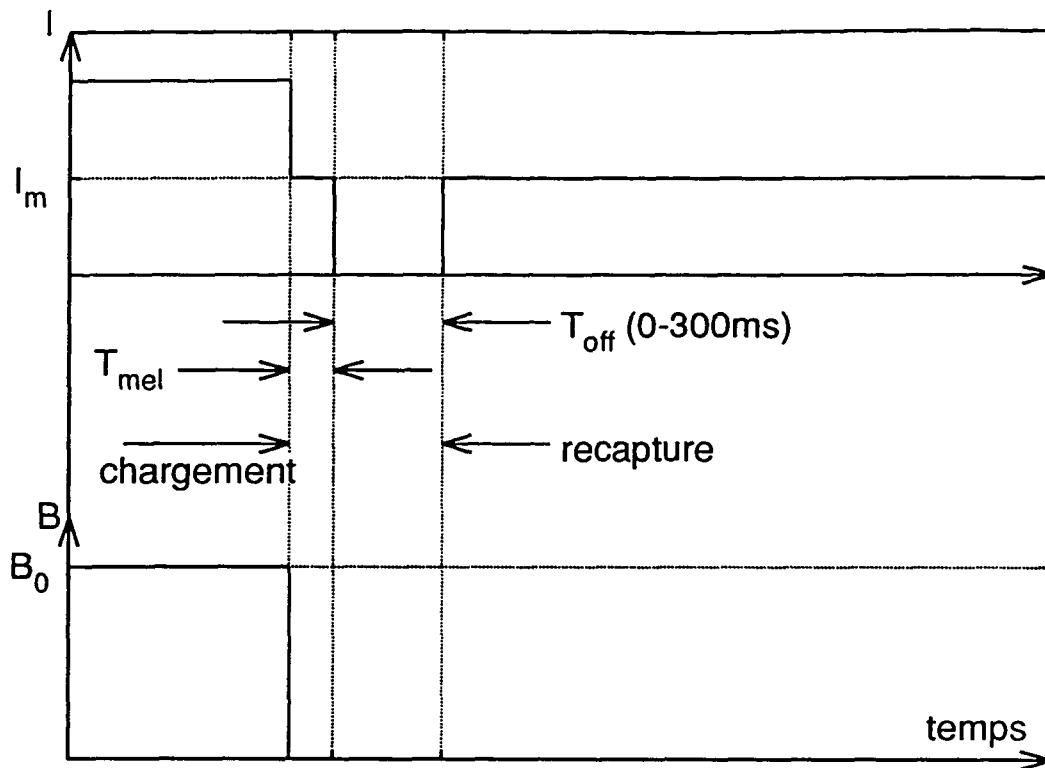


Figure III-3 : La méthode relâche et recapture. Séquence temporelle : intensité des faisceaux pièges (I) et champ magnétique (B) en fonction du temps.

au moment de la coupure des faisceaux. Au bout du temps T_{off} , les faisceaux sont brutalement remis et le niveau de lumière de fluorescence émise par les atomes est mesuré ; ce niveau est proportionnel au nombre d'atomes restant dans le volume de la mélasse. En effectuant le rapport (fluorescence après coupure)/(fluorescence avant coupure), on déduit la fraction d'atomes restant dans le volume observé. Cette fraction est alors comparée à un modèle théorique où l'on introduit les paramètres de l'expérience : diamètre des faisceaux et distribution initiale des positions. D'une telle comparaison pour divers temps de coupure on remonte à la vitesse quadratique moyenne des atomes v_{rms} et donc à la température.

C - Résultats

La figure III-4 représente une séquence temporelle typique de mesure faite en "microgravité". On a tracé sur cette figure les différents signaux enregistrés durant cette séquence. Les courbes en pointillé donnent le niveau de microgravité pendant l'acqui-

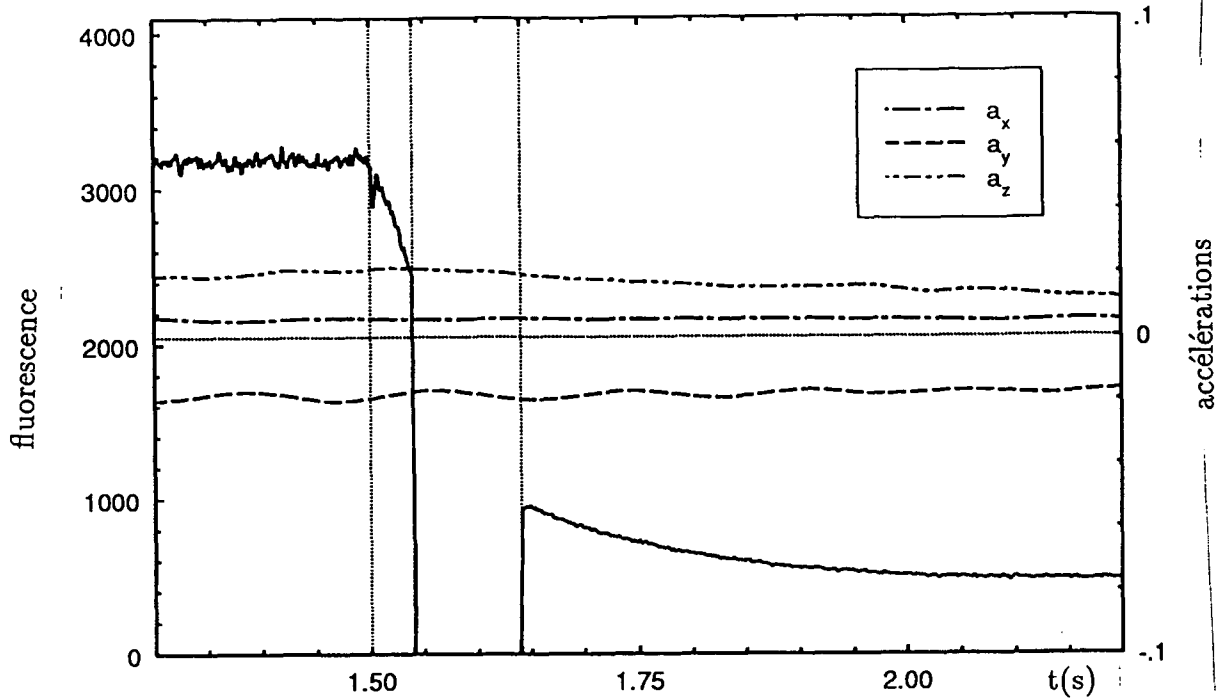


Figure III-4 : Fluorescence des atomes et accélérations résiduelles en fonction du temps, à ~ 0 g. Le rapport f de la fluorescence après coupure sur la fluorescence avant coupure donne la fraction d'atomes restants dans le volume d'observation ~ 1 cm³. Ici $f = 25\%$ pour $T_{\text{off}} = 0.1$ s.

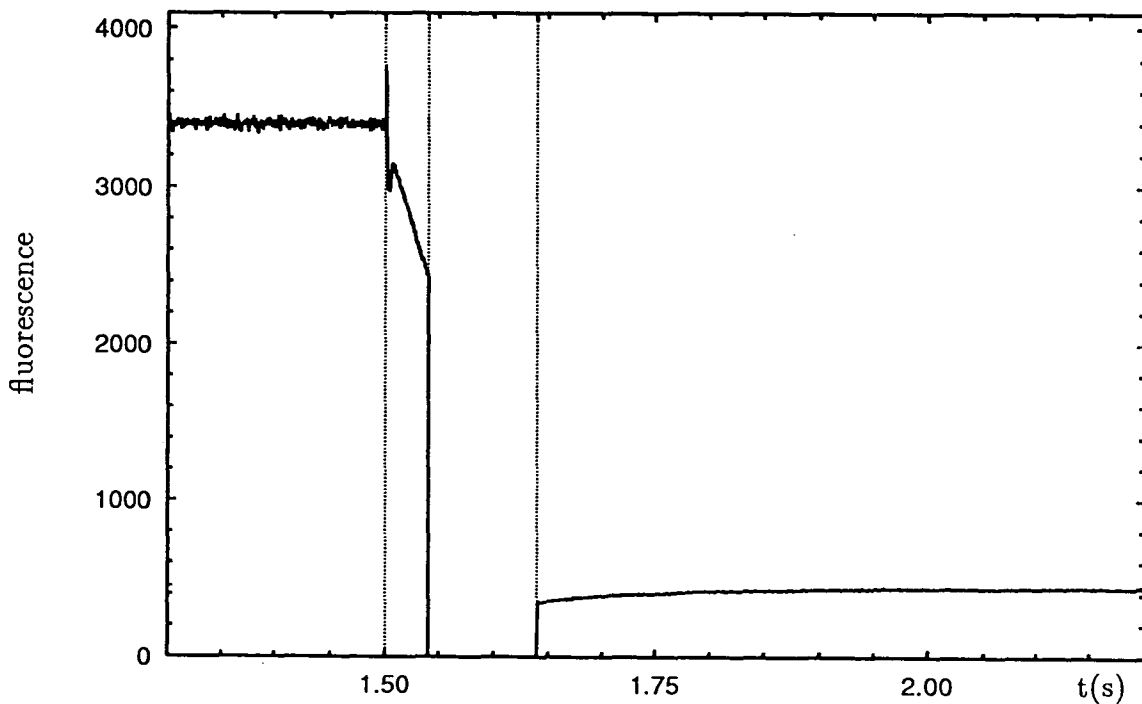


Figure III-5 : Même signal que la figure III-3, mais à 1 g. Le signal dû aux atomes initialement piégés disparaît car ils sont tombés ~ 5 cm en dessous du piège. La légère croissance après t_{off} est due au chargement de la mélasse optique par les atomes lents de la cellule. Cette contribution est typiquement de l'ordre 3 à 5 % du signal d'atomes piégés.

tion : ce sont les signaux délivrés par trois accéléromètres (directions : longitudinale (x), transverse (y), et orthogonale (z) par rapport à l'avion) placés sur la table optique. Les meilleurs niveaux de microgravité enregistrés sont autour de 10^{-2} g avec une résolution des accéléromètres inférieure à 10^{-3} g. Ces niveaux sont atteints durant environ 40 % du temps total de microgravité. La courbe en trait plein représente le signal S de la photodiode qui capte la fluorescence des atomes de césium. On peut distinguer quatre phases différentes :

(i) Une première phase où S est constant : elle correspond à la fluorescence des atomes dans le piège lorsqu'il a atteint son régime stationnaire. (c'est la fin de la phase de chargement).

(ii) Après la coupure du champ magnétique, le piège ne se charge plus, les atomes se trouvent en situation de mélasse optique, la densité atomique décroît et le nuage refroidit pendant environ 40 ms. La fluorescence juste avant la coupure des faisceaux est mesurée.

(iii) La troisième phase de durée T_{off} correspond à la phase de "noir complet" où les faisceaux de mélasse sont entièrement coupés et où le signal de la photodiode est nul. Les atomes ne sont soumis à aucune perturbation (vol libre).

(vi) A la fin de la phase précédente, les faisceaux de mélasse sont rebranchés avec la même intensité qu'ils avaient avant la coupure. Le signal passe instantanément à une valeur non nulle inférieure à celle qu'il avait juste avant la phase de "noir complet". Ceci s'explique par le fait que dans le noir une fraction des atomes quitte la zone de détection (par vol libre). Elle est donc perdue pour le signal. La fraction d'atomes restants est d'autant plus grande que le temps T_{off} est court ou que la température initiale est basse. La fluorescence va ensuite décroître exponentiellement à cause de la diffusion spatiale des atomes hors du volume d'observation. La constante de temps typique de décroissance mesurée est de l'ordre de $\sim 0,2$ seconde.

Au bout de 0,5 s, le signal dû aux atomes initialement piégés est pratiquement nul et le signal de la photodiode atteint une valeur stationnaire. En répétant cette mesure avec un champ magnétique inhomogène nul (on ne charge pas le piège), nous avons remarqué que ce fond comprenait en plus de la fluorescence des atomes rapides de la cellule, la fluorescence des atomes froids capturés par la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ (figure III-5). Nous avons donc mesuré la contribution de cette dernière pour tous les choix de paramètres

T_{off} , I , δ_L et corrigé la ligne de base avant de déterminer la fraction d'atomes restants (la ligne de base réelle est 3 à 5 % inférieure au signal stationnaire obtenu à des temps longs).

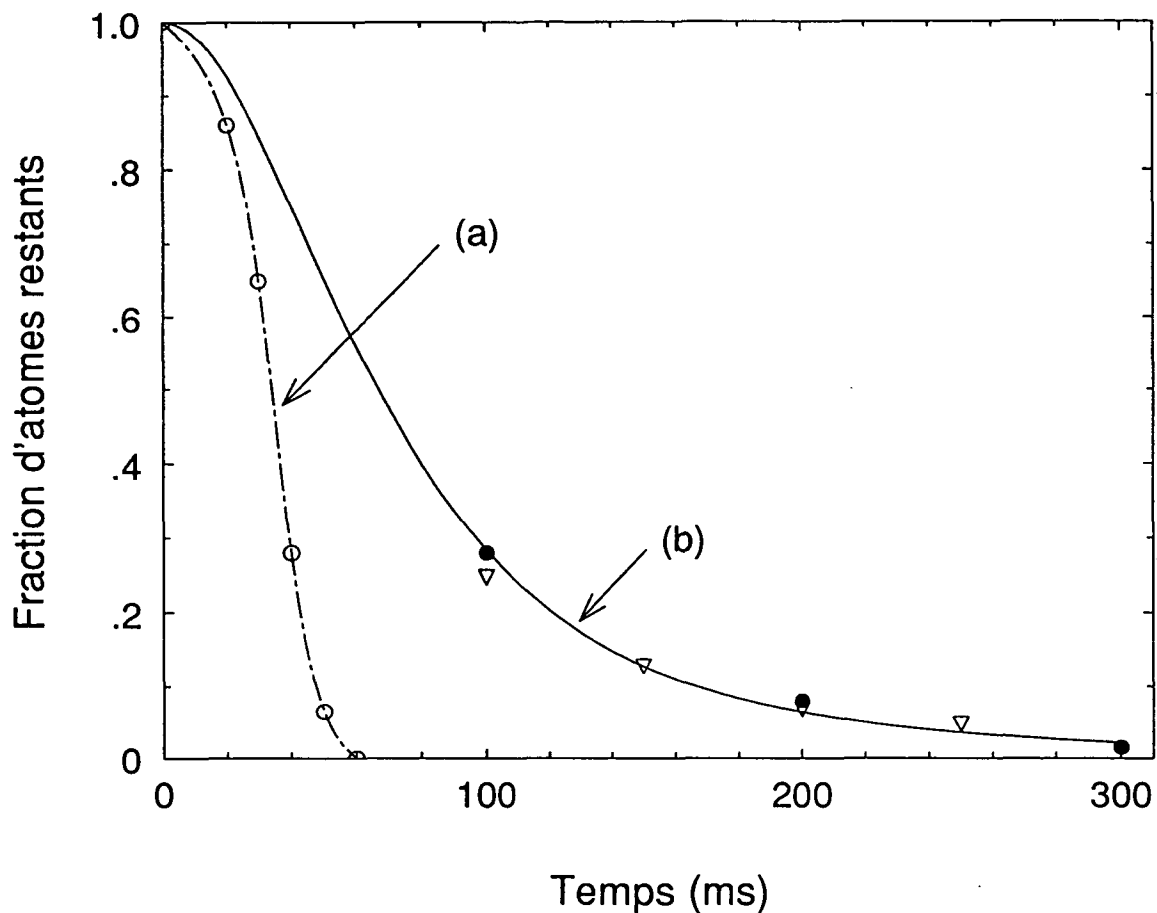


Figure III-6 : Fraction d'atomes restants dans le cm^3 d'observation en fonction du temps de vol libre T_{off} pour $\delta_L = -3\Gamma$, en gravité normale (a) et en microgravité (b). ∇ : intensité des faisceaux de mélasse $I = I_0$, \bullet : $I = I_0/2$. La ligne continue est issue d'un modèle simple d'expansion isotrope à 0 g d'un gaz à une température de $18 \pm 10 \mu\text{K}$ soit une vitesse quadratique moyenne de 3 cm/s.

Tous les résultats des enregistrements exploitables où le niveau des accélérations était suffisamment bas ($\sim 2 \cdot 10^{-2}$ g) sont reportés dans la figure III-5. Cette dernière illustre très bien l'apport bénéfique de la gravité réduite pour l'allongement du temps de séjour des atomes froids dans un volume réduit. Si à 1 g tous les atomes quittent le volume de 1 cm^3 en 50 ms, à $\sim 10^{-2}$ g 10 % de ces atomes restent dans ce volume après 0,2 seconde de vol libre, soient encore 10^7 atomes environ. Le temps le plus long au bout duquel

nous avons été capable de détecter sans ambiguïté les atomes est de 350 ms (1 % du nombre initial d'atomes). Cette limite provient en partie du rapport signal sur bruit de la température des atomes et surtout du niveau résiduel de micro-gravité (à $2 \cdot 10^{-2} g$ les atomes parcourent ~ 1 cm en 300 ms). La température est déduite par un "fit" des données de la figure III-6 en utilisant un modèle simple d'un nuage atomique "gaussien" de température T en expansion isotrope durant un temps T_{off} . La température mesurée à $\delta_L = -15$ MHz était de $18 \mu\text{K}$ (± 10), ce qui correspond à une vitesse quadratique moyenne de 3 cm/s. L'incertitude sur cette mesure provient essentiellement des effets géométriques, c'est-à-dire de la définition exacte du volume d'observation ainsi que des inhomogénéités de l'intensité des faisceaux de mélasse.

Notons que la température $18 \mu\text{K}$ reste huit fois supérieure à la température la plus basse obtenue dans une mélasse Sisyphé en polarisation $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ à désaccord $\delta_L \gtrsim 4\Gamma$ ($2,5 \mu\text{K}$). Pour atteindre cette température il faut soit changer la polarisation de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ en $\text{Lin} \perp \text{Lin}$, soit utiliser un désaccord $\delta_L \gtrsim 10\Gamma$. Ceci nécessite un montage spécifique. A cette température, la fraction d'atomes restants après des temps de coupure ≥ 300 ms devraient être plus importante. Cependant, la limite sera alors imposée par les accélérations résiduelles de l'avion ($\sim 10^{-2}g$).

D - Vers une horloge à atomes froids en satellite

Les résultats que nous avons obtenus constituent une première étape vers la réalisation d'horloges à césium ultra-stables et compactes qui tireraient parti à la fois des très faibles vitesses produites par refroidissement laser et de la gravité réduite régnant à bord d'un satellite.

En effet, des expériences récentes, utilisant des atomes froids, en géométrie de fontaine atomique [42,43] ont montré un allongement considérable du temps d'interaction et un affinement des résonances d'un facteur 100. Dans ces fontaines, la gravité impose manifestement une limite à la résolution : on ne gagne en résolution que comme la racine carrée de la hauteur. Dépasser la demi-seconde de temps de fontaine sera coûteux (hauteur > 1 m) et se fera probablement au détriment de l'exactitude. Par exemple, la compensation du champ magnétique sur des dimensions supérieures au mètre est diffi-

cile à mettre en œuvre. En microgravité, un temps de mesure de plusieurs secondes est envisageable dans un volume réduit. On attend ainsi une amélioration d'un facteur 10 supplémentaire en résolution et une excellente exactitude. Un refroidissement supplémentaire, démontré très récemment sur l'atome de sodium [44] et fondé sur l'utilisation de l'effet Raman devrait produire pour l'atome de césium des vitesses de l'ordre du mm/s et améliorer encore les performances de telles horloges.

CHAPITRE IV

OPTIQUE NON-LINEAIRE AVEC DES ATOMES FROIDS

A - Introduction

L'optique nonlinéaire étudie la réponse nonlinéaire d'un milieu soumis à un ou plusieurs champs laser excitateurs. Un tel milieu peut produire de nouvelles ondes lumineuses à des fréquences éventuellement différentes des fréquences excitatrices. L'étude des non-linéarités optiques a commencé au début des années soixante [45] avec l'avènement des lasers, ceux-ci permettant d'atteindre les intensités nécessaires pour produire ces effets. Les applications des processus non-linéaires sont multiples : création de nouvelles sources lumineuses (par exemple par doublage de fréquence [45]), correction des aberrations (conjugaison de phase [46]), génération d'impulsions courtes, production d'états non classiques du champ électromagnétique,...

Même si la plupart des applications utilisent en pratique des milieux denses (liquides, cristaux, hétérostructure,...), les vapeurs atomiques présentent néanmoins des avantages au niveau de la compréhension des processus non-linéaires. En effet, les systèmes atomiques étant généralement simples à modéliser, leurs non-linéarités peuvent être évaluées. Ces vapeurs ont l'avantage de présenter de fortes non-linéarités au voisinage de leur transition de résonance. Elles sont maximales pour des désaccords de l'ordre de Γ et pour des intensités lumineuses incidentes voisines de l'intensité de saturation. Cependant, dans les vapeurs à la température ambiante, seule une fraction des atomes est en résonance avec les ondes lumineuses. En effet, l'effet Doppler sélectionne dans la distribution thermique une classe de vitesse de largeur Δv qui contribue majoritairement au signal. Cette classe de vitesse représente la fraction d'atomes pour lesquels la fréquence de l'onde lumineuse coïncide avec la fréquence de résonance, c'est-à-dire les atomes dont la vitesse vérifie $|\omega_L + kv - \omega_A| < \frac{\Gamma}{2}$. Le rapport entre la largeur de cette classe de vitesse $k\Delta v = \Gamma$ et la largeur de la distribution thermique totale ku nous donne directement la fraction d'atomes résonnant. Pour l'atome de césium, le rapport vaut 1/100 ($\frac{\Gamma}{2\pi}$ et $\frac{ku}{2\pi}$ valent respectivement 5 et 500 MHz). L'apport des atomes froids est donc évident : en dessous du milliKelvin l'élargissement Doppler des

résonances optiques devient négligable devant la largeur naturelle Γ du niveau excité. Les atomes, presque "immobiles", doivent tous contribuer de façon identique aux processus non-linéaires. On peut donc s'attendre à un facteur 100 de gain par rapport aux vapeurs atomiques. Malheureusement, dans l'état actuel des techniques, les facteurs géométriques (longueur d'interaction et densité atomique) sont très défavorables aux atomes froids. En effet, actuellement la densité dans un piège est de l'ordre de quelques 10^{11} atomes par centimètre cube alors que dans une vapeur elle vaut aisément 10^{14} cm^{-3} . La longueur d'interaction est elle aussi plus faible dans le cas des atomes froids (1 mm plutôt que quelques cm). Dans ce cas, les non-linéarités susceptibles d'être obtenues avec les atomes froids doivent être environ 100 fois plus faibles que celles obtenues dans les vapeurs.

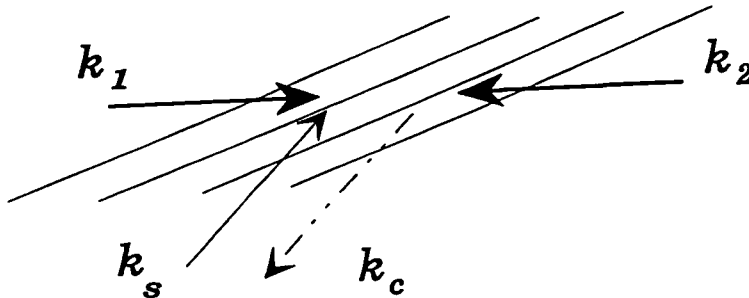


Figure IV-1 : Interprétation de la conjugaison de phase en termes de réseau. Le réseau est induit par l'interférence entre l'onde pompe k_1 et la sonde k_s . La diffraction de l'onde k_2 produit une onde k_c conjuguée de k_s .

Toutefois, l'utilisation des atomes froids présente un avantage certain par rapport aux vapeurs atomiques grâce à la possibilité d'accroître les ouvertures angulaires dans les expériences. Prenons par exemple le cas de la conjugaison de phase (figure IV-1). En terme de réseaux, elle s'interprète par la diffraction d'une onde sur un réseau induit dans le milieu par la modulation d'intensité due à l'interférence de deux autres ondes : on fait ainsi de l'holographie en temps réel. Dans le cas d'une vapeur, l'ouverture angulaire d'un tel dispositif est très limitée à cause du mouvement des atomes. En effet, un atome en mouvement garde une certaine mémoire de son excitation (pendant une durée de l'ordre de Γ^{-1}) ce qui contribue à brouiller les réseaux de pas très petits. La période spatiale d'un réseau créée par deux ondes faisant un angle θ entre elles est

$\lambda/2\sin(\theta/2)$. La distance parcourue par l'atome excité étant $u\Gamma^{-1}$ (u vitesse quadratique moyenne), il apparaît que seuls seront préservés du brouillage par le mouvement, les réseaux pour lesquels $u\Gamma^{-1} \ll \lambda/2\sin(\theta/2)$, c'est-à-dire $\theta \ll \frac{\Gamma}{ku}$ [47,48]. Dans le cas des atomes froids, la largeur Doppler est plus petite que Γ , de sorte que les phénomènes considérés ne doivent pas se produire. Des grandes ouvertures angulaires peuvent ainsi être obtenues.

B - Spectroscopie Raman d'atomes froids dans un piège magnéto-optique

1) Transmission d'un faisceau sonde

La première expérience d'optique non-linéaire sur des atomes froids a consisté à mesurer la transmission d'un faisceau sonde de faible intensité à travers le nuage d'atomes froids dans un PMO de césium [49,50]. Le faisceau sonde de fréquence ω_s , balayable autour de la fréquence atomique a une direction qui fait un angle θ avec une des trois paires de faisceaux du piège de fréquence ω_L (figure IV-2).

La figure IV-3 représente le spectre de transmission d'un faisceau sonde dans un piège réalisé avec une intensité laser $I = 8 \text{ mW/cm}^2$ par onde et pour un désaccord laser $\delta_L = \omega_L - \omega_A = -2\Gamma$.

Nous observons sur ce spectre deux premières structures de largeur environ Γ , l'une en absorption et l'autre en amplification, situées symétriquement de part et d'autre de ω_L . La première ($\omega_s = \omega_A$) correspond à la raie d'absorption atomique en présence de faisceaux-pièges relativement intenses. La deuxième est l'amplification associée au processus à trois photons (hyper-Raman) (figure IV-4) [51-53].

Une troisième résonance est centrée autour de la fréquence des ondes pièges et possède une largeur de l'ordre de 500 kHz, donc inférieure à la largeur naturelle. Elle présente une allure dispersive et un gain sur l'intensité de la sonde qui peut atteindre 20 %. Cette résonance n'est pas induite par le champ magnétique car elle subsiste même en situation de mélasse où ce dernier est nul.

Pour interpréter cette résonance, nous avons développé un modèle simple à une dimen-

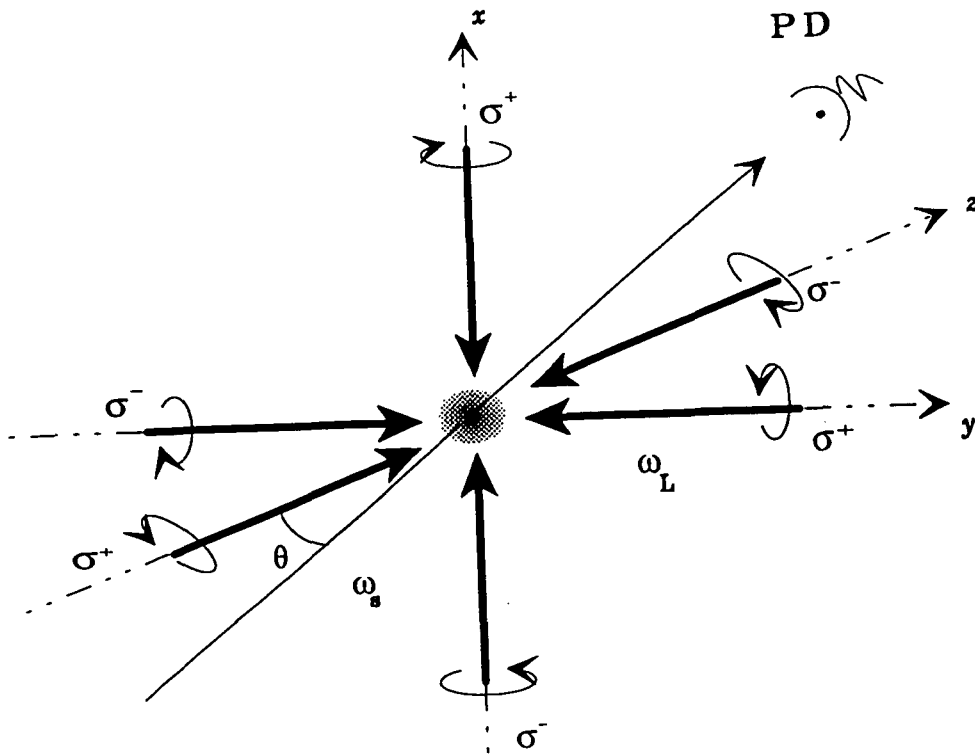


Figure IV-2 : Un faisceau sonde de fréquence ω_s et d'intensité faible est envoyé sur le piège. Il fait un angle θ avec la paire de faisceaux suivant Oz .

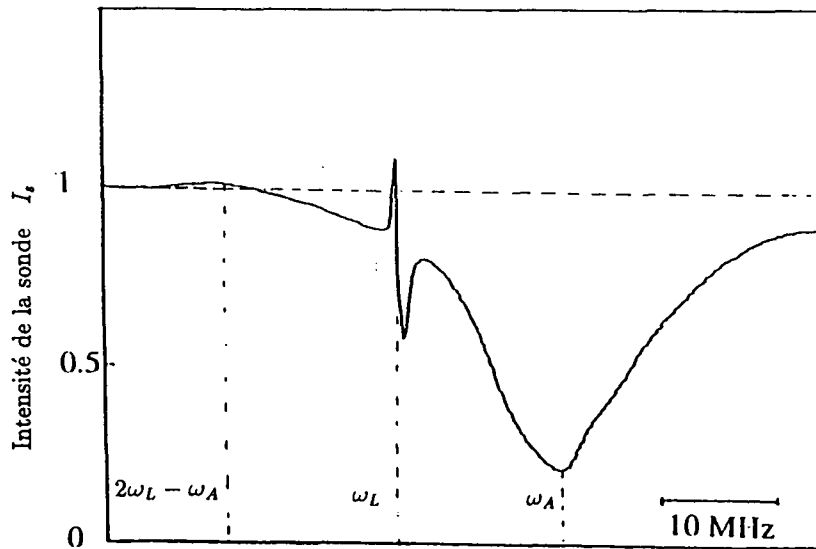


Figure IV-3 : Profil d'absorption d'un faisceau sonde par le piège. On observe trois structures : une absorption autour de $\omega_s = \omega_A$, une amplification autour de $\omega_s = 2\omega_L - \omega_A$ et une structure étroite autour de $\omega_s = \omega_L$. La résonance étroite a une largeur ~ 500 kHz inférieure à la largeur naturelle Γ . Le gain apparaît autour de $\omega_s = 2\omega_L - \omega_A$ et sur le rouge de la résonance fine.

sion où nous considérons un atome immobile en $z = 0$ dans une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ avec une transition $J_g = 1 \longrightarrow J_e = 2$ (§C du chapitre I). Si l'axe de quantification est choisi suivant la direction de la polarisation du champ (OY), les faisceaux pompe de la mélasse n'induisent que des transitions π . Les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental sont ainsi différemment peuplés et déplacés par la lumière des faisceaux piège avec une symétrie due aux propriétés des coefficients de Clebsch-Gordan et qui est celle de l'effet Stark.

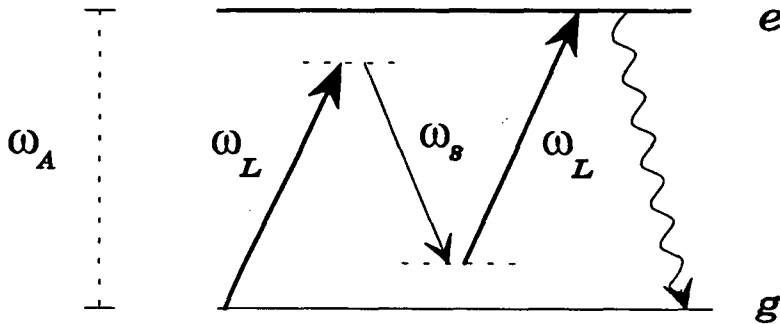


Figure IV-4 : Diagramme de la résonance hyper-Raman correspondant à l'absorption de deux photons de mélasse, à l'émission d'un photon stimulé à la fréquence $2\omega_L - \omega_A$ et à l'émission d'un photon de fluorescence.

La structure étroite correspond à des transitions Raman stimulées entre les sous-niveaux Zeeman du fondamental : elle est la somme de deux courbes lorentziennes séparées par la différence entre les déplacements lumineux des sous-niveaux $m_Y = 0$ et $m_Y = \pm 1$. La première lorentzienne correspond à une amplification où un photon pompe ω_L est absorbé et un photon sonde de fréquence $\omega_s = \omega_L + (\delta'_0 - \delta'_{\pm 1})$ est émis. ($\delta'_{0,\pm 1}$ sont les déplacements lumineux des sous-niveaux $m_Y = 0, m_Y = \pm 1$). La deuxième lorentzienne située sur le bleu de ω_L en $\omega_s = \omega_L - (\delta'_0 - \delta'_{\pm 1})$, correspond à un processus d'absorption où un photon sonde est absorbé et un photon pompe est émis (figure IV-5). La largeur de ces deux résonances est déterminée par le taux de pompage optique $\Gamma' = \Gamma_s$. Ce dernier est directement lié aux processus d'émission spontanée qui détruisent les cohérences entre les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental. Dans le cas de la figure expérimentale, les deux raies Raman ne sont pas résolues car leur largeur est comparable à la distance qui les sépare. Ces résultats sont relatés dans la publication ci-dessous. Ils montrent que les méthodes d'optique non-linéaire permettent d'acquérir

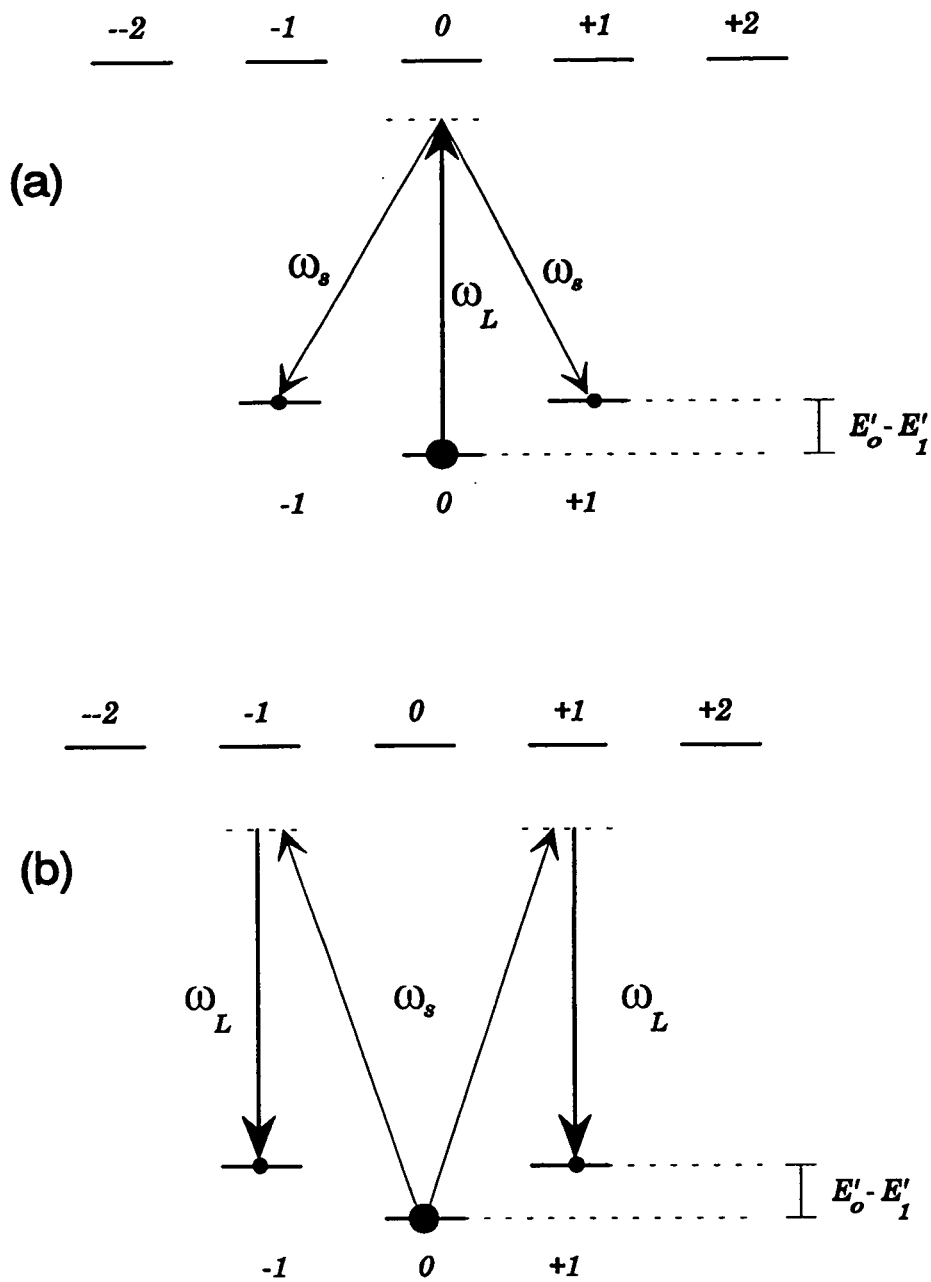


Figure IV-5 : Interprétation physique du processus Raman stimulé sur une transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ pour une onde stationnaire unique et pour un atome au repos. Les niveaux sont dessinés dans la base associée à l'axe de quantification OY parallèle à la polarisation du champ total. Les déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman fondamentaux et leurs populations sont déterminés par les champs intenses (traits foncés). Pour $\delta_L < 0$, le sous-niveau g_0 est plus déplacé et plus peuplé que les deux autres sous-niveaux $g_{\pm 1}$. (a) Amplification de la sonde $\omega_s < \omega_L$. (b) Absorption de la sonde $\omega_s > \omega_L$.

des informations nouvelles sur le comportement des atomes et leur interaction avec les faisceaux laser, informations souvent difficiles à obtenir par d'autres moyens [54]. Il suffit donc d'étudier les effets non linéaires induits par les observables atomiques (internes et externes) pour remonter aux caractéristiques physiques des mélasses optiques. Ceci a constitué la principale motivation de la suite de notre travail. En effet, nous avons mis au point une nouvelle technique expérimentale qui nous permet d'étudier le comportement des atomes dans les mélasses optiques à 1, 2 et 3 dimensions.

Raman Spectroscopy of Cesium Atoms in a Laser Trap.

D. GRISON(*), B. LOUNIS(*), C. SALOMON(*)
J. Y. COURTOIS(**) and G. GRYNBERG(**)

(*) *Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne*^(§), *Department de Physique de l'ENS*
24 rue Lhomond, 75005 Paris, France

(**) *Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne*^(§), *Université Pierre et Marie Curie*
T12, 4 place Jussieu, F-75252 Paris Cedex 05, France

(received 8 February 1991; accepted in final form 20 March 1991)

PACS. 32.80P – Optical cooling of atoms: trapping.

PACS. 42.50 – Quantum optics.

PACS. 42.65C – Stimulated Raman scattering and spectra; CARS; stimulated Brillouin and stimulated Rayleigh scattering and spectra.

Abstract. – Cold cesium atoms in a magneto-optical trap are probed by an additional weak laser beam. Resonances having a subnatural linewidth are observed on the probe beam absorption when the probe frequency is scanned about the trapping beam frequency. These resonances are interpreted in terms of stimulated Raman processes. They provide information on the internal as well as external states of the atoms in the trap.

The possibility of obtaining high densities of cold atoms in magneto-optical traps has dramatically increased the domain of interest of these traps [1, 2]. In particular, for many quantum optics experiments, cold atoms are potentially a very attractive medium. Thanks to the very small Doppler broadening, it should be possible to obtain extremely large third-order nonlinearities with very small absorption, by using laser detunings of only a few linewidths from the atomic resonance. These nonlinear effects can in turn be used to probe both the internal and external states of the atoms in the trap (distribution of population between the various Zeeman sublevels, velocity distribution, ...). We present in this paper the results of a first experiment on this subject. We have indeed observed a stimulated Raman gain for a probe beam sent through the cloud of trapped atoms, which demonstrates the existence of significant population differences among the various Zeeman ground-state sublevels of the atoms. This confirms the validity of recent sub-Doppler laser cooling models which depend crucially on such population differences [3-6].

A magneto-optical trap (fig. 1a)) is made with three mutually orthogonal pairs of counterpropagating trapping beams having opposite circular polarizations and an

^(§) Unité de Recherche de l'École Normale Supérieure et de l'Université Paris 6, associée au CNRS, U.R.A. 18.

inhomogeneous magnetic field [1]. Our experiment uses cesium atoms in a low-vapour-pressure cell as in [2]; the trapping beams are derived from a stabilized diode laser and are detuned a few ($1 \div 4$) linewidths to the red of the $6S_{1/2}$, $F=4$, $6P_{3/2}$, $F'=5$ transition. These beams have a radius $w=0.7$ cm and an intensity $I=8$ mW/cm². We define ω as the frequency of the trapping beams, Δ as the detuning from resonance ($\Delta = \omega - \omega_0$), and Ω_1 as the resonant Rabi frequency for the $F=4$, $m_F=4$, $F'=5$, $m_{F'}=5$ transition (for $I=2.2$ mW/cm², $\Omega_1 = \Gamma$, where $\Gamma/2\pi = 5.3$ MHz is the excited state natural width). A «repumping» beam from another diode laser and tuned to the $6S_{1/2}$, $F=3$, $6P_{3/2}$, $F'=4$ transition is combined with one pair of trapping beams to avoid optical pumping in the $F=3$ ground state. A magnetic-field gradient of 5 to 10 G/cm in the xOy plane and two times larger along Oz is produced by an anti-Helmholtz coil pair surrounding the cesium cell. The fluorescence of the atoms trapped at the centre of the cell is observed using a c.c.d. TV camera. The number N of trapped atoms is typically between 10^7 and 10^8 and the volume of the cloud is a few mm³ (for $\Delta = -2.5\Gamma$, $N = 4 \cdot 10^7$ and the $1/e$ volume is 3 mm³).

To study the properties of the trapped atoms, an additional beam from a third diode laser is sent through the cloud of trapped atoms. It is located in the xOy plane and makes an angle of 25° with the closest trapping beam (fig. 1a)). This probe diode laser is injection-locked by the trapping laser with a tunable offset. The intensity of the probe beam is 0.1 mW/cm² and its radius is 0.2 mm. The probe transmission through the cloud of trapped atoms is shown *vs.* the probe frequency ω_p in fig. 1b). Three resonances are observed on this figure. They are reminiscent of those observed on two-level atoms [7] since they are located near the frequencies $\omega_p = \omega_0$, $\omega_p = \omega$; $\omega_p = 2\omega - \omega_0$. The first resonance corresponds to the atomic absorption line in the presence of the relatively intense trapping beams, the third is the amplification line associated with the three-photon hyper-Raman process [7, 8]. These resonances both have a width equal to or larger than Γ . On the other hand, the central

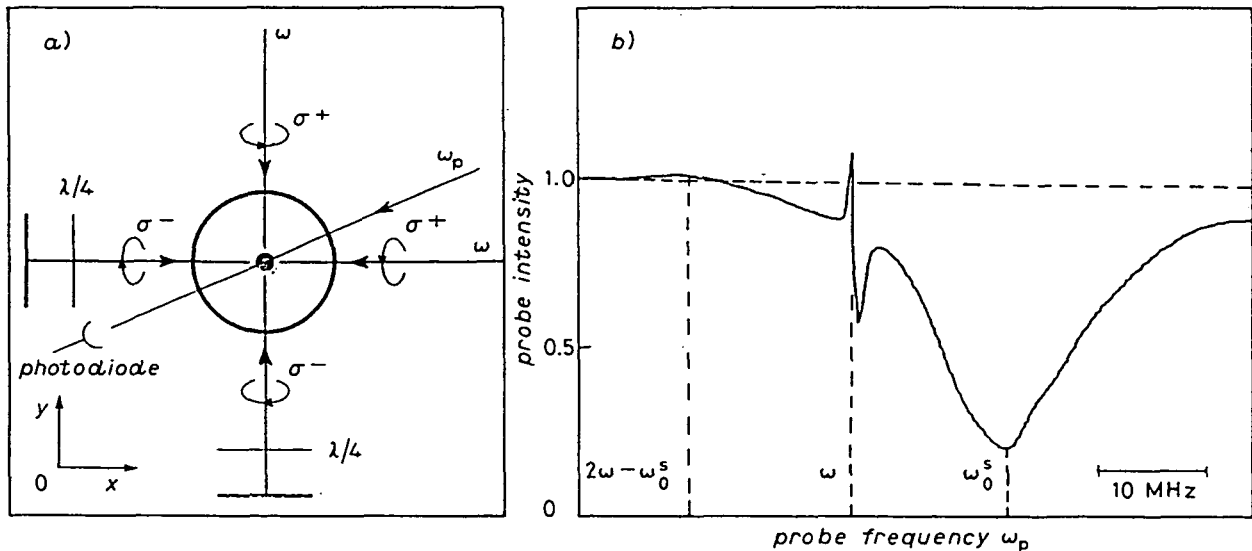


Fig. 1. - a) Experimental set-up (top view): cesium atoms in a low-vapour-pressure cell are cooled and trapped using three orthogonal pairs of counterpropagating fields and an inhomogeneous magnetic field created by two anti-Helmholtz coils centred on Oz and parallel to the xOy plane. A probe beam in the xOy plane and making an angle of 25° with the Ox trapping fields is transmitted through the cloud of atoms. b) Probe beam absorption *vs.* probe frequency ω_p . ω_0^s is the atomic resonance frequency light-shifted by the trapping fields. Three resonances located near $\omega_p = \omega_0^s$, $\omega_p = \omega$ and $\omega_p = 2\omega - \omega_0^s$ are observed. The resonance around $\omega_p = \omega$ has a subnatural linewidth (400 kHz in the presence of the magnetic-field gradient and about 250 kHz without it). Substantial gain appears near $\omega_p = 2\omega - \omega_0$ and on the red side of the resonance at $\omega_p = \omega$.

resonance around $\omega_p = \omega$ is much narrower than Γ in contrast with the two-level atom case [7]. The distance between the two peaks of the dispersionlike curve is approximately 400 kHz. This distance depends on the magnetic field and on the intensity and detuning of the trapping laser. It can be reduced to about 250 kHz when the magnetic field is switched off, a situation corresponding to optical molasses [5, 6, 9] and to about 100 kHz when the trapping intensity is lowered as well. One notes also that the amplitude of this central resonance is much larger than the amplitude of the three-photon resonance in contrast with the behaviour obtained with two-level atoms. In fact, the amplification of the probe beam can be extremely large and a gain of 18% has been measured.

To understand the origin of this central resonance, we have superimposed an additional pair of counterpropagating beams having a frequency ω' with the pair of trapping beams along Ox . This beam is derived from the trapping laser and frequency-shifted by acousto-optic modulators. It has the same circular polarization as the trapping field and thus has only very little influence on the trapping mechanism. Its intensity is 3 mW/cm² and its radius is $w = 1.5$ mm. When the frequency of this additional beam is scanned around ω_p a resonance having the same characteristics as the central resonance of fig. 1b) is observed. For instance, we show in fig. 2a) and c) the intensity of the probe beam after transmission through the cesium cloud *vs.* $\delta_p = \omega' - \omega_p$ for two values of the detuning $\Delta_p = \omega_p - \omega_0$ symmetric with respect to the atomic frequency. The interesting point is that the dispersionlike curve keeps the same sign on both sides of the atomic resonance. Such behaviour excludes the interpretation of this resonance in terms of two-wave mixing

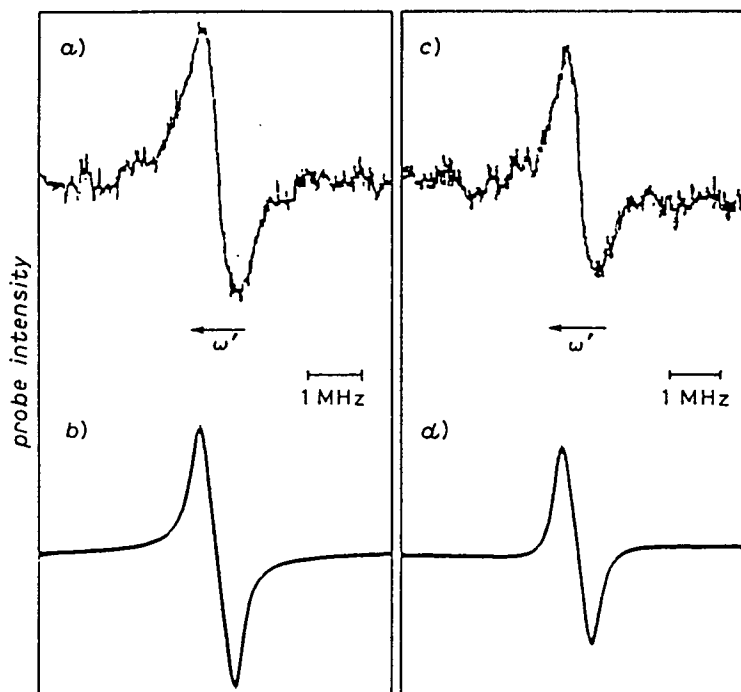


Fig. 2. - Shape of the narrow resonance when the additional pump beam frequency ω' is scanned around the probe beam frequency ω_p . The frequencies ω_p and ω are kept fixed ($I = 6$ mW/cm², $\Delta/2\pi = -12$ MHz, $\Delta_p/2\pi = -27$ MHz for a) and b), $\Delta_p/2\pi = +27$ MHz for c) and d)). The upper curves correspond to the experiment and the lower ones to a calculation performed for a $F = 1$, $F' = 2$ transition in the case of a single pair of trapping beams making an angle of 25° with the probe beam. Note that the lineshapes for opposite values of Δ_p are very similar except for the slightly different behaviour in the wings which manifests the sign change of the two-wave mixing contribution to the signal.

only [10]. In the dispersive limit ($\Delta_p \gg \Gamma$), the shape of a two-wave mixing signal would indeed be reversed when $\Delta_p \rightarrow -\Delta_p$. Additional experiments have been made by varying the intensity I' and the detuning Δ_p . These studies have shown that the peak intensity of the narrow resonance varies as I' and as Δ_p^n with $n = -1.8 \pm 0.2$.

We want to show now that all these results are consistent with an interpretation of this resonance in terms of stimulated Raman processes. First, it is well known that the stimulated Raman effect varies as I' and as Δ_p^{-2} in good agreement with the experimental observations. In order to give a physical interpretation, we now restrict ourselves to the simple case of one pair of σ^+/σ^- trapping beams and to stationary atoms. When these counterpropagating beams have the same intensity, the resulting polarization at each point is linear. Particularly interesting images are obtained by taking this polarization as the quantization axis as done in the theoretical treatments of sub-Doppler cooling in the σ^+/σ^- configuration [3]. In this frame, the electric field is π -polarized and induces different energy shifts (light-shifts) and different populations between the ground-state Zeeman sublevels having different $|m|$ values. The coupling with the excited state also gives rise to different widths for these sublevels. The probe beam polarization, which is linear, can be decomposed into the π , σ^+ , σ^- polarizations, and in particular has finite projections on σ^+ and σ^- . The additional beam of frequency ω' is also linearly polarized but its polarization may not coincide with the polarization of the field of the trapping beams (the angle Φ between the two polarization vectors depends on the difference in optical paths followed by the two fields. Figure 3 has been drawn in the simplest case where this angle is zero). A stimulated Raman effect with absorption of a photon ω' and emission of a photon ω_p (or *vice-versa*) can thus occur between adjacent m sublevels (fig. 3a) and b)). For $\Delta < 0$, the $m = 0$ sublevel has the lowest energy and is the most populated level. It is then clear that, whatever the sign of Δ_p , the stimulated Raman effect leads to amplification of the probe beam when $\omega' - \omega_p = \delta'$ (difference between the light-shifts of the ground state) and to absorption when $\omega' - \omega_p = -\delta'$. The same phenomenon appears for the trapping beam at frequency ω and the probe beam at ω_p and contributes to the narrow resonance near $\omega_p = \omega$ in fig. 1b).

To be more quantitative, we have calculated the absorption lineshape of the probe beam in this experiment. The calculation of the susceptibility of the probe beam is done to first order in E_p , to second order in E' , and exactly for the trapping fields using the optical Bloch

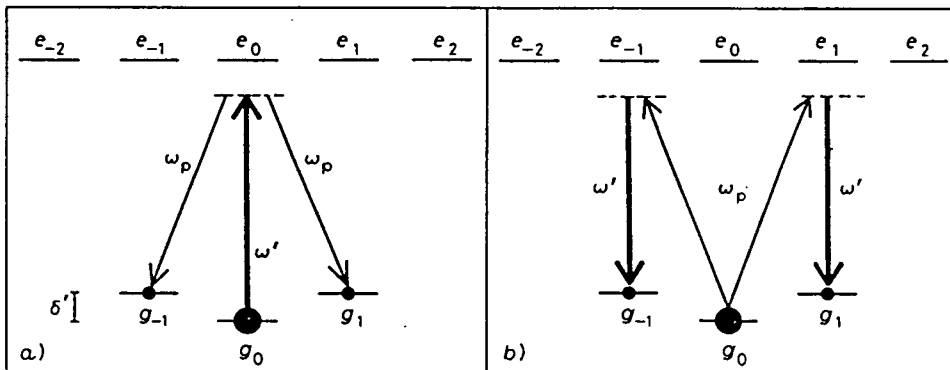


Fig. 3. - Physical interpretation of the stimulated Raman processes on a $F = 1$, $F' = 2$ transition for a single pair of trapping beams and stationary atoms. The levels are drawn in a basis where the quantization axis is taken along the local polarization of the trapping field. The light-shifts of the ground-state sublevels and their populations (represented by dots) are determined by the optical pumping due to the trapping field. For $\Delta < 0$, g_0 has an energy lower than $g_{\pm 1}$ and is more populated. We write δ' the difference between the $g_{\pm 1}$ and g_0 light-shifts. a) Amplification of the probe beam of frequency ω_p . b) Absorption of the probe beam.

equations in the limit $\Omega_1^2 \ll ((\Gamma/2)^2 + \Delta^2)$. This has been done in the simpler case of a $F = 1$, $F' = 2$ transition, in the absence of magnetic field. The theoretical curves shown in fig. 2b) and d), respectively, correspond to fig. 2a) and c) (¹). Each theoretical curve includes, on the one hand, the Raman signals (gain centred at $\omega' = \omega_p + \delta'$, absorption centred at $\omega' = \omega_p - \delta'$, each having a Lorentzian lineshape and proportional to the population difference D_p) and, on the other hand, the two-wave mixing signals (centred at $\omega' = \omega_p + \delta'$ and $\omega' = \omega_p - \delta'$, each having a dispersion lineshape and proportional to the total population S_p). In the situation of fig. 2, the Raman resonance, the intensity of which is proportional to D_p/Δ_p^2 , is larger than the two-wave mixing signal which varies as $S_p\Gamma/\Delta_p^3$ [10, 11]. (Of course, for detunings $\Delta \approx \Gamma$, the situation may be different.) The agreement between the calculation and the experiment is satisfactory and shows that the model describes the essential effects. It should, however, be remembered that in the case of the cesium $F = 4$, $F' = 5$ transition, there are other pairs of m sublevels that can be coupled by a Raman transition. This leads to several Raman resonance conditions and hence to several Raman lines. In addition, the presence of three pairs of trapping beams induces inhomogeneous light-shifts which might further broaden the Raman lines. We have also performed the calculation for the cesium $F = 4$, $F' = 5$ transition for one pair of trapping beams and the probe beam in the absence of magnetic field. The theoretical curves are in good qualitative agreement with the experimental results recorded in the situation of optical molasses just after switching off the trap magnetic field: i) In both cases the peak-to-peak distance of the Raman lines decreases linearly with the trapping beam intensity, a behaviour typical of light-shifts. ii) The measured peak gain of 18% agrees reasonably well with the gain of 25% calculated for $I = 8 \text{ mW/cm}^2$, $\Delta = -2\Gamma$, $N = 4 \cdot 10^7$ and a $1/e$ length of the cloud of 1.5 mm.

The observation of these intense Raman resonances directly demonstrates that there exist significant population differences between the cesium ground-state sublevels in both the trap case and the molasses case. One can even imagine that a precise analysis of the shape of the Raman resonance would reflect the position and the populations of the atomic levels. Actually, by scanning very slowly over the Raman lines of the trapped atoms, one observes a dispersionlike structure, having a peak-to-peak width of about 100 kHz, superimposed on the curve of fig. 2. Although we do not understand yet the origin of this last structure, one can speculate that the Doppler broadening of the Raman resonance is less than 100 kHz. Taking into account the 25° angle between the probe and the additional beam at frequency ω' , this gives a temperature of the trapped atoms of about 0.2 mK for the conditions of fig. 2. This is a sub-Doppler temperature in agreement with [12]. It is also possible that a substantial number of atoms is confined in the periodic potential wells induced by the intensity gradients created by the three standing waves [13] and that the Raman resonances have then to be treated as Raman transitions between eigenstates of the Hamiltonian associated with this potential [14].

In conclusion, we have presented a probe absorption spectrum in a magneto-optic trap and shown that the central resonance should mainly be attributed to Raman processes. We have also shown that it is possible to use these narrow Raman lines to extract information about the trapped atoms. Of course, at this stage, the analysis is relatively preliminary. A more detailed approach would require a theory that includes the atomic motion and the fact

(¹) The curves shown in fig. 2b) and d) have been drawn for $\Phi \approx 1$. The relative heights of the positive and negative parts of the line depend weakly on Φ but the overall lineshape is not drastically altered. More precisely, the phase Φ is a rather complex function of the trap parameters. The chosen value is just an estimate which is deduced from the difference of linear dispersion in the atomic cloud between the trapping beams and the new field E' for the present experimental conditions, and which assumes that the probe field crosses the other fields at the centre of the trap.

that the light-shifts are spatially modulated because of the combined action of the three pairs of trapping beams. A quantized theory of the atomic motion in such a potential might lead to the appearance of band structure [14], and it might turn out that an accurate description of the Raman transitions involved band-to-band transitions. Thus we hope that fundamental information on the behaviour of the trapped atoms in the light-field can be obtained from further studies of these Raman transitions.

* * *

We would like to warmly thank M. BADALASSI for realizing the glass cell, M. PINARD for his valuable help and C. COHEN-TANNOUDJI, J. DALIBARD, Y. CASTIN, A. ASPECT, A. CLAIRON for helpful discussions. This work has been supported by D.R.E.T., and College de France.

Additional Remark.

During the course of this work, we have heard that similar narrow resonances have been observed by H. KIMBLE and his coworkers (postdeadline paper at the *Opt. Soc. Am. Meeting*, Boston, November 1990).

REFERENCES

- [1] RAAB E., PRENTISS M., CABLE A., CHU S. and PRITCHARD D., *Phys. Rev. Lett.*, 59 (1987) 2631; WALKER T., SESKO D. and WIEMAN C., *Phys. Rev. Lett.*, 64 (1990) 408.
- [2] MONROE C., SWANN W., ROBINSON H. and WIEMAN C., *Phys. Rev. Lett.*, 65 (1990) 1571.
- [3] DALIBARD J. and COHEN-TANNOUDJI C., *J. Opt. Soc. Am. B*, 6 (1989) 2023.
- [4] UNGAR P., WEISS D., RIIS E. and CHU S., *J. Opt. Soc. Am. B*, 6 (1989) 2058.
- [5] LETT P., WATTS R., WESTBROOK C., PHILLIPS W., GOULD P. and METCALF H., *Phys. Rev. Lett.*, 61 (1988) 169.
- [6] SALOMON C., DALIBARD J., PHILLIPS W., CLAIRON A. and GUELLATI S., *Europhys. Lett.*, 12 (1990) 683.
- [7] WU F., EZEKIEL S., DUCLOY M. and MOLLOW B., *Phys. Rev. Lett.*, 38 (1977) 1077; GRUNEISEN M., MACDONALD K. and BOYD R., *J. Opt. Soc. Am. B*, 5 (1988) 123.
- [8] HAROCHE S. and HARTMANN F., *Phys. Rev. A*, 6 (1972) 1280.
- [9] CHU S., HOLLBERG L., BJORKHOLM J., CABLE A. and ASHKIN A., *Phys. Rev. Lett.*, 55 (1985) 48.
- [10] GRYNBERG G., LE BIHAN E. and PINARD M., *J. Phys. (Paris)*, 47 (1986) 1321; GRYNBERG G., VALLET M. and PINARD M., *Phys. Rev. Lett.*, 65 (1990) 701.
- [11] BOGDAN A., DOWNER M. and BLOEMBERGEN N., *Opt. Lett.*, 6 (1981) 348.
- [12] STEANE A. and FOOT C., *Europhys. Lett.*, 14 (1991) 231.
- [13] WESTBROOK C., WATTS R., TANNER C., ROLSTON S., PHILLIPS W., LETT P. and GOULD P., *Phys. Rev. Lett.*, 65 (1990) 33.
- [14] CASTIN Y. and DALIBARD J., to be published.

C - Technique expérimentale adoptée

1) Principe

Le principe des expériences qui vont être décrites dans la suite du mémoire est le suivant :

Nous partons d'un piège magnéto-optique où sont capturés et refroidis environ 10^8 atomes de césium. Après un temps de chargement et de refroidissement (environ ~ 1 s), nous coupons le champ magnétique inhomogène et nous atténuons l'intensité des faisceaux pièges à une valeur très basse entre ($\leq 0,1$ mW/cm²). Une onde pompe formée de deux faisceaux se contre-propageant, de polarisations bien choisies et d'intensité de l'ordre de 5 mW/cm², est envoyée sur le nuage d'atomes froids. Nous obtenons ainsi transitoirement une mélasse à une dimension durant un temps typique de 5–10 ms où la densité atomique décroît à cause du chauffage transverse induit par les ondes pompe. On envoie de plus, en même temps que les ondes pompe, une onde progressive de fréquence ω_s , balayable et d'intensité très faible $I_s \sim 0,05$ mW/cm², faisant un angle θ avec les ondes pompe. Nous mesurons la transmission de cette sonde à travers le nuage d'atomes avec une photodiode. Nous travaillons donc de façon transitoire en alternant la phase de piégeage et la phase de mesure.

2) Montage expérimental

Le piège magnéto-optique que nous avons utilisé est semblable à celui décrit dans le chapitre III. Les trois paires de faisceaux $\sigma_+ - \sigma_-$ d'intensité $I_T = 8$ mW/cm² (par onde) sont délivrées par une diode Spectra Diode Labs de puissance 150 mW environ. Cette diode est injectée par une diode Hitachi de puissance plus faible (~ 6 mW) stabilisée par retour optique sur une cavité Fabry-Pérot (jitter de fréquence < 1 MHz) et asservie sur le sommet du croisement niveau ($F = 4 \rightarrow F' = 4$, $F = 4 \rightarrow F' = 5$) distant de -125 MHz de la transition atomique $F = 4 \rightarrow F' = 5$ étudiée. L'intensité des ondes pièges est atténuée grâce à un modulateur acousto-optique à une valeur inférieure à 0,5 % de I_T en un temps de l'ordre de la dizaine de μs . Un bloqueur mécanique,

mis au niveau d'un foyer du faisceau, est utilisé pour une extinction complète des ondes pièges (temps de coupure ~ 1 ms). Les ondes pompes (mélasse) et sonde proviennent d'une deuxième diode S.D.L. injectée par une partie du faisceau de la diode stabilisée dont nous décalons la fréquence, grâce à un modulateur acousto-optique MAO1 d'une valeur ($-\nu_{rf1}$) ~ -60 à -130 MHz (figure IV-6).

Le faisceau issu de cette diode a une fréquence égale à $\nu_A - \nu_{rf1} - 125$ MHz où ν_A est la fréquence atomique ($\omega_A = 2\pi\nu_A$). Il est divisé en deux parties, une intense et une faible, par un système de lame demi-onde et cube polariseur.

- Le faisceau intense effectue un double passage par un modulateur acousto-optique MAO2 monté en "œil de chat" où sa fréquence est déplacée deux fois d'une valeur constante $\nu_{rf2} = 90$ MHz afin qu'il acquière une fréquence finale $\nu_L = \nu_A - \nu_{rf1} + 55$ MHz. Ce faisceau passe, enfin, par un télescope d'agrandissement ~ 4 (taille 2 cm) placé juste avant un diaphragme de diamètre ~ 8 mm qui permet de sélectionner la partie centrale du faisceau où l'intensité est relativement uniforme. Nous obtenons ainsi un faisceau pompe de fréquence $\nu_L (\equiv 2\pi\omega_L)$ et d'intensité $I \sim 10$ mW/cm² dont on peut choisir la polarisation avant de l'envoyer sur le nuage d'atomes froids et le rétroréfléchir par la suite pour former la mélasse optique étudiée.

- La deuxième partie du faisceau, de plus faible intensité, effectue un trajet similaire en passant par un MAO3 où sa fréquence est déplacée deux fois de $\nu_{rf3} = \nu_{rf2} + \frac{1}{2}\delta_s(t)$. Il est ensuite focalisé sur le nuage d'atomes froids avant d'être collecté sur une photodiode. On met sur le trajet de ce faisceau sonde, qui a maintenant une fréquence $\omega_s = \omega_L + \delta_s(t)$, une lame semi-refléchissante ($R = T = 50$ %) afin de pouvoir détecter le signal de mélange à quatre ondes vers l'arrière.

Les avantages de ce montage sont les suivants :

- On peut changer le désaccord $\delta_L = \omega_L - \omega_A$ de la mélasse en changeant uniquement la fréquence ν_{rf1} du MAO1 de l'injection. Ceci nous permet de faire varier le désaccord sur une grande plage (δ_L varie entre $-\Gamma$ à -16Γ , $\Gamma = 5,3$ MHz) sans aucun changement d'intensité ou de direction des ondes pompes.
- La fréquence de la sonde est toujours centrée autour de ω_L et ceci quel que soit le désaccord δ_L .
- Grâce au MAO2, la mélasse n'est présente que pendant la durée de la mesure. Elle n'affecte donc pas le chargement du piège.

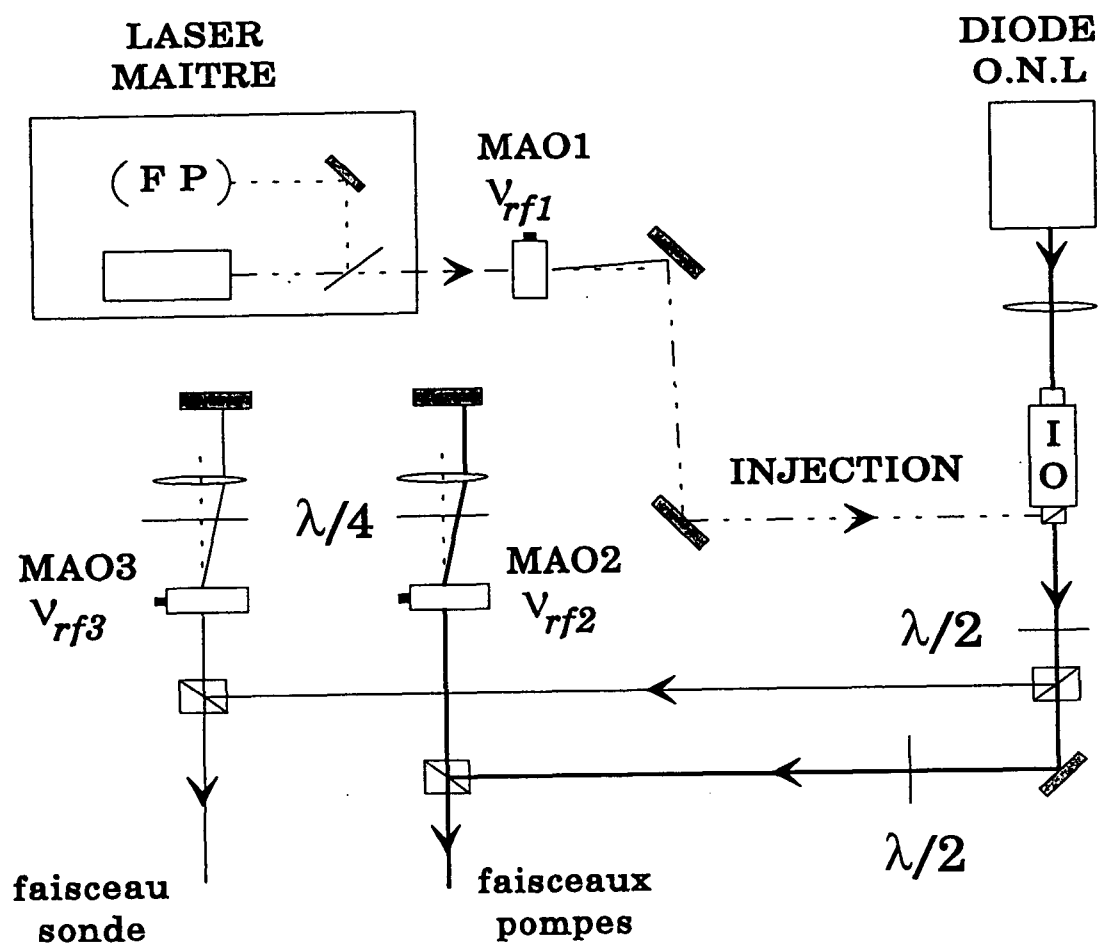


Figure IV-6 : Préparation des faisceaux d'optique non-linéaire. La fréquence du laser maître ($\nu_{at} - 125$ MHz) est décalée de ν_{rf1} par le modulateur acousto-optique MAO1. Ce faisceau injecte une diode puissante (DIODE O.N.L.) à travers l'isolateur optique de cette dernière. Le faisceau "O.N.L." est divisé en deux parties : une intense (faisceaux-pompes), et l'autre plus faible (faisceau-sonde). Les deux faisceaux passent par des M.A.O. en double passage et ont leurs fréquences décalées respectivement de $2\nu_{rf2}$ et $2\nu_{rf3}$.

Remarque

1 - Tous les faisceaux présents pendant la mesure sont cohérents entre eux car ils proviennent du même laser (diode stabilisée) : la largeur en fréquence du laser ne constitue donc pas une limite parce que les phénomènes non-linéaires qu'on étudie impliquent des différences de fréquences indépendantes de cette largeur. Néanmoins, puisque les faisceaux passent par des MAO nous devons utiliser des sources radio fréquences très stables si nous ne voulons pas être limités par la largeur spectrale de ces dernières.

2 - A la fin de la phase de chargement (forte intensité $I_T \sim 8 \text{ mW/cm}^2$) et avant de brancher la mélasse, on atténue les faisceaux pièges à une intensité de $I_T/20$ pendant environ 40 ms tout en gardant le champ magnétique inhomogène présent. L'intérêt de cette courte phase est de refroidir les atomes et contracter la taille du piège (chapitre II) afin d'augmenter la densité d'atomes froids. Un gain de 2 à 4 peut être ainsi obtenu sur le signal.

3) Le chauffage transverse

Avec cette technique expérimentale, nous réalisons une mélasse optique à une dimension de densité élevée ($\sim 10^{11} \text{ at/cm}^3$) dont la durée est limitée à quelques ms. En effet, à cause de l'absence de confinement transverse dans le plan orthogonal aux faisceaux, le mouvement libre des atomes subit un chauffage important.

Essayons d'évaluer le temps de chauffage induit par une paire de faisceaux se propageant suivant Oz . A chaque photon spontané émis, l'impulsion de l'atome change d'une valeur $\hbar k$ ayant une composante $\varepsilon \hbar k$ suivant la direction Ox , où ε est un nombre aléatoire compris en -1 et 1 qui tient compte du caractère aléatoire de la direction du photon spontané émis.

Quelle est la valeur moyenne Δx^2 de la distribution en position à un instant t sachant qu'on a en moyenne un photon spontané chaque $T = (\Gamma_s)^{-1}$?

Soit un atome à $t = 0$, en x_0 et avec une vitesse v_0 . Entre $t = 0$ et $t_1 = T$, l'atome effectue un mouvement libre suivant Ox .

A $t_1 = T$

$$\begin{cases} x = x_0 + v_0 t \\ v_1 = v_0 + \varepsilon_1 \frac{\hbar k}{M} \end{cases} \quad (\text{IV.C.1})$$

Pour $t_n = nT$ l'atome est en x_n avec une vitesse v_n tels que :

$$v_n = v_0 + \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \frac{\hbar k}{M} \quad (\text{IV.C.2})$$

$$x_n = x_0 + \sum_{i=1}^n v_i T = x_0 + n v_0 T + \sum_{i=1}^n (n-i) \varepsilon_i \frac{\hbar k}{M} T \quad (\text{IV.C.3})$$

Comme les ε_i sont des variables aléatoires indépendantes vérifiant $\langle \varepsilon_i \rangle = 0$, $\langle \varepsilon_i^2 \rangle = a$ et $\langle \varepsilon_i \varepsilon_j \rangle = 0$ pour $i \neq j$, on a :

$$\begin{aligned} \langle v_n \rangle &= \langle v_0 \rangle, & \langle x_n \rangle &= \langle x_0 + n v_0 T \rangle \\ \langle v_n^2 \rangle &= \langle v_0^2 \rangle + a \left(\frac{\hbar k}{M} \right)^2 n \end{aligned} \quad (\text{IV.C.4})$$

$$\langle x_n^2 \rangle = \langle (x_0 + n v_0 T)^2 \rangle + a \frac{n(n-1)(2n-1)}{6} \left(\frac{\hbar k}{M} \right)^2 T^2$$

D'où en utilisant $t = nT$:

$$\Delta v^2(t) = \Delta v^2(0) + a \left(\frac{\hbar k}{M} \right)^2 \frac{t}{T} \quad (\text{IV.C.5})$$

$$\Delta x^2(t) = \Delta x^2(0) + \Delta v^2(0) t^2 + \frac{a}{3} \frac{1}{T} \left(\frac{\hbar k}{M} \right)^2 t^3 \quad (\text{IV.C.6})$$

Le deuxième terme dans (IV.C.6) est lié à l'extension du nuage due à la vitesse quadratique moyenne initiale, alors que le dernier représente la diffusion. Le signal de transmission de la sonde est proportionnel au produit de la densité du nuage atomique par la dimension de ce dernier le long de la direction de la sonde. Puisque cette dernière a une direction quasi-colinéaire à celle des ondes pompes, il est légitime de supposer que cette longueur d'interaction reste constante : le nuage ne s'étale que dans les directions transverses. En supposant, de plus, que le nombre N d'atomes froids reste constant, le produit densité-longueur d'interaction est donné par :

$$n(t)L = \frac{N}{\Delta x^2(t)} \quad (\text{IV.C.7})$$

Nous pouvons donc déduire de (IV.C.6) et (IV.C.7) la décroissance du signal en fonction du temps :

$$\frac{S(t)}{S(0)} = \frac{\Delta x^2(0)}{\Delta x^2(t)} = \frac{\Delta x^2(0)}{\Delta x^2(0) + \Delta v^2(0)t^2 + Dt^3} \quad (\text{IV.C.8})$$

où :

$$D = \frac{a}{3} \frac{\hbar^2 k^2}{\mathcal{T} M^2} = \frac{a}{3} \Gamma' v_{\text{rec}}^2 \quad (\text{IV.C.9})$$

est un coefficient de diffusion.

Nous définissons un temps caractéristique t_{mes} de la durée maximale de la mesure comme le temps au bout duquel le signal diminue de moitié :

$$\Delta v_{(0)}^2 t_{\text{mes}}^2 + Dt_{\text{mes}}^3 = \Delta x^2(0) \quad (\text{IV.C.10})$$

Application numérique :

Pour $\Delta x(0) = 1 \text{ mm}$ et $\Delta v(0) = 3 \text{ cm/s}$, on obtient un temps de mesure $t_{\text{mes}} \sim 5 \text{ ms}$ pour un paramètre de saturation $s = \frac{1}{5}$ et $t_{\text{mes}} \sim 10 \text{ ms}$ pour $s = \frac{1}{50}$.

Dans (IV.C.10), c'est le terme de diffusion qui domine car les distributions de vitesses initiales dans le piège sont étroites.

Le calcul simple que nous venons de faire montre bien que le temps de mesure est limité à quelques millisecondes. Pour augmenter ce temps, nous avons choisi, dans certains cas, de ne pas couper entièrement les ondes du piège. En laissant 5 % de leur intensité, nous gardons une petite friction suivant les directions transverses qui, en contrebalançant le chauffage des ondes pompes, permet d'augmenter le temps de mesure par un facteur 10 environ ($\sim 50 \text{ ms}$).

4) Balayage de la sonde

Puisque nous ne disposons que d'un temps court après la coupure du piège pour faire notre mesure, nous sommes donc contraint de faire un balayage rapide de la fréquence de la sonde. Ce balayage est obtenu en envoyant sur le synthétiseur de fréquence

CHAPITRE V
ETUDE D'UNE MELASSE A 1D EN "TIRE-BOUCHON"
MESURE DIRECTE DU COEFFICIENT DE FRICTION

Les premiers résultats décrits dans le chapitre précédent nous ont montré que les expériences pompe-sonde sont un outil de choix pour étudier les mécanismes de refroidissement sub-Doppler. Cependant, comme dans le cas des mesures de température, les expériences à trois dimensions ne permettent pas de faire des comparaisons quantitatives entre la théorie et l'expérience, faute de modèles théoriques satisfaisants à trois dimensions. La technique expérimentale décrite au chapitre précédent nous offre la possibilité de faire des expériences sur des mélasses à une dimension et donc d'effectuer des tests quantitatifs sur les théories 1D largement développées ces dernières années [9,10,17].

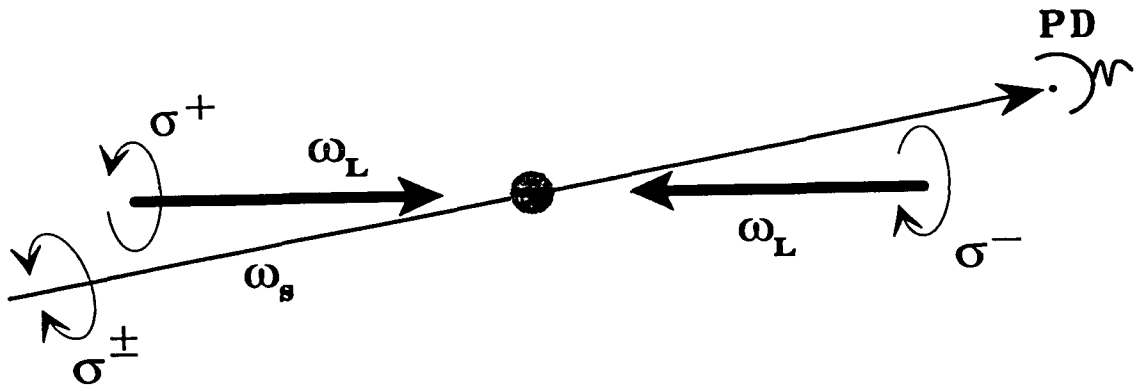


Figure V-1 : Schéma de principe de l'expérience de spectroscopie pompe-sonde. La transmission de l'onde sonde à travers le nuage d'atomes est détectée par la photodiode PD. L'angle que fait la sonde avec les ondes de mélasse est exagéré ($\sim 3^\circ$).

La première configuration étudiée est celle de la mélasse en "tire-bouchon" ($\sigma^+ - \sigma^-$) à une dimension (figure V-1), situation plus simple que la configuration à trois dimensions décrite précédemment.

L'étude de l'interaction d'un atome avec une onde "stationnaire" $\sigma^+ - \sigma^-$ a été décrite dans le paragraphe C du chapitre I. Rappelons que les deux résultats importants étaient :

- les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental sont différemment déplacés et peuplés par la lumière.
- la force de friction est fortement corrélée à la magnétisation induite par le mouvement des atomes dans le milieu.

Dans ce chapitre, nous allons utiliser ces deux résultats pour interpréter les spectres de transmission de la sonde à travers un nuage d'atomes refroidis. Nous commencerons par examiner quelles sont les modifications induites par la sonde. Nous exposerons par la suite les résultats expérimentaux obtenus et leurs interprétations. Nous distinguerons pour cela les deux cas de polarisation de la sonde : parallèle ($//$) et orthogonale (\perp) à celle de l'onde-pompe qui se propage dans la même direction. En effet, dans le cadre d'une théorie de réponse linéaire en sonde [55], l'existence des résonances est déterminée par l'interaction entre les ondes-pompes et les atomes. L'onde sonde excite certains modes d'évolution du système composé d'un atome en présence des ondes-pompes. Suivant la direction de propagation et la polarisation de la sonde, les modes excités sont différents. Les temps d'évolution, les largeurs et les formes des résonances sont alors différents aussi [56,57].

A - Cas de la polarisation parallèle ($//$)

Nous rajoutons, en plus des faisceaux de mélasses, une onde sonde de faible intensité ($I_S \ll I$) d'amplitude \mathcal{E}_s et de fréquence $\omega_s = \omega_L + \delta_s$ se propageant suivant la direction $+z$ à travers le milieu d'atomes froids. La polarisation \mathbf{e}_s de l'onde est choisie circulaire droite σ^+ et donc parallèle ($//$) à celle de l'onde pompe copropageante. Dans tout ce qui suit, nous ne nous intéresserons qu'aux termes du premier ordre en amplitude de la sonde c'est-à-dire en ε où ε est défini par :

$$\varepsilon = \frac{\mathcal{E}_s}{\mathcal{E}_0} \ll 1 \quad (\text{V.A.1})$$

Ceci revient à regarder la réponse linéaire du milieu aux perturbations induites par la sonde (expérience pompe-sonde). Dans l'appendice A, nous présentons le calcul de l'expression du hamiltonien d'interaction atome-champ sonde dans le référentiel tournant. Nous montrons que la perturbation la plus importante au couplage atome-champ

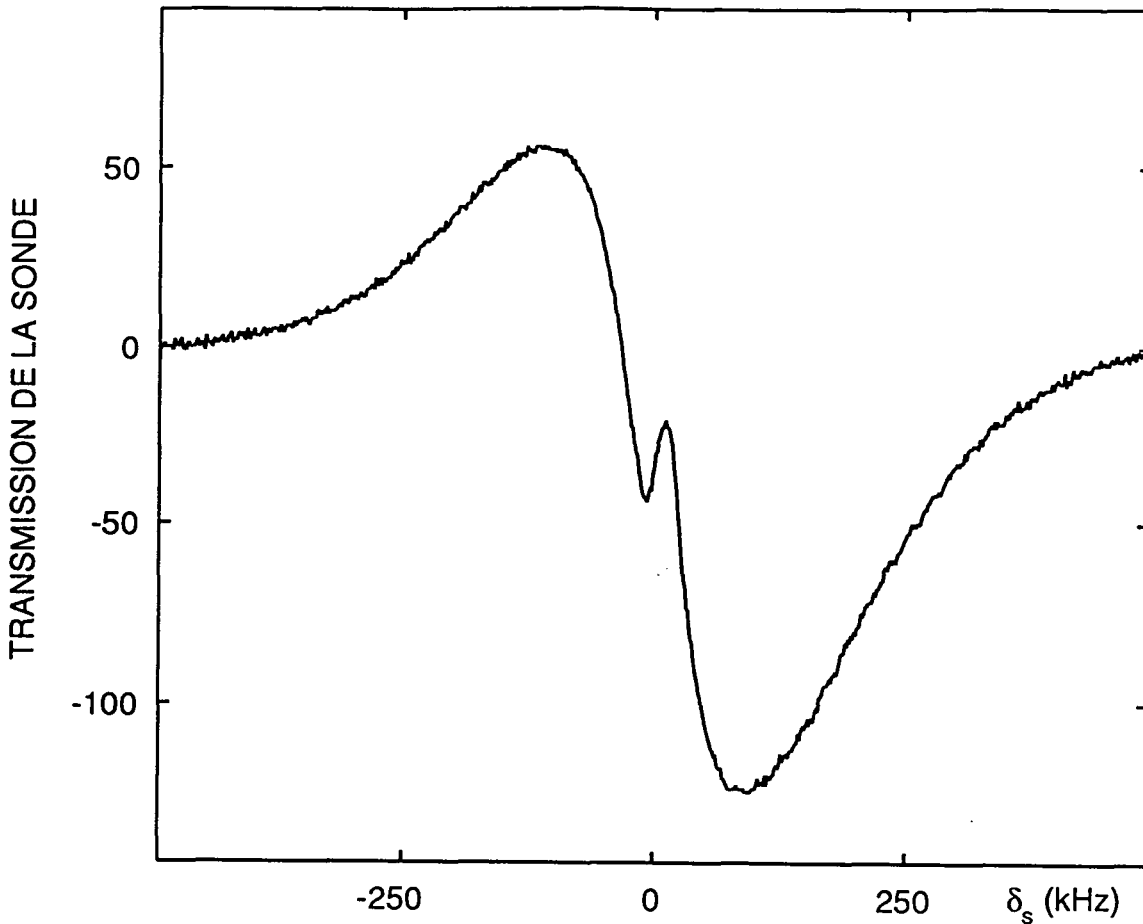


Figure V-2 : Spectre de transmission de la sonde dans le cas parallèle pour un désaccord $\delta_L = -5\Gamma$ et une intensité des ondes pompes $I = 10 \text{ mW/cm}^2$. Les résonances Raman latérales ont environ la même largeur ($\sim 200 \text{ kHz}$). Leurs amplitudes ne sont pas égales car les coefficients de Clebsch-Gordan qui interviennent dans l'absorption et l'amplification ne sont pas les mêmes. Une résonance Rayleigh en dispersion est visible au centre du spectre.

est associée à la combinaison de la sonde avec l'onde pompe copropageante. Le champ résultant polarisé σ^+ a une intensité modulée au cours du temps à la fréquence δ_s . Rappelons qu'un champ laser non résonnant, polarisé σ^+ , crée des déplacements lumineux qui lèvent la dégénérescence Zeeman dans l'état fondamental d'une manière similaire à un champ magnétique longitudinal [58,59]. Les modifications des déplacements lumineux, induites par la composante modulée de l'intensité σ^+ , sont équivalentes à celles que provoquerait un champ magnétique oscillant à la fréquence δ_s avec une fréquence de Larmor Ω_B proportionnelle à l'amplitude du champ sonde.

$$\begin{aligned}
 H_{\parallel}^{(1)} &= -\Omega_B J_z \cos(\delta_s t) \\
 \Omega_B &= \frac{5}{12} \varepsilon |\delta_L| s \sim \frac{5}{24} \frac{\Omega_s \Omega}{|\delta_L|}
 \end{aligned}
 \tag{V.A.2}$$

Nous remarquons que ce hamiltonien est indépendant de la position. Par conséquent, les processus stimulés induits par la sonde se font entre états ayant la même impulsion $|p\rangle$ définie dans le référentiel tournant.

Le spectre de transmission, obtenu dans ce cas, présente deux types de résonances (figure V-2) :

- Des résonances larges qui correspondent à des transitions Raman entre niveaux internes différemment peuplés et déplacés par la lumière.
- Une résonance étroite centrée autour de $\omega_s = \omega_L$ que nous interprétons comme un signal de mélange à deux ondes lié aux variations de magnétisation induites par la sonde.

1) Résonance Raman

Pour un désaccord de fréquence δ_s , de l'ordre de la différence d'énergie $\left(\hbar\delta_s \simeq \pm \frac{\hbar\delta'}{6}\right)$ entre les niveaux $|\widetilde{\psi}_S\rangle \otimes |p\rangle$ et $|\widetilde{\psi}_A\rangle \otimes |p\rangle$, des processus Raman ont lieu entre les deux niveaux différemment peuplés et déplacés par la lumière. Ces processus font intervenir une cohérence Zeeman entre les états internes $|\widetilde{\psi}_S\rangle$ et $|\widetilde{\psi}_A\rangle$ et se traduisent par deux résonances sur la transmission de la sonde, la première en amplification pour $\hbar\delta_s \sim +\frac{\hbar\delta'}{6} < 0$, et la deuxième en absorption pour $\hbar\delta_s \sim -\frac{\hbar\delta'}{6} > 0$. La largeur de ces résonances est de l'ordre de Γ' puisque le taux de décroissance de la cohérence entre les sous-niveaux $|\widetilde{\psi}_S\rangle$ et $|\widetilde{\psi}_A\rangle$ est donné par la demi-somme des largeurs de ces niveaux ($\sim \Gamma'$) (figure V-3).

Une autre manière d'interpréter les résonances Raman est obtenue à partir de l'expression de $\widetilde{H}_{//}^{(1)}$ où l'effet de la sonde est équivalent à celui d'un champ magnétique fictif le long de Oz . Puisque l'élément de matrice de J_z entre $|\widetilde{\psi}_S\rangle$ et $|\widetilde{\psi}_A\rangle$ n'est pas nul, une résonance magnétique a lieu entre ces deux niveaux quand δ_s est de l'ordre de leur différence d'énergie $\left(\frac{\hbar\delta'}{6}\right)$. Le système est équivalent à un atome à deux niveaux couplés par un champ radiofréquence $B = B_0 \cos(\delta_s t)$ ayant une fréquence de Larmor Ω_B . Le signal de transmission de la sonde est donc directement proportionnel à la probabilité de transition radiofréquence entre les deux niveaux $|\widetilde{\psi}_S\rangle$ et $|\widetilde{\psi}_A\rangle$. Nous

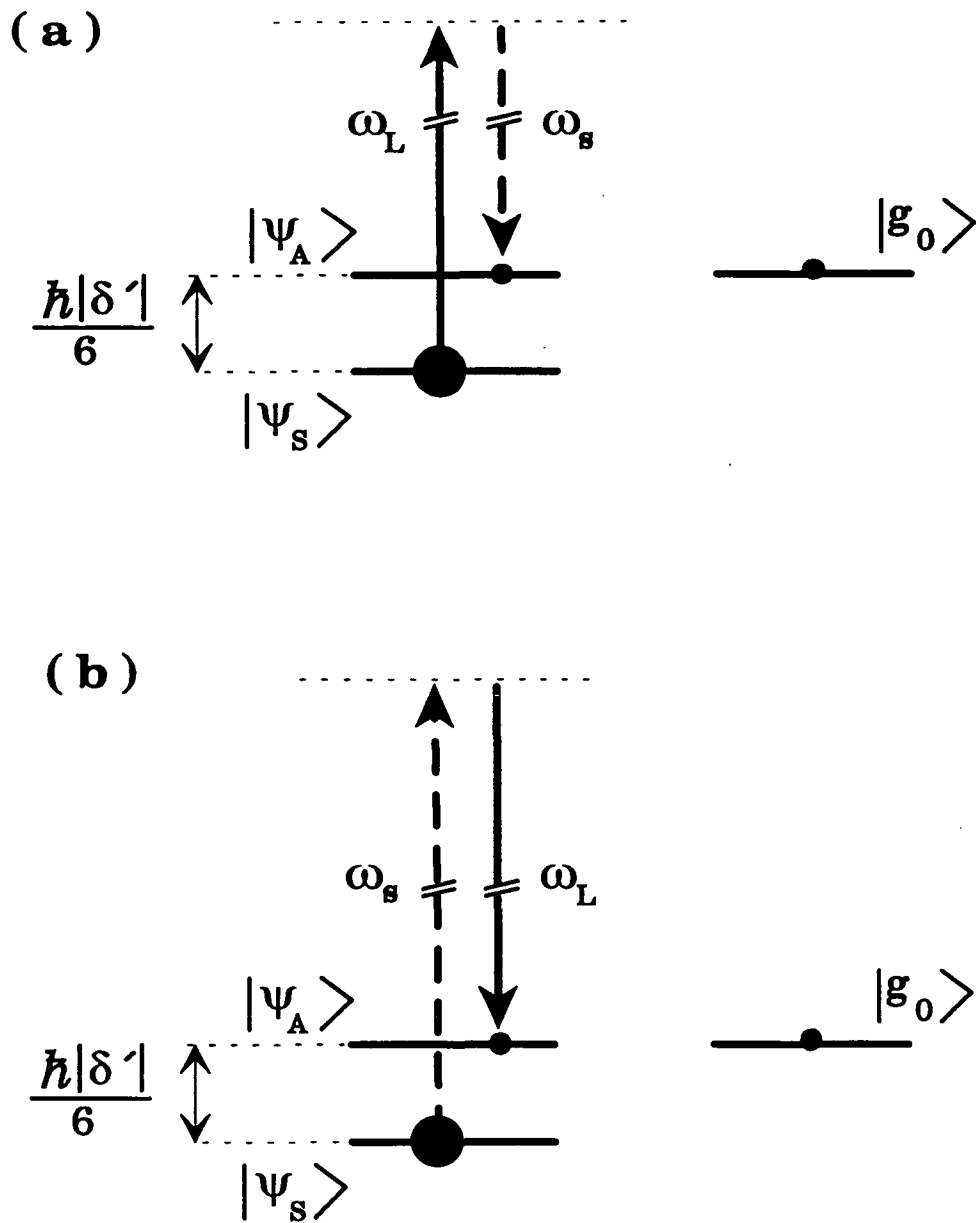


Figure V-3 : Transitions stimulées induites par la sonde dans la configuration //. L'onde sonde est représentée par un trait tireté et les ondes pompes par un trait continu. (a) amplification Raman stimulée de la sonde ($\omega_s < \omega_L$). (b) absorption Raman stimulée de la sonde ($\omega_L > \omega_s$). Ces transitions se font entre états externes identiques.

pouvons écrire, par exemple, pour la résonance en gain :

$$S(\delta_s < 0) \propto \Omega_B^2 \frac{\Gamma'_B}{\left(\frac{E_A - E_S}{\hbar} + \delta_s\right)^2 + \left(\frac{\Gamma'_B}{2}\right)^2} \quad (\text{V.A.3})$$

où

$$\Gamma'_B = \frac{\Gamma'_A + \Gamma'_S}{2} = \frac{7}{12}\Gamma'$$

Nous remarquons tout de suite que le dénominateur de (V.A.3) ne fait pas intervenir la vitesse. Il n'y a donc pas d'élargissement Doppler dans ce cas de polarisation. La résonance en gain est donc une lorentzienne centrée autour de $\delta_s = -\frac{E_A - E_S}{\hbar}$ avec une largeur Γ'_B . Le même raisonnement s'applique pour la résonance en absorption.

Résultats expérimentaux sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$

La figure V-2 représente un spectre de transmission de la sonde en fonction du désaccord $\delta_s = \omega_s - \omega_L$, pour une intensité pompe $I = 10 \text{ mW/cm}^2$ et un désaccord $\delta_L = \omega_A - \omega_L = -5\Gamma$. Nous remarquons une courbe large ayant une allure de dispersion centrée autour de $\delta_s = 0$ avec une partie en amplification ($\delta_s < 0$) et une autre en absorption $\delta_s > 0$. Cette forme est liée au fait que nous travaillons sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ où plusieurs transitions Raman sont possibles : entre les sous-niveaux Zeeman, m et $m \pm 1$. Les résonances d'absorption et d'amplification entre les niveaux $m_Y = 0$ et $m_Y = \pm 1$ sont chacune distantes de $\frac{1}{45}\delta_{Ls}$ de la fréquence laser, celles entre les niveaux $m_Y = \pm 1$ et $m_Y = \pm 2$ de $\frac{3}{45}\hbar\delta_{Ls}$... (figure V-4). Au total nous avons huit raies, quatre en absorption et quatre en amplification, situées aux distances -7, -5, -3, -1, 1, 3, 5, 7 de la fréquence laser en unités de $\frac{1}{45}\delta_{Ls}$. Elles ont également des amplitudes et des largeurs différentes. Ces résonances ne sont pas résolues car leurs largeurs sont d'un ordre de grandeur comparable à celui de leur distance. La figure V-5 représente une courbe théorique [60] obtenue en considérant des atomes au repos (pas de structure centrale) sur la transition $4 \rightarrow 5$. Elle a une allure similaire à la courbe expérimentale enregistrée.

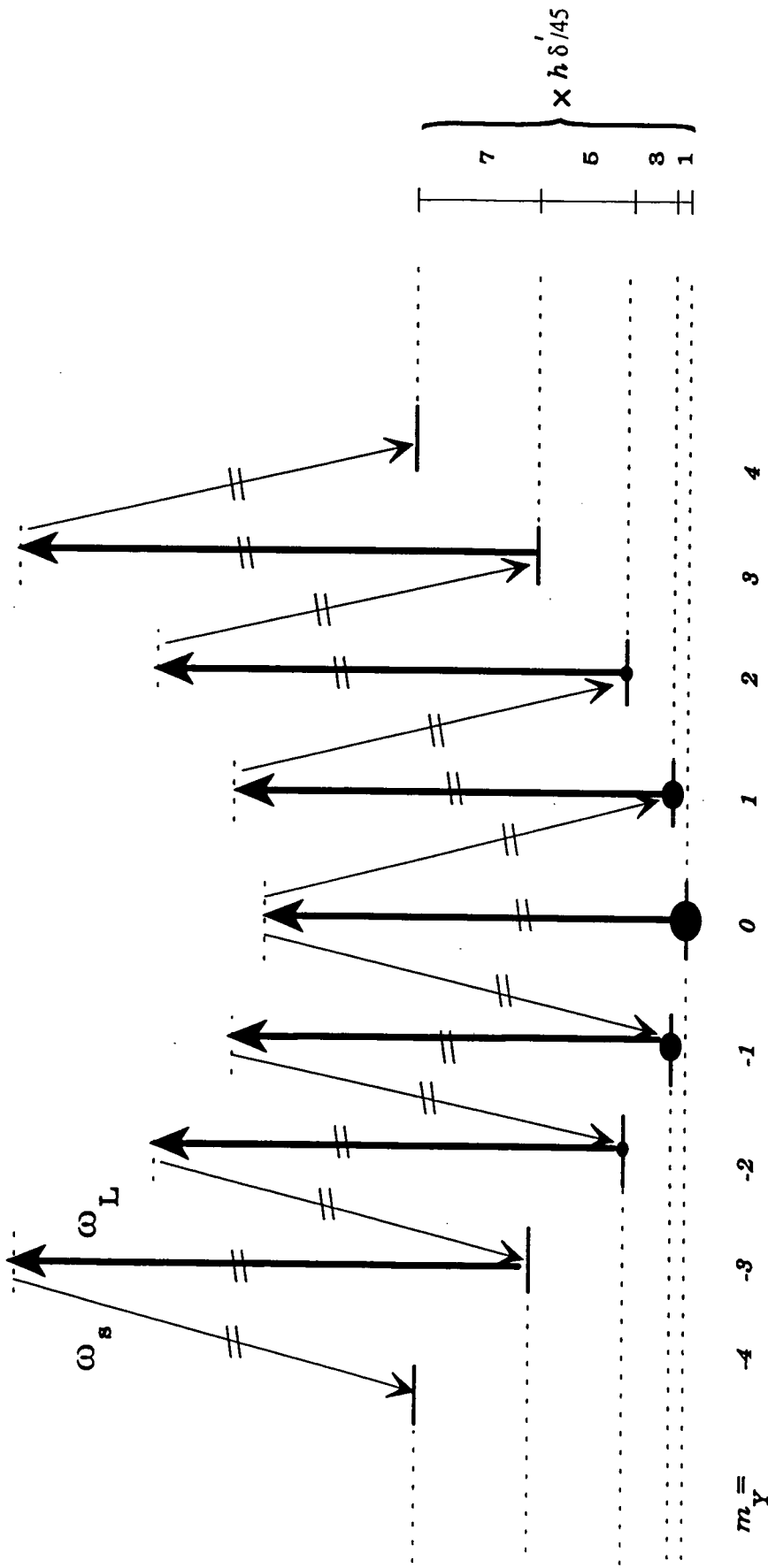


Figure V-4 : Interprétation du spectre Raman dans le cas de la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$. L'axe de quantification est choisi suivant la direction de polarisation du champ total de la mélasse. Dans cette base les ondes pompes induisent des transitions π . Les déplacements lumineux ont une symétrie Stark. La résonance en amplification (ou en absorption) est la somme de 4 raies correspondant au différentes transitions Raman $\Delta m_y = \pm 1$ possibles. Ces raies ne sont pas résolues car leur largeur est supérieure aux distances qui les séparent. (Les résonances sont situées à $\delta_s = \pm \frac{\delta'}{45}, \pm \frac{3\delta'}{45}, \pm \frac{5\delta'}{45}, \pm \frac{7\delta'}{45}$).

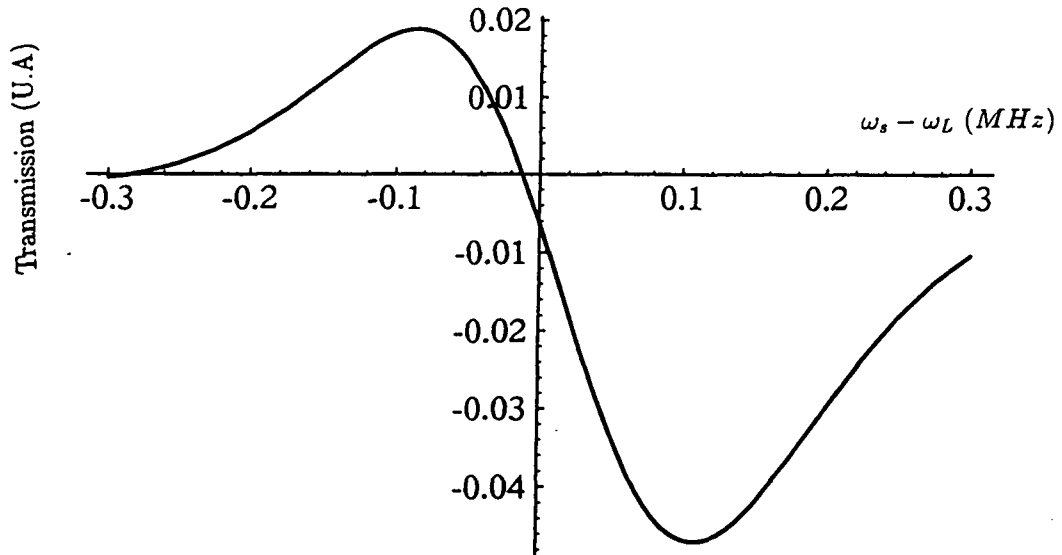


Figure V-5 : Courbe théorique sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ calculée pour les mêmes paramètres que le spectre expérimental de la figure V-2. On remarque que les différentes composantes Raman ne sont pas résolues. Ce spectre est calculé en supposant l'atome au repos. Ceci explique pourquoi la résonance Rayleigh centrale n'apparaît pas.

Remarques

- Sachant que les largeurs des raies varient en $\Gamma' \propto \frac{I}{\delta_L^2}$, et que les distances entre les résonances varient en $\delta' \propto \frac{I}{\delta_L}$, il devrait être possible, en augmentant le désaccord δ_L ($|\delta_L| > 20\Gamma$), de séparer les différentes contributions. Nous n'avons pas réussi à le faire car l'intensité des ondes pompes était limitée à 10 mW/cm^2 . On ne pouvait pas augmenter $|\delta_L|$ au delà de 10Γ sans atteindre le seuil de "décrochage" de la mélasse [17].
- Le poids des résonances en absorption et en amplification n'est pas le même : les deux processus font intervenir un produit de deux Clebsch-Gordan qui est plus important dans le cas de l'absorption.

2) Résonance Rayleigh. Mesure du coefficient de friction

Nous présentons dans ce paragraphe un article publié dans *Physical Review Letters* relatant les premières mesures directes du coefficient de friction par spectroscopie Rayleigh stimulée.

Nous montrons dans l'appendice B, que la présence de l'onde sonde modifie la force de pression de radiation subie par un atome de vitesse v .

$$F = -\alpha v + \varepsilon (f_P + f_B) \cos(\delta_s t) \quad (\text{V.A.4})$$

Les modifications sont dues à deux processus :

- f_P provient de l'interférence de l'onde sonde avec l'onde pompe de même polarisation qui provoque une modulation de l'intensité $I_{\sigma+}$ et donc une modulation de la pression de radiation.
- f_B est liée aux modifications de la magnétisation dans le milieu induites par la sonde.

L'effet de ces deux forces est d'essayer de communiquer à la distribution des atomes une vitesse moyenne qui oscille dans le temps à la fréquence δ_s . On remarquera que ce problème est analogue à celui d'un oscillateur amorti en régime forcé. Cette oscillation est déphasée par rapport à l'excitation à cause de l'amortissement des vitesses atomiques par la force de friction ($-\alpha v$). Puisque nous avons une forte corrélation entre la vitesse des atomes et la magnétisation du milieu, on peut se convaincre que cette dernière va être modulée au cours du temps et va présenter une composante en quadrature par rapport à l'intensité modulée du champ. La polarisation du milieu atomique induite par un champ polarisé circulairement est proportionnelle à la magnétisation (appendice C). Il y aura donc un transfert d'énergie entre la sonde et la mélasse liée à cette composante déphasée (de $\pi/2$) de la magnétisation. La résonance Rayleigh est alors une courbe de dispersion [61,62] avec une distance "pic-pic" égale à $2\alpha/M$ (où M/α est le temps de réponse du système).

Measurement of the Friction Coefficient in 1D Corkscrew Optical Molasses by Stimulated Rayleigh Spectroscopy

B. Lounis,⁽²⁾ J.-Y. Courtois,⁽¹⁾ P. Verkerk,⁽¹⁾ C. Salomon,⁽²⁾ and G. Grynberg⁽¹⁾

⁽¹⁾Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure, Université Pierre et Marie Curie, Case 74, F-75252 Paris CEDEX 05, France

⁽²⁾Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, F-75231 Paris CEDEX 05, France
(Received 31 July 1992)

The transmission spectrum of a probe beam interacting with one-dimensional cesium optical molasses made from two circularly cross-polarized cooling beams (corkscrew molasses) displays a narrow (≈ 30 – 70 kHz) Rayleigh resonance. From the width of this resonance we deduce the friction coefficient of the cooling force to be $\alpha = (5.8 \pm 0.4) \hbar k^2$ for a detuning from resonance equal to 3Γ . This value is in quantitative agreement with theoretical predictions. We also show that the shape of the Rayleigh resonance depends dramatically on the efficiency of the sub-Doppler cooling mechanism.

PACS numbers: 32.80.Pj, 32.70.Jz, 42.65.-k

Laser cooling of neutral atoms has been a subject of considerable interest during the last few years [1]. In particular, a large number of experiments have focused on temperature measurements of three-dimensional (3D) optical molasses [2], providing important qualitative tests of the sub-Doppler cooling mechanisms. However, a quantitative comparison between experiment and theory remains a challenge because of the lack of 3D models. By contrast, the possibility to obtain one-dimensional optical molasses in a transient way [3–5] by taking advantage of the high density [6] and large number [7] of cold atoms achievable in magneto-optical traps permits quantitative tests of 1D theories [8–10]. For example, quantization of the atomic motion in 1D $\text{lin} \perp \text{lin}$ optical molasses was observed in pump-probe experiments [4,11] or by analyzing the fluorescence of the molasses [5]. We present here an experimental investigation of 1D $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$ molasses which is very different from $\text{lin} \perp \text{lin}$ molasses because of the absence of atom localization. Using probe transmission spectroscopy, we observe Raman resonances due to the occurrence of differently populated and light-shifted ground-state Zeeman sublevels and a narrow (≈ 30 – 70 kHz) Rayleigh resonance. We prove that the width of this resonance is equal to $2\alpha/M$, where α is a friction coefficient of the cooling force and M is the atomic mass. Our measured value of α and its dependence on laser intensity and detuning are found in quantitative agreement with the recent theory of Castin [12] to better than 10%. This method thus gives direct access to the cooling mechanism alone, by contrast with temperature measurements which are sensitive to the balance between heating and cooling effects.

The principle of our experiment is to probe 1D $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$ optical molasses with a weak beam. The molasses is obtained as follows: Cesium atoms are cooled and trapped by three pairs of $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$ counterpropagating beams in a magneto-optical trap. After this loading and cooling phase both the inhomogeneous magnetic field and the trapping beams are completely switched off [13]. A pump wave of frequency ω made of two counterprop-

agating beams having $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$ polarizations is then switched on. 1D optical molasses is thus achieved in a transient way (typically 15 ms during which the atomic density decreases slowly). We monitor the transmitted intensity of a weak traveling probe wave frequency ω_p making a 5° angle with the pump wave. The cooling beams as well as the beams of frequencies ω and ω_p are derived from a stabilized diode laser and are tuned to the red side of the $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ transition. Typical intensities for the pump and probe beams are, respectively, $I=10$ mW/cm² and $I_p=0.1$ mW/cm². We show in Fig. 1 the probe transmission spectrum versus

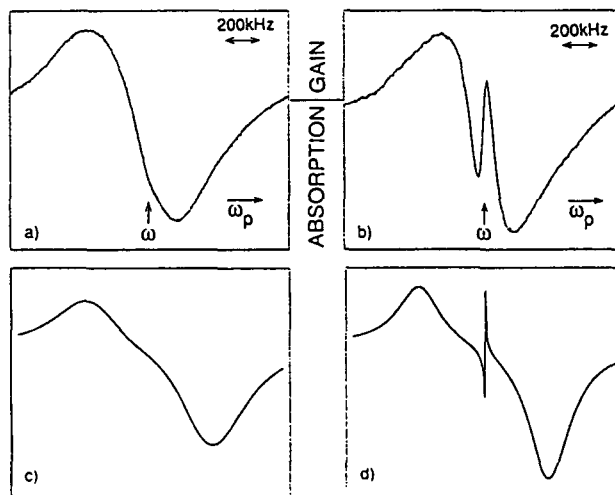


FIG. 1. Probe transmission spectra through 1D $\sigma^+ \text{-} \sigma^-$ optical molasses for two different polarizations of the probe beam. (a),(b) Experimental recordings obtained for a pump intensity equal to 10 mW/cm² and a detuning $\Delta = -2\Gamma$. (c),(d) Associated theoretical spectra calculated for a $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ transition. (a) [(b)] The probe has a circular polarization orthogonal (parallel) to that of the copropagating cooling beam. The theoretical Rayleigh resonance appears much narrower than the experimental curve. This is because the friction coefficient for a $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ transition is about 10 times smaller than in the case of a $J_g = 4 \rightarrow J_e = 5$ transition.

$\omega_p - \omega$ for two different polarizations of the probe beam and for a detuning from resonance $\Delta = -2\Gamma$ (where $\Gamma/2\pi = 5.3$ MHz is the natural linewidth of the excited state). Figure 1(a) corresponds to the case where the probe has a circular polarization orthogonal to that of the beam ω which propagates in the same direction. For this situation the absorption varies smoothly around $\omega_p - \omega = 0$ with a maximum for $\omega_p = \omega + \Omega_R$ and a minimum for $\omega_p = \omega - \Omega_R$. These structures have already been reported in 3D experiments [14,15] and interpreted in terms of stimulated Raman processes between differently populated and light-shifted ground-state Zeeman sublevels [15]. Figure 1(b) corresponds to the case where the probe beam has the same circular polarization as the copropagating cooling beam ω . In this situation, the probe absorption spectrum exhibits the preceding Raman resonances and an additional narrow dispersionlike Rayleigh resonance (width ≈ 70 kHz). As long as the sub-Doppler cooling mechanism is efficient, this structure holds and its width varies as $1/\Delta$ and is independent of I , as shown in Fig. 2.

We now sketch an interpretation of these spectra by indicating a few elements of a full theoretical treatment which will be published in a forthcoming article. Consider the simple case of a $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ atomic transition with cooling beams having the same intensity and all

laser beams being collinear (along the $0z$ axis). To interpret the origin and the different features of the central resonance of Fig. 1(b), we combine the probe beam with the cooling beam that propagates in the same direction. One then obtains a circularly polarized beam whose intensity exhibits a time-modulated component at frequency $\delta = \omega_p - \omega$. The modification of the light shifts of the ground-state Zeeman sublevels by this beam can be described by a fictitious magnetic field [16] oscillating at frequency δ along the direction of propagation $0z$ of the laser beams [17]. In the rotating frame attached to the atom moving with velocity v along $0z$ [8], the Hamiltonian part of the atom-field coupling is

$$H = H_0 + kvJ_z - \Omega_B \cos(\delta t)J_z, \quad (1)$$

where H_0 includes the reactive effects of the pump beams (light shifts Δ'), and J_z stands for the component of the atomic angular momentum along $0z$. The second term of the right-hand side of (1) corresponds to the inertial term discussed in [8]. The third term, where Ω_B is proportional to the probe amplitude, describes the effect of the fictitious magnetic field. In the limit where $|\delta| \ll \Delta'$ the internal state of the atom follows adiabatically the time evolution of H . Following [8], one derives the mean value of the longitudinal angular momentum for an atom of velocity v :

$$\langle J_z(v) \rangle \propto \hbar \frac{kv - \Omega_B \cos(\delta t)}{\Delta'}. \quad (2)$$

From the expression of $\langle J_z(v) \rangle$, one can deduce the average force due to the radiation pressure experienced by an atom of velocity v [8]:

$$F = -\alpha v + (f_P + f_B) \cos(\delta t), \quad (3)$$

where $\alpha \propto \hbar k^2 \Gamma / \Delta$ is the friction coefficient of the cooling force due to the pump beams. f_P and f_B account for the modification of the radiation pressure due to the probe beam. Because our approach is linear in the probe amplitude this modification arises from only two processes. First, f_P originates from the interference of the probe and the copropagating pump beams which causes the intensity and hence the radiation pressure on an atom (whose internal state is determined by the cooling beams) to oscillate at frequency δ . Second, it is well known from the theory of cooling in 1D $\sigma^+ - \sigma^-$ molasses [8,9] that any modification of the atomic internal state results in a modification of the radiation pressure. The component f_B ($\propto \Omega_B \hbar k \Gamma / \Delta$) is associated with such an effect: The perturbation of the internal state by the probe-induced fictitious magnetic field leads to a modification of the radiation pressure of the cooling beams. In steady state, the average velocity \bar{v} of the molasses is obtained by solving the equation of dynamics. This yields

$$\bar{v} = \frac{f_P + f_B}{M} \frac{1}{\delta^2 + (\alpha/M)^2} [\delta \sin(\delta t) + (\alpha/M) \cos(\delta t)]. \quad (4)$$

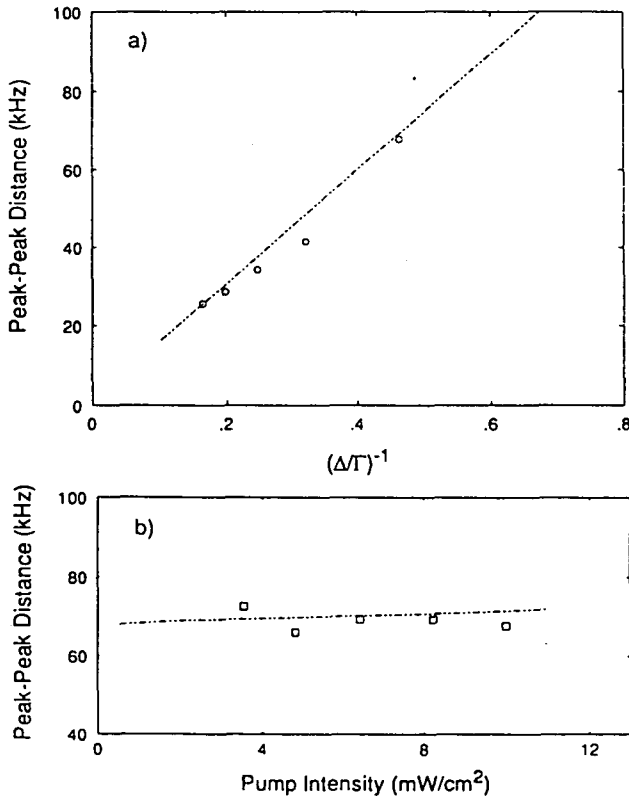


FIG. 2. Dependence of the width of the Rayleigh resonance (a) on the detuning from resonance Δ and (b) on the laser intensity I . The dashed lines correspond to the theoretical predictions of Castin.

Experiments performed with a real static longitudinal magnetic field B_0 [18] have demonstrated a locking of the mean atomic velocity around a value proportional to B_0 . In the present situation, the mean velocity oscillates at frequency δ and is dephased with respect to the fictitious magnetic field because of the finite response time (M/a) of the atomic velocity. The average longitudinal angular momentum of the molasses is expected to be on the order of $\langle J_z(\bar{v}) \rangle$ which is deduced from Eqs. (2) and (4):

$$\langle J_z(\bar{v}) \rangle \propto \frac{\hbar k}{M\Delta'} \left[\frac{(f_P + f_B)\delta}{(\alpha/M)^2 + \delta^2} \sin(\delta t) + \frac{(\alpha/M)f_P - (M/\alpha)\delta^2 f_B}{(\alpha/M)^2 + \delta^2} \cos(\delta t) \right]. \quad (5)$$

The polarization P of the atomic sample induced by a circularly polarized light depends on $\langle J_z \rangle$ because the Clebsch-Gordan coefficients are not the same for transitions starting from different Zeeman sublevels of the ground state [$P \propto (\chi_0 + \chi_1 \langle J_z \rangle) E$]. The energy transfer between the probe and the medium is

$$\propto \overline{E_p dP/dt} = \chi_1 \overline{E_p E d\langle J_z \rangle / dt},$$

and thus arises only from the component of $\langle J_z(\bar{v}) \rangle$ which is $\pi/2$ phase shifted with respect to the modulated part $E_p E$ of the incident field intensity. The Rayleigh resonance is thus a dispersive curve [19] with peak-to-peak distance equal to $2\alpha/M$. Whereas this energy transfer is only sensitive to the $\sin(\delta t)$ component of $\langle J_z(\bar{v}) \rangle$, other signals such as the four-wave-mixing phase conjugation that we also observed depend on both components of $\langle J_z(\bar{v}) \rangle$. As shown in [8,12] α/M is predicted to be independent of the pump beams' intensity and to vary as $1/\Delta$. Our experimental observations (Fig. 2) confirm these predictions and validate the interpretation of the Rayleigh resonance [20]. Our measured value of α is [21]

$$\alpha/M\Gamma \approx (13.4 \pm 0.8) \times 10^{-3} \Gamma/\Delta$$

and is in good quantitative agreement with a theoretical calculation performed by Castin [12] in the case of a $F=4 \rightarrow F'=5$ transition, which predicts a slope of 14.1×10^{-3} . Note that this value is a factor of 10 larger than the value predicted for a $J_g=1 \rightarrow J_e=2$ transition. The interpretation of the central resonance is also supported by a more rigorous calculation based on a Fokker-Planck equation for the atomic momentum distribution, performed for a $J_g=1 \rightarrow J_e=2$ transition, which allows one to reproduce probe transmission spectra in good qualitative agreement with the experiment [Fig. 1(d)].

In the rotating frame attached to the atomic rest frame the pump wave keeps a *fixed* linear polarization, so that the Hamiltonian part of the atom-cooling field interaction is completely space independent and couples a small number of levels belonging to the same closed family [8]. Because the interaction between the probe field and the atoms is also space independent in the rotating frame for the polarization configuration of Fig. 1(b), the probe beam can only induce stimulated transitions between levels belonging to the same family. In contrast, in the polarization configuration of Fig. 1(a), the atom-probe field coupling exhibits a spatial dependence of the form e^{2ikz} in

the rotating frame. The probe beam thus induces stimulated transitions between states of *different* families whose energy separation is roughly proportional to the atomic velocity. As a result, the resonances of the probe transmission spectrum of Fig. 1(a) are more sensitive to the Doppler broadening and appear broader than in Fig. 1(b). A calculation of the probe transmission spectrum performed by using the atomic momentum distribution derived from a Fokker-Planck equation and by neglecting recoil-induced resonances [22] is shown in Fig. 1(c). The Raman resonances actually appear broader than in Fig. 1(d), and the difference of width between the two polarization configurations of the probe beam is related to the longitudinal Doppler width of the optical molasses [21].

We now describe what is observed near the sub-Doppler cooling threshold. The central resonance progressively changes shape and finally transforms into an inverted narrower dispersionlike structure (Fig. 3). Below threshold a non-negligible part of the atoms has a momentum out of the capture range of the sub-Doppler cooling force, so that the damping rate of the probe-induced momentum modification is now affected by the weaker *Doppler* cooling friction force [8]. However, the observation of a width proportional to the Doppler fric-

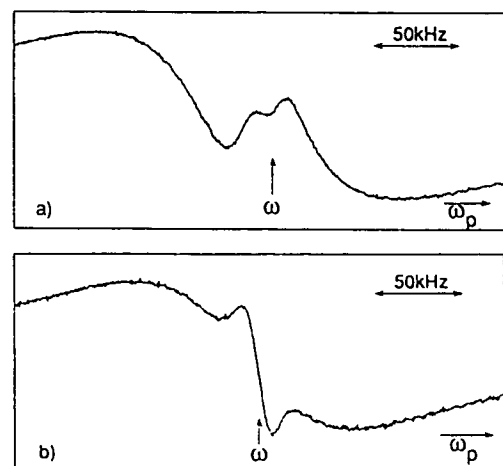


FIG. 3. Central resonance near the sub-Doppler cooling threshold. The pump polarization of the probe beam is the same as in Fig. 1(b), and the detuning is $\Delta = -3\Gamma$. (a) Pump beam intensity $I = 2.5 \text{ mW/cm}^2$ (near threshold). (b) $I = 1.6 \text{ mW/cm}^2$ (below threshold). Note that the narrower resonance is inverted.

tion coefficient is hidden by other broadening mechanisms and in particular by the residual transverse Doppler broadening.

In conclusion, we have demonstrated that Rayleigh spectroscopy is a powerful and convenient method to measure directly the friction coefficient of the sub-Doppler cooling force in $\sigma^+ - \sigma^-$ molasses. The good agreement with theoretical predictions obtained both for $\sigma^+ - \sigma^-$ and for $\text{lin} \perp \text{lin}$ [11] molasses proves that the physical characteristics of 1D optical molasses are now well understood. Pump-probe experiments appear to be a technique of remarkable interest to investigate the properties of optical molasses and we are currently performing similar experiments in 2D and 3D configurations. In fact, using a molasses made of three pairs of counterpropagating $\sigma^+ - \sigma^-$ beams and using a probe beam having the same circular polarization as a copropagating molasses beam, we have observed a central resonance having a width as narrow as 400 Hz [23]. The fact that this width is more than 1 order of magnitude smaller than the width obtained in 1D molasses may be related to the fact that the 3D sub-Doppler friction coefficient is much smaller than the 1D friction coefficient [24]. However, this interpretation still needs to be confirmed by theoretical calculations.

We would like to thank C. Cohen-Tannoudji and Y. Castin for many helpful discussions. Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne is a unité de recherche de l'École Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associée au CNRS. This work has been supported by DRET (No. 89214) and CNES (No. 910414).

-
- [1] See, for instance, J. Opt. Soc. Am. B 6, special issue on laser cooling and trapping of atoms, edited by S. Chu and C. Wieman (1989); C. Cohen-Tannoudji and W. D. Phillips, Phys. Today 43, No. 10, 33 (1990).
- [2] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. 55, 48 (1985); P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. D. Phillips, P. Gould, and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. 61, 169 (1988); C. Salomon, J. Dalibard, W. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati, Europhys. Lett. 12, 683 (1990).
- [3] D. S. Weiss, E. Riis, Y. Shevy, P. J. Ungar, and S. Chu, J. Opt. Soc. Am. B 6, 2072 (1989).
- [4] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg, Phys. Rev. Lett. 68, 3861 (1992).
- [5] P. S. Jessen, C. Gerz, P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, R. J. C. Spreeuw, and C. I. Westbrook, Phys. Rev. Lett. 69, 49 (1992).
- [6] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. 59, 2631 (1987); T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. 64, 408 (1990).
- [7] K. E. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu, Opt. Lett. 17, 526 (1992).
- [8] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B 6, 2023 (1989).
- [9] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, and S. Chu, J. Opt. Soc. Am. B 6, 2059 (1989).
- [10] Y. Castin and J. Dalibard, Europhys. Lett. 14, 761 (1991).
- [11] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, Phys. Rev. A (to be published).
- [12] Y. Castin (private communication).
- [13] Contrary to the case of $\text{lin} \perp \text{lin}$ molasses [4], probe transmission spectra are dramatically modified by the presence of any residual trapping field, so that it is essential to totally switch off the trapping beams. This is the main reason why a central structure was not distinguishable in preceding experiments [4].
- [14] J. W. R. Tabosa, G. Chen, Z. Hu, R. B. Lee, and H. J. Kimble, Phys. Rev. Lett. 66, 3245 (1991).
- [15] D. Grison, B. Lounis, C. Salomon, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg, Europhys. Lett. 15, 149 (1991).
- [16] C. Cohen-Tannoudji and J. Dupont-Roc, Phys. Rev. A 5, 968 (1972); W. Happer, Rev. Mod. Phys. 44, 169 (1972).
- [17] The tensor part of the light-shift Hamiltonian is smaller than the fictitious magnetic field part because of the Clebsch-Gordan coefficients, and has been omitted in this simple analysis. However, the theoretical spectra of Fig. 1 include both contributions.
- [18] S. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, P. Van der Straten, and G. Nienhuis, Phys. Rev. Lett. 67, 1094 (1991).
- [19] G. Grynberg and P. R. Berman, Phys. Rev. A 39, 4016 (1989); G. Grynberg, M. Vallet, and M. Pinard, Phys. Rev. Lett. 65, 701 (1990).
- [20] The previous analysis only considered the effect of the probe-induced atomic magnetization on the forward scattering of the pump beam copropagating with the probe. Other scattering processes involving the counterpropagating pump beam and the alignment of the atomic sample should also be included to fully describe the central resonance. Nevertheless, the inclusion of these contributions does not invalidate our predictions.
- [21] We have made no correction for the residual transverse Doppler effect due to the nonzero angle between probe and cooling beams which may be estimated to be on the order of a few kHz and which may slightly broaden the Rayleigh resonances.
- [22] J. Guo, P. R. Berman, B. Dubetski, and G. Grynberg, Phys. Rev. A 46, 1426 (1992).
- [23] This resonance has been observed for a detuning $\Delta = -5\Gamma$ and with the probe making a 2° angle with the nearest cooling beam.
- [24] K. Mølmer, Phys. Rev. A 44, 5820 (1991).

B - Cas de la polarisation orthogonale (\perp)

1) Résonance Raman

Dans ce cas de polarisation, le hamiltonien d'interaction dans le repère tournant fait intervenir une modulation spatiale e^{2ikz} équivalente à une translation de $2\hbar k$ dans l'espace des impulsions. La sonde induit donc des transitions stimulées entre états externes ayant des impulsions qui diffèrent de $2\hbar k$. Le couplage de la sonde est donné par le hamiltonien $H_{\perp}^{(1)}$ (appendice A) :

$$H_{\perp}^{(1)} = \Omega_B \cos((\delta_s - 2kv)t) J_z \quad (\text{V.B.1})$$

Nous obtenons une résonance en amplification pour $\hbar\delta_s (< 0)$ de l'ordre de la différence d'énergie entre $|\widetilde{\psi}_S\rangle \otimes |p\rangle$ et $|\widetilde{\psi}_A\rangle \otimes |p - 2\hbar k\rangle$ $\left(\hbar\delta_s \approx \hbar\frac{\delta'}{6} + \frac{2\hbar k}{M}p\right)$. Une résonance en absorption a lieu entre $|\widetilde{\psi}_S\rangle \otimes |p - 2\hbar k\rangle$ et $|\widetilde{\psi}_A\rangle \otimes |p\rangle$ quand $\hbar\delta_s (> 0)$ est voisin de $-\frac{\hbar\delta'}{6} + \frac{2\hbar k}{M}p$. Les résonances Raman sont donc obtenues pour des désaccords $\delta_s = \pm\frac{\delta'}{6} + 2kv$ dépendant de la vitesse (figure V-6). Comme dans le cas parallèle, ces résonances sont liées à des cohérences Zeeman entre états internes. Leurs largeurs sont donc données par le taux de pompage optique Γ' . Cependant, comme la condition de résonance Raman dépend maintenant de la vitesse, ces résonances présentent un élargissement Doppler inhomogène de $4ku$ (u étant la vitesse quadratique moyenne du nuage d'atomes froids suivant la direction des faisceaux) [60].

Nous pouvons donc déduire la température de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ à une dimension en comparant les largeurs des résonances Raman dans les deux cas de polarisation de la sonde.

La figure V-7 montre un spectre de transmission de la sonde dans le cas orthogonal dans les mêmes conditions expérimentales que la figure V-2 ($I = 10 \text{ mW/cm}^2$, $\delta_L = -5\Gamma$). Nous remarquons que les résonances Raman latérales sont plus larges et que la résonance Rayleigh centrale est absente. La différence entre les largeurs à mi-hauteur des deux résonances en absorption (cas // et cas \perp) est de l'ordre de 130 kHz. La vitesse quadratique moyenne correspondante est $\sim 2,8 \text{ cm/s}$ ($\sim 8v_{\text{rec}}$), ce qui donne une tem-

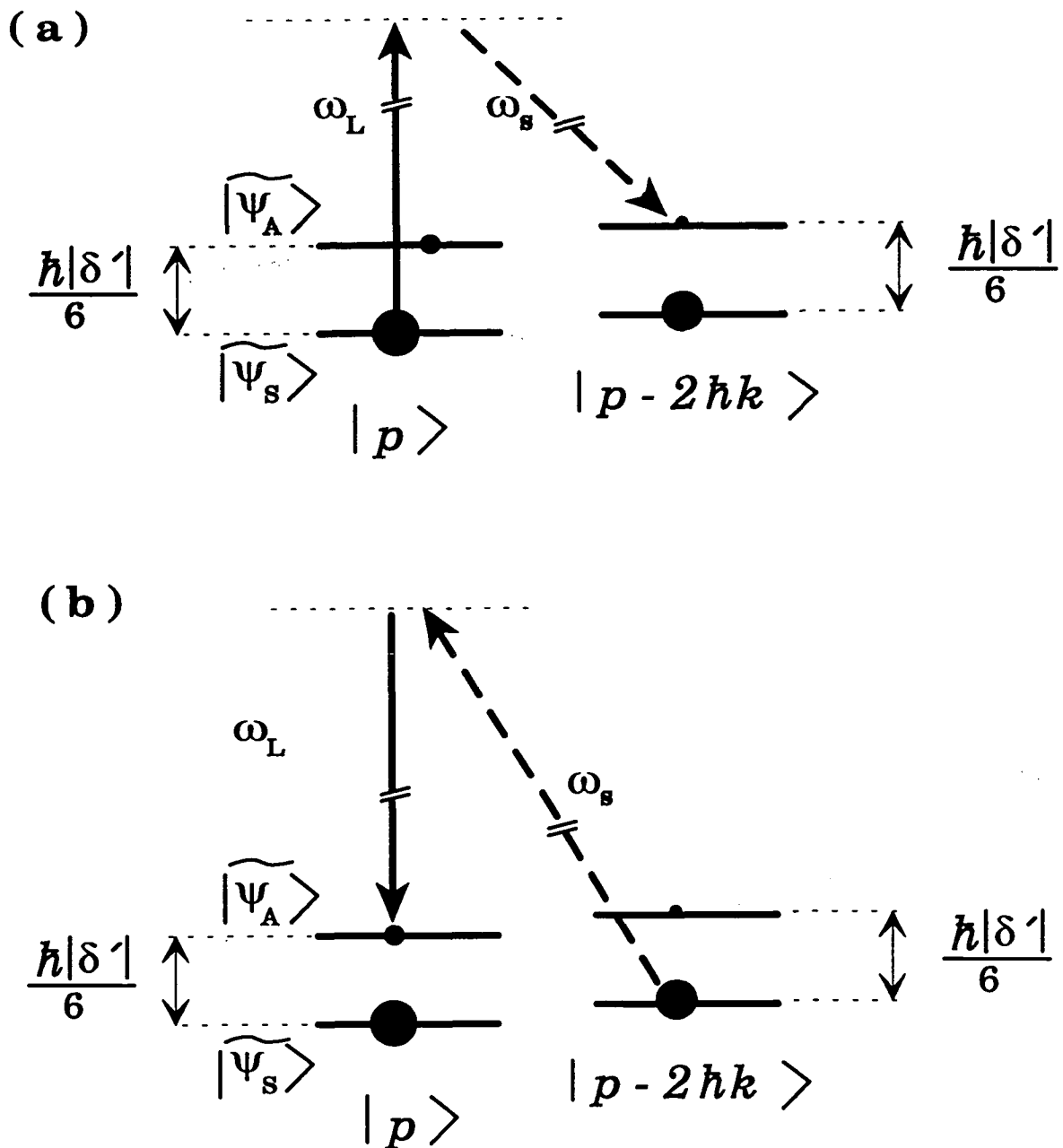


Figure V-6 : Transitions stimulées induites par la sonde dans le cas \perp . L'onde sonde est représentée par le trait tireté, et le champ pompe par un trait continu. (a) Amplification de l'onde sonde par effet Raman stimulé. (b) Absorption de la sonde par effet Raman stimulé.

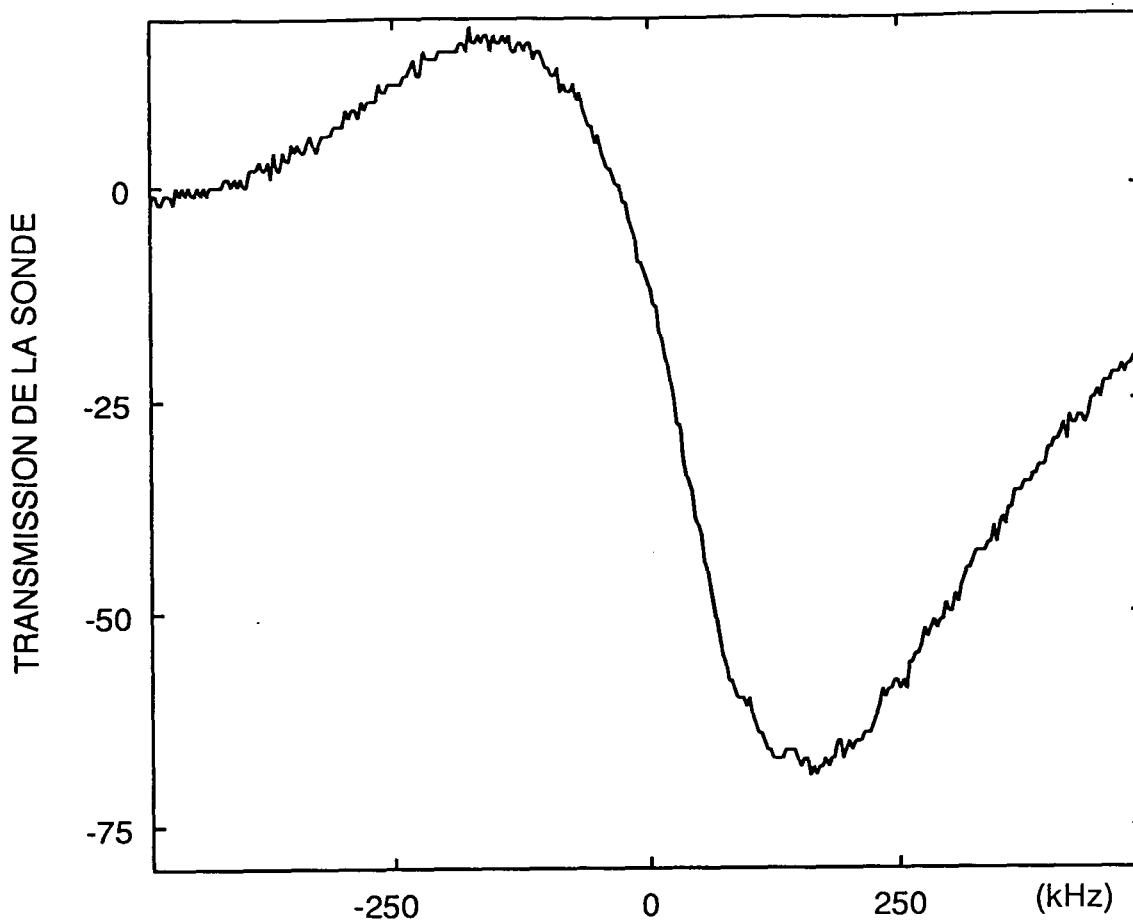


Figure V-7 : Spectre de transmission de la sonde dans le cas orthogonal dans les mêmes conditions expérimentales que la figure V-2 ($I = 10\text{mW/cm}^2$, $\delta_L = -5\Gamma$). Les résonances Raman sont maintenant élargies par effet Doppler et la résonance Rayleigh est absente.

pérature d'environ $7\mu\text{K}$ en bon accord avec la valeur théorique prédite par Y. Castin pour les mêmes paramètres I et δ_L [17].

2) Résonance induite par le recul

Un calcul théorique fait par J.-Y. Courtois et G. Grynberg [57] prévoit pour $\delta_s \approx 0$, une résonance due à des transitions stimulées entre états externes $|\widetilde{\psi}_S\rangle \otimes |p\rangle$ et $|\widetilde{\psi}_A\rangle \otimes |p - 2\hbar k\rangle$ ayant des populations différentes à cause des distributions stationnaires en impulsion (figure V-8). Ce sont des transitions induites par le recul entre niveaux appartenant à un même continuum d'états externes sans changement d'état interne

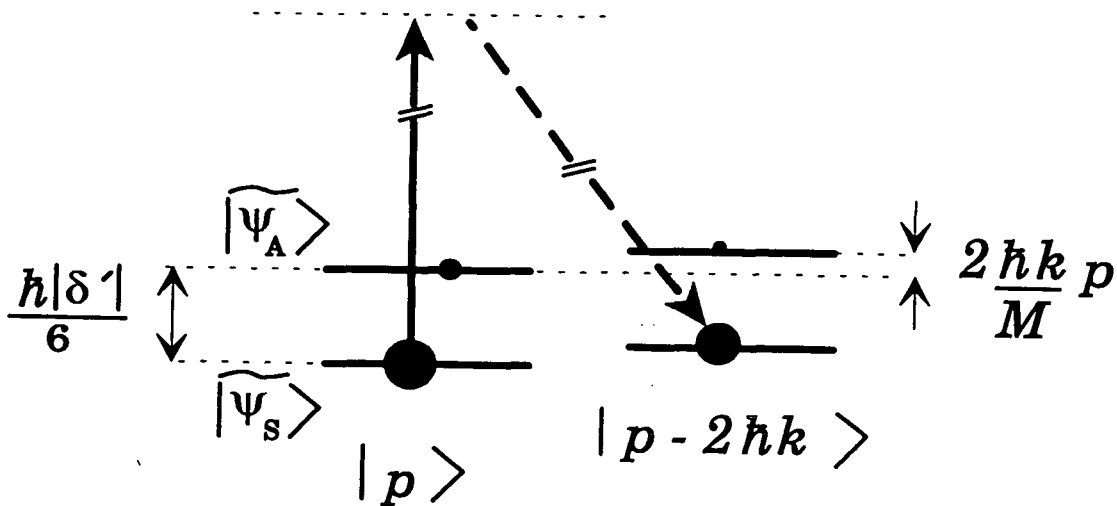


Figure V-8 : Exemple de transition Raman stimulée entre états externes différemment peuplés du continuum associés à la distribution en impulsion. Ces transitions se font sans changement d'état interne.

(“recoil-induced resonances” [63]).

Nous pouvons donner une interprétation physique de cette résonance, en rappelant que la combinaison de l'onde sonde avec l'onde-pompe de même polarisation donne dans ce cas une intensité laser (et donc une densité atomique) modulée spatialement avec la période $\frac{\lambda}{2}$. La diffraction vers l'arrière de l'onde pompe qui se contrepropage avec la sonde sur cette modulation spatiale de la densité (qui est modulée au cours du temps à la fréquence δ_s) conduit à un transfert d'énergie entre les ondes pompes et la sonde. Ce transfert d'énergie est possible grâce au temps de réponse fini des atomes $\left(\frac{M}{\alpha}\right)$. Nous avons donc une courbe en dispersion sur la transmission de la sonde, de distance “pic-pic” $\frac{\alpha}{M}$ centrée en $\delta_s = 2kv$ pour un atome de vitesse v . Puisque $\frac{\alpha}{M}$ est très petit, nous assimilerons la dispersion à une dérivée de fonction Dirac. L'intégration sur la distribution de vitesse donne alors à la résonance une forme de dérivée de gaussienne de distance “pic-pic” $4ku$ [57].

Expérimentalement, puisque nous travaillons sur une transition $4 \rightarrow 5$ il est très difficile de mettre en évidence cette résonance sur le signal de transmission. En effet, dans

les conditions de la figure V-7, la largeur Doppler (ku) est de ~ 35 kHz ce qui implique une distance “pic-pic” pour cette résonance de l’ordre de 140 kHz. Cette résonance est noyée dans le signal Raman qui a une allure d’une dispersion plus large (somme de lorentziennes centrées en ± 50 kHz, ± 150 kHz, ..., ayant des largeurs de l’ordre de quelques centaines de kHz).

Nous espérons mettre en évidence cette résonance, en explorant un large domaine de paramètres I et δ_L (les lois de variation pour les résonances Raman et les résonances induites par le recul ne sont pas les mêmes). La distance “pic-pic” des résonances Raman varie comme un déplacement lumineux ($\propto \frac{I}{|\delta_L|}$) alors qu’elle varie comme ku pour les résonances induites par le recul ($\propto \sqrt{\frac{I}{|\delta_L|}}$).

CHAPITRE VI
MISE EN EVIDENCE DE LA QUANTIFICATION
DU MOUVEMENT ATOMIQUE
DANS LES MELASSES SISYPHE A UNE DIMENSION

A - Introduction

Nous avons montré, dans le premier chapitre, que le traitement quantique du mouvement du centre de masse atomique dans les potentiels lumineux conduisait à l'existence de niveaux vibrationnels discrets différemment peuplés. La méthode de spectroscopie Raman stimulée est donc bien adaptée pour étudier ce système. Si on envoie dans la mélasse une onde sonde de fréquence ω_s , voisine de la fréquence ω_L des ondes de la mélasse, on observera un transfert d'énergie résonnant lorsque la différence des fréquences sera égale à la fréquence de vibration. Une autre méthode, étudiée par le groupe du NIST, consiste à mesurer le spectre de fluorescence des atomes dans cette mélasse [67].

Nous présentons dans le paragraphe B de ce chapitre un article, paru dans *Physical Review Letters*, où nous relatons l'observation de transitions Raman entre niveaux vibrationnels d'un même puits de potentiel par une expérience pompe-sonde. Des spectres expérimentaux sont présentés pour deux cas de polarisation de la sonde, et des explications physiques qualitatives sont données pour interpréter la largeur des raies et l'existence de résonances Rayleigh stimulées. Nous aborderons d'une manière plus détaillée ces deux points dans les paragraphes C et D. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude d'un autre type de mélasse Sisyphe où le refroidissement est assisté par un champ magnétique (Magnetically Assisted Sisyphus Effect : MASE) [30,64,65].

B - Mise en évidence de la quantification du mouvement par spectroscopie Raman

Dynamics and Spatial Order of Cold Cesium Atoms in a Periodic Optical Potential

P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji

Collège de France et Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, F-75231 Paris, CEDEX 05, France

J.-Y. Courtois and G. Grynberg

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'École Normale Supérieure, Université Pierre et Marie Curie, F-75252 Paris, CEDEX 05, France

(Received 23 March 1992)

The spatial distribution and the dynamics of Cs atoms in a 1D optical molasses are probed by measuring the absorption (or amplification) spectrum of a weak laser beam. Narrow (35–50 kHz) Raman lines give access for the first time to the frequency and to the damping of the atom's oscillation in the potential wells associated with light shifts. A narrower (8 kHz) Rayleigh resonance demonstrates the existence of a large-scale spatial order of the atoms, presenting some analogy with an antiferromagnetic medium.

PACS numbers: 32.80.Pj, 42.65.-k

Laser cooling is a very active subject in atomic physics [1]. Atoms confined in optical molasses have been cooled to microkelvin temperatures [2], providing an important test of the proposed polarization-gradient cooling mechanisms [3]. Theoretically, two 1D laser configurations have been studied in detail, the $\sigma^+ - \sigma^-$ and $\text{lin} \perp \text{lin}$ configurations, where the two counterpropagating laser beams have, respectively, orthogonal circular and linear polarizations [3]. A full quantum treatment has been also performed for the $\text{lin} \perp \text{lin}$ configuration, which predicts that the periodic character of the potentials associated with light shifts leads to vibrational levels for the atomic center of mass exhibiting a band structure [4]. The present Letter reports novel experiments using stimulated Raman and Rayleigh spectroscopy for probing the position distribution of the atoms in the light field and the dynamics of their motion. We measure for the first time the oscillation frequency of the atoms in the light potential. From the width of the Raman lines, we deduce the damping time of this oscillation, which exhibits a dramatic lengthening due to the spatial confinement of atoms to a fraction of optical wavelength (Lamb-Dicke effect) [5]. Furthermore, we get stimulated Rayleigh signals which give experimental evidence for a large-scale spatial order of the atomic gas presenting some analogy with an antiferromagnetic medium.

Contrary to previous work investigating Raman transitions for atoms in a 3D magneto-optical trap [6,7], we restrict ourselves to a 1D optical molasses of adjustable polarization state. This molasses is obtained as follows: Cesium atoms are cooled and trapped by three pairs of $\sigma^+ - \sigma^-$ counterpropagating beams in a magneto-optical trap. After this loading and cooling phase the inhomogeneous magnetic field is switched off and the intensity of each trapping beam is reduced from 5 mW/cm² to about 0.1 mW/cm². A pump wave of frequency ω made of two counterpropagating beams having $\sigma^+ - \sigma^-$ or linear crossed polarizations ($\text{lin} \perp \text{lin}$) is then switched on. A 1D molasses is achieved in a transient way (the atomic densi-

ty decreases with a time constant of 5–50 ms because of the transverse heating induced by the pump beams). We monitor the transmitted intensity of a weak traveling probe wave of frequency ω_p making a 3° angle with the pump wave. All laser beams are derived from a frequency-stabilized diode laser (jitter < 1 MHz) and are independently tuned to the red side of the $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ transition. Typical intensities for the pump and probe beams are, respectively, $I = 5$ mW/cm² and $I_p = 0.1$ mW/cm². We show in Fig. 1 the probe absorption spectrum versus ω_p for two different configurations of polarization of the pump beams. In Fig. 1(a), these beams are in the $\sigma^+ - \sigma^-$ configuration whereas in Figs. 1(b) and 1(c) they have linear orthogonal polarizations. Figure 1(b) corresponds to the probe polarization orthogonal to that of the pump wave which propagates in the same direction; in Fig. 1(c), it is parallel. The difference between Figs. 1(a) and 1(b), 1(c) is striking. While the absorption varies smoothly over a range of about 500 kHz in the $\sigma^+ - \sigma^-$ case, much sharper structures are observed in the $\text{lin} \perp \text{lin}$ case. First, one observes two narrow resonances [width ~ 35 kHz in Fig. 1(b) and ~ 50 kHz in Fig. 1(c)] symmetrically located with respect to $\omega_p = \omega$ and corresponding to extra absorption for $\omega_p - \omega > 0$ and to gain for $\omega_p - \omega < 0$. For a pump detuning of $\delta = -10$ MHz, the position Ω_p of the maximum of these lateral resonances varies as $I^{0.4}$. Second, spectra shown in Figs. 1(b) and 1(c) exhibit a very steep central structure which depends on the orientation of the probe polarization. The narrowest resonance [Fig. 1(c)] appears to be dispersive with a peak-to-peak separation of 8 kHz [8].

We interpret these resonances as follows. In the $\sigma^+ - \sigma^-$ case, the ground-state light shifts do not depend on space, and there are no bound states in the optical potential. Furthermore, as shown in a preceding paper [6], the transmission probe spectrum involves on one hand Raman transitions between Zeeman sublevels which are populated differently and light shifted and on the other hand

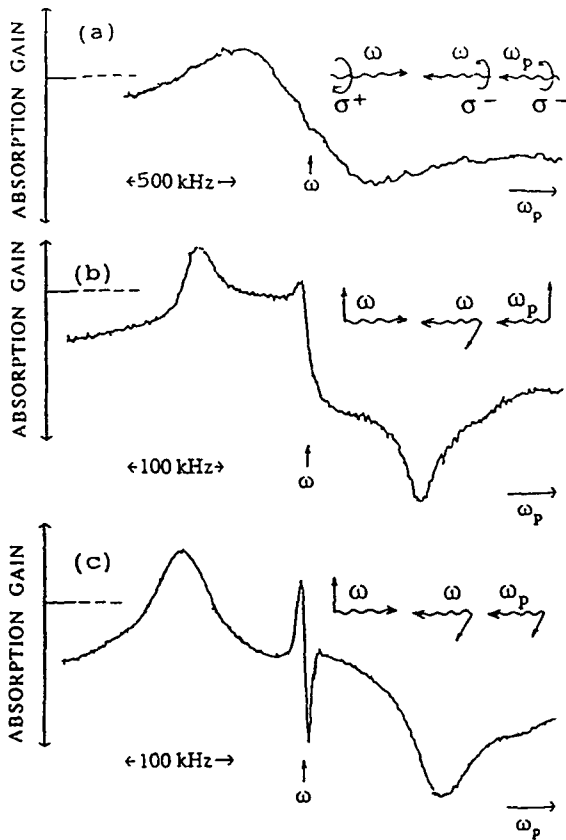


FIG. 1. Probe absorption spectrum for three different polarization configurations. (a) $\sigma^+ - \sigma^-$ polarized pump waves. The signal is 2% of the probe intensity and the shape is insensitive to the probe polarization (experimental frequency resolution of ~ 10 kHz). (b) lin \perp lin polarized pump waves (probe has a linear polarization perpendicular to the polarization of the copropagating pump wave). (c) Same as (b) but with a probe polarization parallel to the one of the copropagating pump wave. In (b) and (c), the frequency resolution is ~ 3 kHz and signals are typically 10% of the probe intensity. Note the difference of scales on the frequency axis between (a) and (b),(c).

two-wave mixing resonances [9,10]. The width of the resonances in Fig. 1(a) is on the order of the optical pumping rate (typically 0.5 MHz in our experimental conditions), which varies linearly with the laser intensity as does the peak-to-peak distance of Fig. 1(a).

In the case of crossed linear polarizations, the light shifts display a periodic spatial modulation (period $\lambda/2$). To interpret the results, we consider the simple case of a $F = \frac{1}{2} \rightarrow F' = \frac{3}{2}$ transition [4]. Each Zeeman sublevel $m_F = \pm \frac{1}{2}$ has a well-defined spatially modulated light shift as depicted in Fig. 2. Near the bottom of the potential wells the atomic medium is alternatively polarized: (J_z) changes sign every $\lambda/4$. When the light shifts are sufficiently large, several well-separated bands are predicted in the potential wells associated with the light shifts [4]. The energy separation $\hbar \Omega_0$ between two consecutive bands near the bottom of the potential is propor-

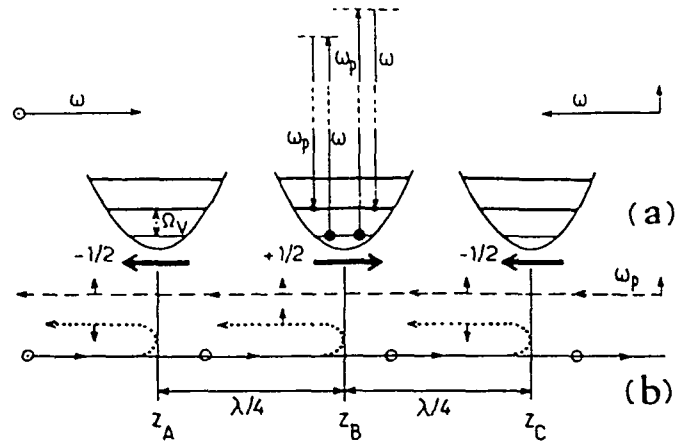


FIG. 2. (a) Bottom part of three adjacent optical potential wells for a $F = \frac{1}{2} \rightarrow F' = \frac{3}{2}$ transition in a lin \perp lin pump configuration. These potential wells are alternatively associated with ground-state sublevels $m_J = -\frac{1}{2}$ and $m_J = \frac{1}{2}$ as shown in the figure. The magnetizations in successive planes have opposite signs as in an antiferromagnetic medium. The vertical arrows represent Raman processes between $v = 0$ and $v = 1$ vibrational levels, leading to an absorption or an amplification of the probe beam. More generally, all transitions $v \rightarrow v \pm 1$ contribute to the Raman lines shown in Figs. 1(b) and 1(c) in a way which depends on the probe polarization. This explains the difference in the widths of the Raman resonances. (b) Interpretation of the central narrow structure for the configuration of Fig. 1(c). The pump beam coming from the left (solid line) is backscattered by the magnetization planes in z_A , z_B , and z_C . The backscattered waves (dotted lines) undergo a rotation of polarization and can interfere with the probe wave coming from the right (dashed line). The change of sign of the rotation of polarization due to the change of sign of the magnetization (represented by a bold arrow) compensates for the π phase shift due to propagation between successive planes.

tional to the Rabi frequency, i.e., to \sqrt{I} . We thus interpret the lateral resonances of Figs. 1(b) and 1(c) in terms of Raman transitions between adjacent bands as illustrated in Fig. 2. The slight discrepancy between the $I^{1/2}$ law and the experimentally observed $I^{0.4}$ law may result from a weak saturation of the atomic transition. Note that these Raman transitions involve only the atom's external degrees of freedom, within a given m_J manifold. One unexpected feature of these Raman resonances is that their width is almost 1 order of magnitude smaller than the optical pumping rate. This result is very surprising since one would expect the Raman coherence between two bands to be destroyed by an absorption-spontaneous-emission cycle. Actually, a large amount of coherence is preserved during such a cycle because of the spatial localization of atoms. An atom leaving, by absorption, a localized vibrational state with $m_F = \frac{1}{2}$ has a probability close to 1 to return to the same state. First, the probability that m_F changes is very small because the polarization of the laser field is nearly pure σ^+ for a localized $m_F = \frac{1}{2}$ state, and the absorption of a σ^+ photon

brings the atom into $m_F = \frac{1}{2}$ from where it can only return to $m_F = \frac{1}{2}$. Second, the probability that the vibrational quantum number changes is also very small. More precisely, since the transfer of momentum $\hbar\Delta k$ in the scattering process is small compared to the width of the initial wave function in momentum space (because of spatial localization), the atomic state at the end of the scattering process has a very small overlap with the other vibrational wave functions (Lamb-Dicke effect). The damping rate of the coherence between two vibrational levels is thus considerably reduced because several absorption-spontaneous-emission cycles are required to destroy this coherence [11]. The localization assumption is consistent with the spatial extent $[(2\hbar/M\Omega_p)^{1/2}]$ of the ground-state wave function which is on the order of $\lambda/25$ for $\Omega_p/2\pi = 120$ kHz.

We now sketch a physical interpretation of the narrow central structures of Figs. 1(b) and 1(c), by studying how the probe changes the populations of the vibrational states in each potential well and then, by considering the interference between the probe field and the field scattered from the pump beams, by these probe-induced changes of populations. Consider first the case of Fig. 1(b). In order to qualitatively understand the effect of the probe, we combine the copropagating pump beam with the probe. The resulting field is space independent and has a time-dependent polarization which has alternatively a dominant σ^+ or σ^- component, the period being $2\pi/|\omega - \omega_p|$. When the dominant component is σ^+ polarized, optical pumping redistributes the atomic population between the various vibrational states and results in a global departure from the potential wells associated with $m_F = -\frac{1}{2}$ towards those corresponding to $m_F = +\frac{1}{2}$. This optical pumping gives rise to a net magnetization along Oz (i.e., with a nonzero spatial integral), which is modulated at $|\omega - \omega_p|$ and which is phase shifted with respect to the exciting field because the response times of the populations of the various vibrational levels are nonzero. Consider now the effect of such a modulated magnetization on the pump beam ω copropagating with the probe. The polarization of the pump beam undergoes a modulated Faraday rotation, so that the transmitted pump beam has a small component having the same polarization (and also the same frequency ω_p and direction of propagation) as the probe beam and can thus interfere with it [12]. As shown in [10], the energy transfer from the pump beam to the probe beam or vice versa varies with $\omega_p - \omega$ as a dispersion curve with extrema for $|\omega - \omega_p| = 1/\tau$, where τ is the response time of the populations. The interference process considered here involves a forward scattering of the pump wave, so that all population changes in all vibrational levels are probed. Several different response times are thus involved and the central structure results from the superposition of several dispersion curves with different widths, which explains its uncommon shape.

We consider now the case of Fig. 1(c). As above, we combine the copropagating pump beam with the probe. The resulting field has then a fixed linear polarization but its intensity is modulated. When this intensity is maximum, the resulting field adds everywhere an equal amount of σ^+ and σ^- light. The transfers due to optical pumping between the potential wells associated with $m_F = \pm \frac{1}{2}$ balance each other and no net magnetization appears in the sample. The only effect of the probe is to change the population of each vibrational state, the total population in each potential well remaining the same. These population changes are modulated at $|\omega - \omega_p|$ and phase shifted with respect to the exciting field. We now analyze the effect on the pump beams of the population redistribution between the vibrational levels. We have represented in Fig. 2 three successive potential wells corresponding to $m_F = -\frac{1}{2}$, $m_F = +\frac{1}{2}$, and $m_F = -\frac{1}{2}$, located, respectively, at z_A , z_B , and z_C with $z_B - z_A = z_C - z_B = \lambda/4$. The pump beam coming from the left is backscattered by the magnetization associated with the atoms occupying the potential well in $z = z_A$. The backscattered wave undergoes a change of polarization and a change of frequency, so that it has a component having the same polarization, the same frequency, and the same direction of propagation as the probe beam coming from the right. We now show that the waves backscattered by the magnetization planes in $z = z_A$, $z = z_B, \dots$ interfere constructively. The phase shift due to the propagation between the waves backscattered in z_A and z_B is equal to π , since $z_B - z_A = \lambda/4$. However, the magnetizations in two successive planes $z = z_A$ and $z = z_B$ are opposite (as in an antiferromagnetic medium), so that the rotation of the polarization has an opposite sign in $z = z_A$ and $z = z_B$ (see Fig. 2) and this change of sign compensates for the π phase shift due to propagation. The interference of the total backscattered wave with the probe wave gives rise to a two-wave mixing signal which has a dispersion shape and a width corresponding to the inverse of the response time of the involved vibrational levels. So far, we have considered only magnetization planes. The wave functions of the vibrational levels have actually a certain width δz along Oz . If δz is too large, the waves backscattered by the right part and the left part of the wave function interfere destructively. This shows that the two-wave mixing signal will come predominantly from the localized vibrational levels. The observation of such a signal is thus a direct evidence for a spatial order of the atoms. Since the time required to reach the population equilibrium for these localized levels is very long (because of the Lamb-Dicke effect), one understands why the central structure of Fig. 1(c) is so narrow [13].

Our qualitative interpretations are supported by a calculation of the probe absorption spectrum, based on the formalism of [4]. Theoretical spectra, in reasonable agreement with those of Fig. 1, will be reported in a forthcoming publication. We conclude this Letter by

summarizing the information contained in the spectra of Figs. 1(b) and 1(c). The position of the Raman sidebands gives the oscillation frequency of the atom in the optical potential wells of Fig. 2. The narrow width of these sidebands, in comparison with the width observed when atoms are not localized [Fig. 1(a)], is a clear evidence for a lengthening of the dephasing time of the atom oscillatory motion due to the Lamb-Dicke effect. The very narrow central structure of Fig. 1(c) is due to a backward Bragg diffraction of one of the two pump beams by a large-scale spatially ordered structure consisting of equidistant sets of localized atoms, separated by $\lambda/4$, the magnetizations in two successive sets being opposite, as in an antiferromagnetic medium.

We are grateful to J. Dalibard and Y. Castin for fruitful discussions. Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne is a unité de recherche de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associée au CNRS. This work has been supported by DRET (No. 89214) and CNES (No. 910414).

[1] See, for example, *Laser Manipulation of Atoms and Ions*, edited by E. Arimondo and W. D. Phillips, Varenna Summer School, 1991 (North-Holland, Amsterdam, 1992).

[2] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990); C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).

[3] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989); P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, and S. Chu, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2058 (1989); C. Cohen-Tannoudji and W. D. Phillips, *Phys. Today* **43**, No. 10, 33 (1990).

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

[5] Localization of atoms in wavelength-size potentials has been observed in 3D molasses by C. I. Westbrook, R. N. Watts, C. E. Tanner, S. L. Rolston, W. D. Phillips, P. D.

Lett, and P. L. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 33 (1990), and by N. P. Bigelow and M. G. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 29 (1990).

[6] D. Grison, B. Lounis, C. Salomon, J.-Y. Courtois, and G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **15**, 149 (1991).

[7] J. W. R. Tabosa, G. Chen, Z. Hu, R. B. Lee, and H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3245 (1991).

[8] The widths of these resonances are much narrower than the laser jitter. This is not surprising because they correspond to Raman or Rayleigh processes which involve frequency differences between two sources derived from the same laser. The relative frequency jitter of the two sources has been independently measured to be less than 0.2 kHz.

[9] G. Grynberg, E. Le Bihan, and M. Pinard, *J. Phys. (Paris)* **47**, 1321 (1986).

[10] G. Grynberg, M. Vallet, and M. Pinard, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 701 (1990).

[11] When increasing the pump intensity I , the optical pumping rate increases but the localization becomes more pronounced. This is why the width of the Raman resonances grows with I more slowly than the optical pumping rate, as observed experimentally.

[12] The fact that the experiment is made with a small angle between the probe and pump beams does not invalidate this explanation. The important point is that the scattering of the pump wave on the induced magnetization creates a wave which does propagate in the probe direction. See [9].

[13] The previous analysis considered only the scattering of one of the two pump beams by a modulated magnetization. Other scattering processes should also be included to fully describe the central resonances. For example, in the configuration of Fig. 1(b), the $m_F = -\frac{1}{2}$ and $m_F = \frac{1}{2}$ potential wells are alternatively depleted. The back-scattering of the counterpropagating pump beam by such a population grating gives rise to a wave that can interfere with the probe wave and thus yields other two-wave mixing contributions to the central resonance. More generally, for angular momenta in the ground state higher than $\frac{1}{2}$, one should also consider the effect of a modulated alignment.

C - Résonances Raman

Nous commençons dans ce paragraphe par montrer comment la localisation des atomes, au fond des puits où la lumière est circulaire, est responsable de l'allongement de la durée de vie des cohérences Raman. Nous établirons par la suite une expression simple du spectre de transmission avant de présenter quelques résultats expérimentaux supplémentaires.

1) Temps d'évolution des cohérences et des populations pour les niveaux localisés

Considérons, un atome localisé au fond d'un puits $U_-^{(0)}(z=0)$ (nous choisissons le puits autour de $z=0$ comme exemple) sur le niveau vibrationnel n avec une fonction d'onde $|\varphi_n\rangle$. Evaluons les taux de transfert par pompage optique vers les autres niveaux. Ces taux sont associés à deux types de cycle de fluorescence : ceux à l'issue desquels l'état atomique interne n'a pas changé et ceux à l'issue desquels l'atome a changé de sous-niveau interne (figure VI-1). Nous allons étudier successivement les taux associés à ces deux processus.

a) *Transition avec changement de sous-niveau interne*

Nous avons introduit ces taux de transition dans le premier chapitre (I.B.7) car ils sont à l'origine du refroidissement par effet Sisyphe selon l'image semi-classique. Ils correspondent à la probabilité pour qu'un atome au fond du puits $U_-^{(0)}$ puisse absorber un photon polarisé σ^+ et passer sur le potentiel $U_+^{(0)}$, où le niveau interne est $|g, +\rangle$, en émettant un photon de fluorescence. Ces taux sont donc étroitement liés à l'intensité I_+ au fond du puits $U_-^{(0)}$, et au carré des coefficients de Clebsch-Gordan intervenant dans le cycle. Ils s'écrivent :

$$\Gamma_n^{(1)} = \sum_{n'} \Gamma_{n, - \rightarrow n', +} = \sum_{n'} \frac{2}{9} \Gamma_s |\langle \varphi_n, - | \sin(kZ) | \varphi_{n'}, + \rangle|^2 \quad (\text{VI.C.1})$$

En utilisant la relation de fermeture $\sum_{n'} |\varphi_{n'}\rangle \langle \varphi_{n'}| = I_{\text{ext}}$ où I_{ext} représente l'identité

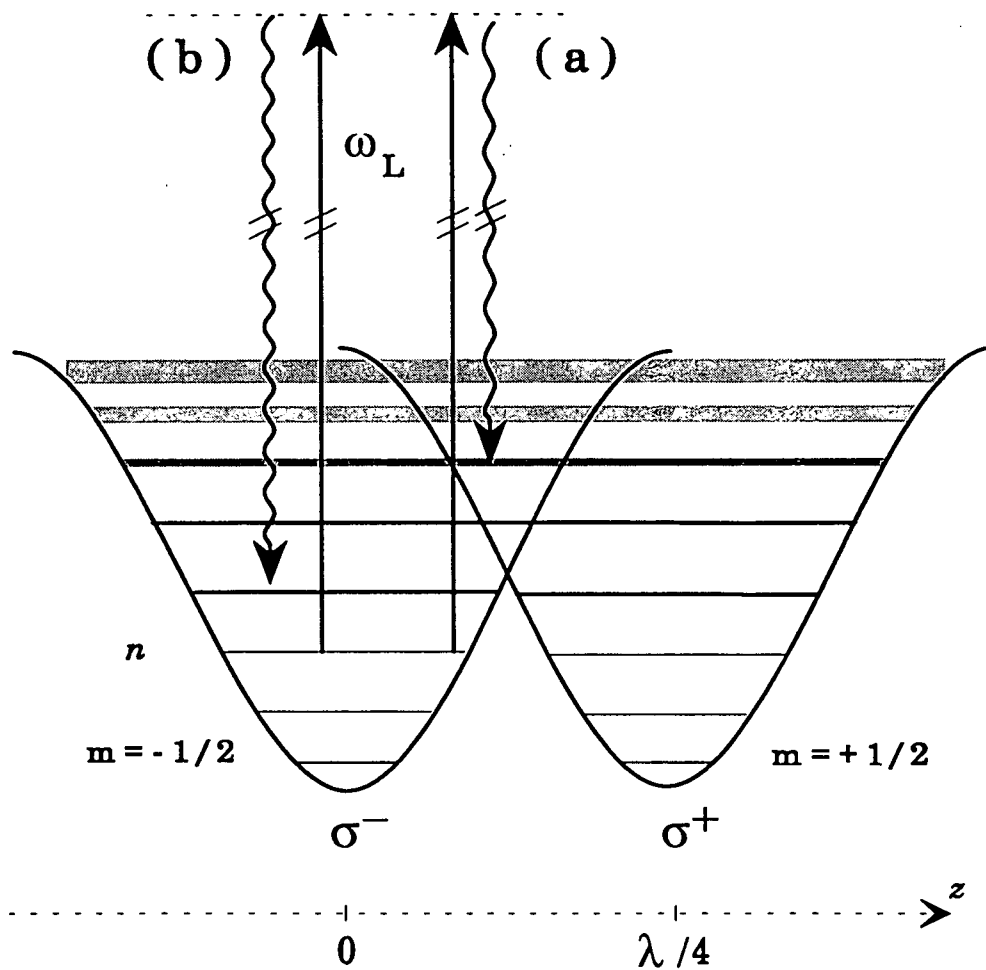


Figure VI-1 : Les différents types de transitions à partir d'un sous-niveau vibrationnel $|\varphi_n, -\rangle$. (a) transition avec changement d'état interne ($|\varphi_n, -\rangle \rightarrow |\varphi_{n'}, +\rangle$). (b) Transitions dans le même puits de potentiel ($|\varphi_n, -\rangle \rightarrow |\varphi_{n'}, -\rangle$) .

sur les variables externes, nous obtenons :

$$\Gamma_n^{(1)} = \frac{2}{9} \Gamma_s \langle \varphi_n, - | \sin^2(kZ) | \varphi_n, - \rangle \quad (\text{VI.C.2a})$$

$$\sim \frac{2}{9} \Gamma_s \langle \varphi_n | k^2 Z^2 | \varphi_n \rangle \quad (\text{VI.C.2b})$$

Le résultat pour les fonctions d'ondes harmoniques est alors :

$$\Gamma_n^{(1)} \sim \frac{2}{9} \Gamma_s \sqrt{\frac{E_R}{U_0}} \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{VI.C.3})$$

Le niveau atomique $|\varphi_n, -\rangle$ se dépeuple vers les niveaux $|\varphi_{n'}, +\rangle$ avec un taux $\left(n + \frac{1}{2} \right) \sqrt{\frac{E_R}{U_0}}$ fois plus faible que $\frac{1}{T_p}$ (T_p est le temps pompage optique). Ceci était prévisible puisque le taux de pompage est proportionnel à l'intensité de la lumière polarisée σ^+ que voit l'atome dans son mouvement d'oscillation. Pour les niveaux profonds, l'atome reste au voisinage de $z = 0$ et voit très peu de lumière σ^+ .

b) Transitions sans changement de sous-niveau interne

Ce sont les transitions du type $|\varphi_n, -\rangle \longrightarrow |\varphi_{n'}, -\rangle$ qui s'effectuent entre niveaux du même puits de potentiel sans changement d'état interne. Elles font intervenir des cycles d'absorption d'un photon laser de mélasse polarisé σ^+ (ou σ^-) et émission d'un photon de fluorescence de même polarisation ayant une impulsion p_s suivant la direction Oz . Elles s'effectuent avec un taux :

$$\begin{aligned} \Gamma_{n, \rightarrow n', -} = \Gamma_s \sum_{p_s} \frac{1}{9} \mathcal{N}_+(p_s) & \left| \langle \varphi_n, - | \sin(kZ) e^{-ip_s Z/\hbar} | \varphi_{n'}, - \rangle \right|^2 \\ & + \mathcal{N}_-(p_s) \left| \langle \varphi_n, - | \cos(kZ) e^{ip_s Z/\hbar} | \varphi_{n'}, - \rangle \right|^2 \quad (\text{VI.C.4}) \end{aligned}$$

Les deux termes correspondent respectivement à l'absorption d'un photon laser polarisé σ^+ ou σ^- . $\mathcal{N}_\pm(p_s)$ représente la distribution d'impulsion du photon σ^\pm spontané émis $\left(\mathcal{N}_\pm(p_s) = \frac{3}{8} \left(1 + \left(\frac{p_s}{\hbar k} \right)^2 \right) \right)$.

Le taux de transition total $\Gamma_n^{(2)}$ à partir du niveau n vers les différents niveaux n' est alors :

$$\Gamma_n^{(2)} = \sum_{n' \neq n} \Gamma_{n, \rightarrow n', -} \quad (\text{VI.C.5})$$

En utilisant la relation de fermeture sur les états externes :

$$\Gamma_n^{(2)} = \Gamma_s \sum_{p_s} \mathcal{N}_{\pm}(p_s) \left[\langle \varphi_n | \cos^2(kZ) + \frac{1}{9} \sin^2(kZ) | \varphi_n \rangle - \left| \langle \varphi_n | \cos(kZ) e^{ip_s Z/\hbar} | \varphi_n \rangle \right|^2 - \frac{1}{9} \left| \langle \varphi_n | \sin(kZ) e^{ip_s Z/\hbar} | \varphi_n \rangle \right|^2 \right] \quad (\text{VI.C.6})$$

Il suffit alors de développer $\cos Z$, $\sin kZ$ et $e^{ip_s Z/\hbar}$ et leurs produits jusqu'au deuxième ordre en $(kZ)^2$ et sommer sur p_s pour trouver $\Gamma_n^{(2)}$.

$$\Gamma_n^{(2)} \simeq \Gamma_s \sqrt{\frac{E_R}{U_0}} \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{VI.C.7})$$

On constate que les transitions d'un niveau profond n vers les autres, ayant le même état interne, se font avec des taux $\sqrt{\frac{E_R}{U_0}}$ fois plus faibles que le taux d'excitation Γ_{s_0} .

Physiquement, les taux de transition de (VI.C.4) peuvent être interprétés en terme de diffusion où le photon incident est un photon de mélasse de vecteur d'onde \mathbf{k}_i et le photon sortant est un photon de fluorescence de vecteur d'onde \mathbf{k}_s . L'amplitude de diffusion associée fait intervenir un élément de matrice du type $M = \langle \varphi_n | e^{-iKZ} | \varphi_{n'} \rangle$. Le vecteur d'onde $\mathbf{K} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s$ représente le transfert d'impulsion lors du processus de diffusion ($0 \leq K \leq 2k$). En représentation impulsion, e^{-iKZ} est un opérateur de translation de $-\hbar K$, de telle manière que M devient une intégrale de recouvrement entre les fonctions d'ondes $\varphi_n(p)$ et $\varphi_{n'}(p - \hbar K)$: $M = \langle \varphi_n(p) | \varphi_{n'}(p - \hbar K) \rangle$. Comme l'extension spatiale de $\varphi_n(z)$ est $\Delta z \ll \lambda$, l'extension en p de $\varphi_n(p)$ est $\Delta p \sim \frac{\hbar}{\Delta z} \gg \hbar k$. La fonction d'onde $\varphi_n(p)$ est translatée par e^{iKZ} d'une quantité très faible devant sa largeur ($\hbar K \ll \Delta p$) donc $\langle \varphi_{n'} | e^{-iKZ} | \varphi_n \rangle$ est très proche de $\langle \varphi_n | \varphi_n \rangle = 1$. Nous pouvons donc conclure $\langle \varphi_{n'} | e^{-iKZ} | \varphi_n \rangle \ll 1$ pour $n \neq n'$ puisque les $|\varphi_n\rangle$ sont orthogonaux entre eux. Cet effet est appelé "effet Lamb-Dicke" [66]. Ceci montre que le nombre de photons élastiques représente la majeure partie des photons de fluorescence ($\sim 95\%$ des photons diffusés pour le niveau vibrationnel fondamental [67]).

Nous pouvons donc obtenir le taux de départ réel à partir d'un niveau $|\varphi_n, -\rangle$ vers les autres niveaux :

$$\Gamma_n^{\text{eff}} = \Gamma_n^{(1)} + \Gamma_n^{(2)} \quad (\text{VI.C.8a})$$

$$\Gamma_n^{\text{eff}} \approx \Gamma_s \sqrt{\frac{E_R}{U_0}} \left(n + \frac{1}{2} \right) = \Gamma_s (2n + 1) \frac{E_R}{\hbar \Omega_{\text{osc}}} \quad (\text{VI.C.8b})$$

Ce taux est considérablement réduit par rapport à $\Gamma' = \Gamma s$. Ceci veut dire qu'il faut beaucoup de cycles absorption-émission spontanée pour qu'il y ait changement de niveau vibrationnel.

Une cohérence $\sigma_{nn'}$ entre deux sous-niveaux $|\varphi_n, -\rangle$ et $|\varphi_{n'}, -\rangle$ localisés au fond d'un même potentiel relaxe avec un taux :

$$\Gamma_{nn'}^{\text{eff}} = \frac{\Gamma_n^{\text{eff}} + \Gamma_{n'}^{\text{eff}}}{2} \approx \Gamma s \left(\frac{n + n' + 1}{2} \right) \sqrt{\frac{E_R}{U_0}} \quad (\text{VI.C.9a})$$

$$= \Gamma s (n + n' + 1) \frac{E_R}{\hbar \Omega_{\text{osc}}} \quad (\text{VI.C.9b})$$

On remarque donc un allongement considérable du temps de relaxation de la cohérence. Une cohérence entre deux niveaux vibrationnels n'est détruite qu'après plusieurs cycles d'absorption-émission spontanée [68].

Nous pouvons donner quelques ordres de grandeur pour le césium. Les valeurs expérimentales typiques (celles de l'article) de U_0 et Ω_{osc} sont $U_0 \sim 860 E_R$ et $\hbar \Omega_{\text{osc}} \sim 60 E_R$ pour $\delta = -3\Gamma$ et $\Omega^2 = 2\Gamma^2$. Le taux de décroissance d'une cohérence entre les deux premiers niveaux vibrationnels est $\Gamma_{0,1}^{\text{eff}} \sim \frac{\Gamma}{300} \left(\Gamma_0^{\text{eff}} = \frac{\Gamma}{600}, \Gamma_1^{\text{eff}} = \frac{\Gamma}{200} \right)$.

Application numérique :

En unités de fréquence $E_R = 2$ kHz, $\Gamma = 5,3$ MHz donc $\Gamma s \sim 500$ kHz, $\Omega_{\text{osc}} \sim 120$ kHz et $\Gamma_{0,1}^{\text{eff}} \sim 20$ kHz. Nous remarquons donc que les niveaux vibrationnels au fond d'un puits de potentiel sont résolus (distance entre niveaux voisins ($\hbar \Omega_{\text{osc}}$) supérieur aux largeurs Γ_n^{eff}) grâce à la diminution des taux de transfert liée à la polarisation de la lumière au fond des puits et à l'effet Lamb-Dicke.

2) Spectre de transmission

La figure VI-2 représente les spectres de transmission de l'onde sonde de polarisation parallèle et orthogonale à celle de l'onde pompe "copropageante" en fonction du désaccord $\delta_s = \omega_L - \omega_s$ pour une fréquence de Rabi des ondes pompes d'en-

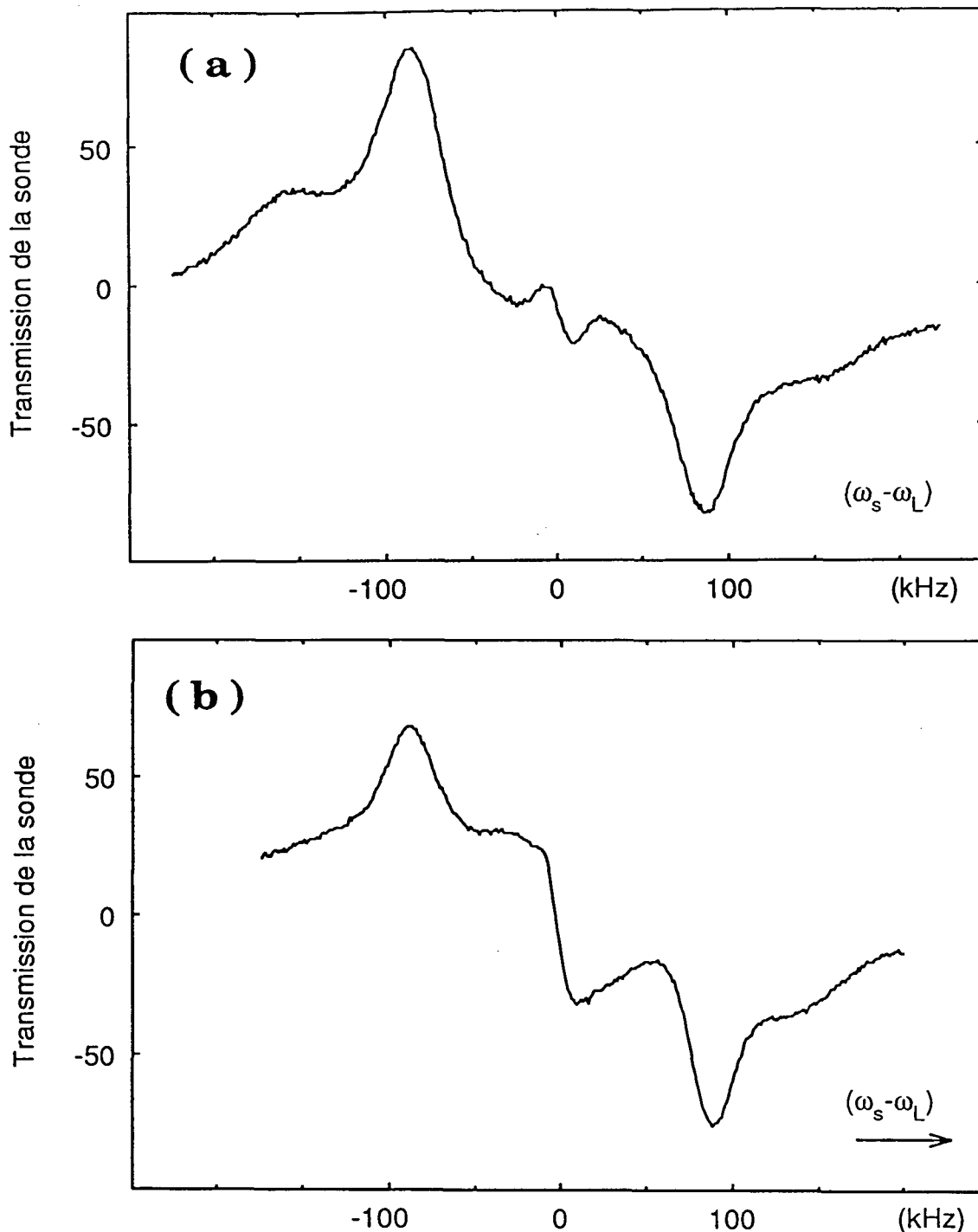


Figure VI-2 : Spectre de transmission de la sonde obtenu à un désaccord $\delta_L = -7\Gamma$ et une intensité $I = 5 \text{ mW/cm}^2$. Sur les deux spectres nous avons des résonances à $\delta_s \sim 90 \text{ kHz}$ que nous interprétons comme des transitions Raman stimulés entre niveaux vibrationnels adjacents ($\Delta n = \pm 1$). Les résonances en gain sont sur le rouge de la transition atomique. Celles en absorption sont sur le bleu. Des résonances plus larges situées plus loin autour de $\delta_s \sim \pm 170 \text{ kHz}$ peuvent être distinguées. Elles correspondent à des transitions $\Delta n = \pm 2$. La résonance centrale autour de $\delta_s = 0$ dépend de la polarisation. (a) Polarisation parallèle : forme en dispersion. (b) Polarisation orthogonale : courbe large avec une structure en falaise autour de $\delta_s = 0$.

viron $1,5\Gamma$ ($I \sim 5 \text{ mW/cm}^2$) et un désaccord par rapport à la fréquence atomique de $\delta_L = \omega_L - \omega_A \sim -7\Gamma$.

Dans ces conditions, le paramètre de saturation de la transition atomique est égal à $s \sim \frac{1}{40}$. Pour la transition $F = 4 \rightarrow F' = 5$ du césium étudiée, la profondeur des puits est définie par rapport aux sous-niveaux Zeeman $m = \pm 4$. En effet, au fond des puits la lumière est polarisée essentiellement σ^+ (ou σ^-) et donc, par pompage optique, tous les atomes sont pompés dans le sous-niveau $m = +4$ (ou $m = -4$).

$$U_0 = -\frac{44}{45} \hbar \delta_L s \sim \hbar \delta_L s \quad (\text{VI.C.10})$$

Application numérique : $U_0 = 500E_R$, $\Gamma' = \Gamma s \sim 130 \text{ kHz}$ et $\Omega_{\text{osc}} \sim 85 \text{ kHz}$.

Le spectre présente trois types de résonances :

- Une résonance centrale autour de $\delta_s = 0$ associée au processus Rayleigh stimulé (paragraphe D).
- Deux résonances Raman situées à $\omega_S = \omega_L \pm \Omega_{\text{osc}}$, l'une en amplification ($\delta_s = +\Omega_{\text{osc}}$) et l'autre en absorption ($\delta_s = -\Omega_{\text{osc}}$), que nous interprétons comme des transitions entre niveaux vibrationnels n adjacents ($\Delta n = \pm 1$) distants de $\Delta E_n \sim \hbar \Omega_{\text{osc}}$ (pour les niveaux les plus profonds). La largeur de ces résonances est plus petite que Γ' et vaut environ $\gamma_1 \sim 50 \text{ kHz}$.
- Deux résonances similaires, situées en $\omega_s = \omega_L \pm 2\Omega_{\text{osc}}$ que nous attribuons à des transitions Raman $\Delta n = 2$ entre niveaux vibrationnels. Ces résonances appelées "overtones" sont plus larges que les précédentes et ont une amplitude plus faible.

En utilisant une théorie simple des transitions Raman [69] à grand désaccord ($|\delta_L| > \Gamma$), nous pouvons déduire une formule approchée du spectre de transmission de la sonde :

$$S(\delta_s) = N \frac{II_s}{\delta_L^2} \sum_{n,n'} \frac{|\langle \varphi_n | e^{2ikZ} | \varphi_{n'} \rangle|^2}{\left(\frac{E_n - E_{n'}}{\hbar} - \delta_s \right)^2 + \left(\frac{\Gamma_{n,n'}^{\text{eff}}}{2} \right)^2} \Gamma_{n,n'}^{\text{eff}} (\Pi_n - \Pi_{n'}) \quad (\text{VI.C.11})$$

Dans $S(\delta_s)$ on a pris en compte toutes les cohérences entre niveaux vibrationnels $|\varphi_n\rangle$ et $|\varphi_{n'}\rangle$ d'énergie E_n et $E_{n'}$ et de population Π_n et $\Pi_{n'}$. Les $\Gamma_{nn'}^{\text{eff}}$ sont les taux de

décroissance de ces cohérences. L'élément de matrice dans (VI.C.11) représente le couplage Raman entre les différents niveaux vibrationnels. Ce couplage, pour les niveaux profonds, est de l'ordre de :

$$\langle \varphi_n | ikZ - k^2 Z^2 | \varphi_{n'} \rangle \quad (\text{VI.C.12})$$

où on a négligé les termes d'ordre supérieur à deux.

Le premier terme de (VI.C.12), c'est-à-dire $\langle \varphi_n | kZ | \varphi_{n'} \rangle$, est responsable des transitions $\Delta n = \pm 1$ alors que le deuxième $\langle \varphi_n | k^2 Z^2 | \varphi_{n'} \rangle$ induit des transitions $\Delta n = \pm 2$. Pour les niveaux vibrationnels les plus bas, le rapport entre les deux termes est de l'ordre de $k\Delta Z \sim \left(\frac{E_R}{U_0}\right)^{1/4}$. Nous pouvons donc écrire la formule suivante pour le signal Raman en gain ($\delta_s < 0$).

$$S(\delta_s < 0) = N \frac{II_s}{\delta_L^2} \sum_n \frac{\Gamma_{n,n+1}^{\text{eff}} |\langle \varphi_n | kZ | \varphi_{n+1} \rangle|^2}{\left(\frac{\Delta E_n^{(1)}}{\hbar} + \delta_s\right)^2 + \left(\frac{\Gamma_{n,n+1}^{\text{eff}}}{2}\right)^2} (\Pi_n - \Pi_{n+1}) \\ + \frac{\Gamma_{n,n+2}^{\text{eff}} |\langle \varphi_n | k^2 Z^2 | \varphi_{n+2} \rangle|^2}{\left(\frac{\Delta E_n^{(2)}}{\hbar} + \delta_s\right)^2 + \left(\frac{\Gamma_{n,n+2}^{\text{eff}}}{2}\right)^2} (\Pi_n - \Pi_{n+2}) \quad (\text{VI.C.13a})$$

$$\Delta E_n^{(1)} = E_{n+1} - E_n \sim \Omega_{\text{osc}}, \quad \Delta E_n^{(2)} = E_{n+2} - E_n \sim 2\Omega_{\text{osc}} \quad (\text{VI.C.13b})$$

Nous remarquons donc que la résonance autour de Ω_{osc} est la somme de plusieurs lorentziennes centrées autour de Ω_{osc} avec des poids différents et des largeurs différentes. En principe, dans le cas où le potentiel n'est pas très profond (peu d'états liés), cette résonance doit comporter des structures liées à l'anharmonicité de ce dernier (somme de lorentziennes centrées à des fréquences différentes de Ω_{osc}). Malheureusement, nous n'avons pas été capables d'observer cette structure, car elle n'apparaît qu'à très grand désaccord ($\delta_L < -20\Gamma$) et à s très petit, c'est-à-dire quand le signal a considérablement diminué $\left(S \propto \frac{1}{\delta_L^2}\right)$.

A partir de (VI.C.13), nous pouvons déduire une loi de variation du rapport entre l'amplitude S_2 du signal dû aux transitions $\Delta n = +2$ et l'amplitude S_1 des transitions $\Delta n = \pm 1$.

$$\frac{S_2}{S_1} \propto \sqrt{\frac{E_R}{U_0}} \quad (\text{VI.C.14})$$

Ce rapport doit donc augmenter avec le désaccord δ_L . Nous avons qualitativement vérifié cette propriété pour des désaccords allant de -3Γ à -9Γ .

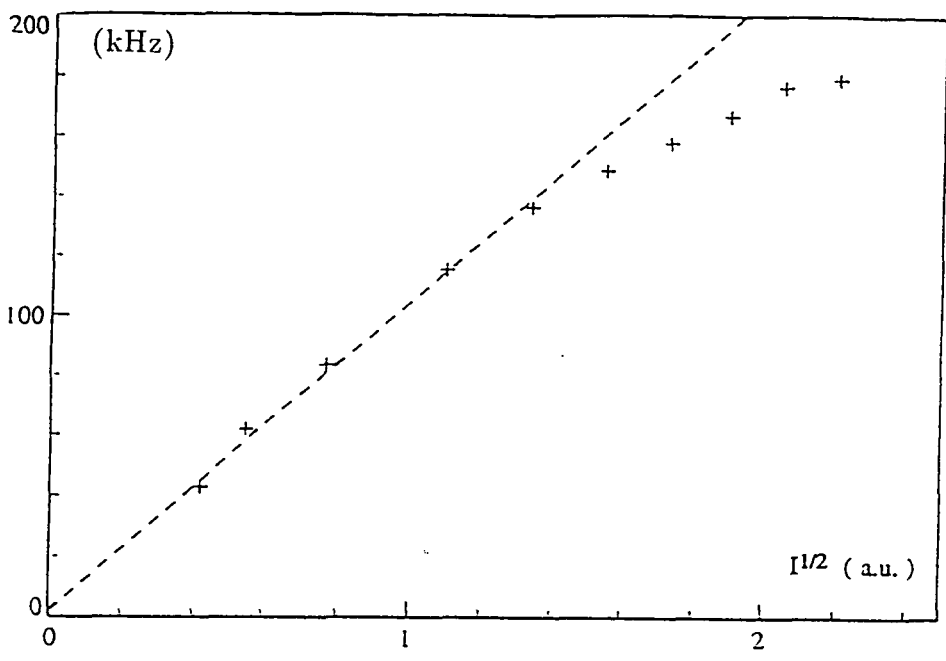


Figure VI-3 : Variation de la position des résonances Raman en fonction de la racine carrée de l'intensité des faisceaux mélasse. A faible saturation, nous obtenons une dépendance linéaire en accord avec les variations de la fréquence d'oscillation en fonction de l'intensité.

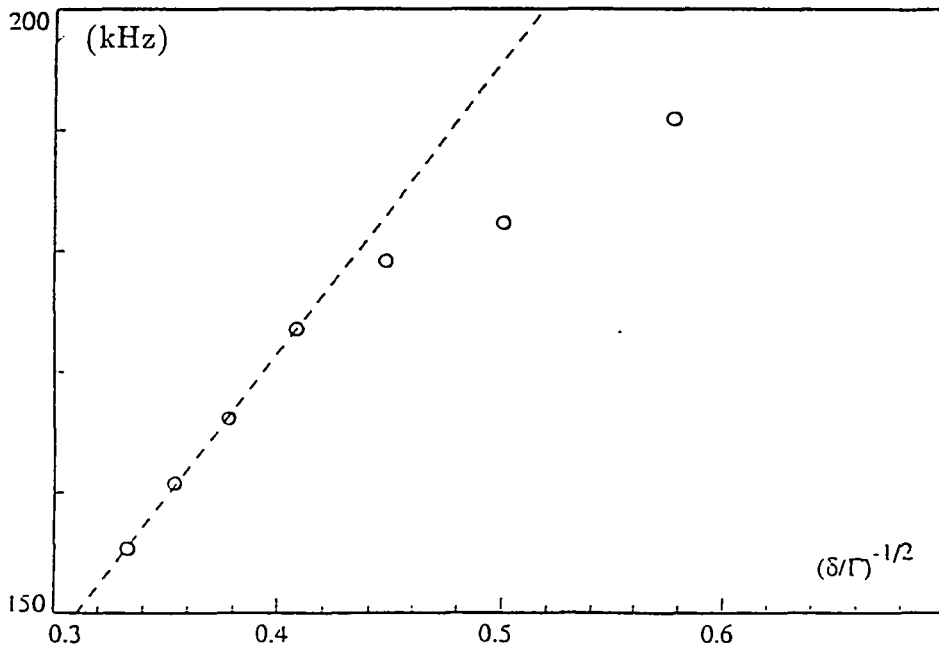


Figure VI-4 : Variation de la position des résonances Raman en fonction de $\sqrt{1/\delta_L}$. La dépendance linéaire obtenue à faible saturation est en accord avec $\Omega_{osc} \propto \sqrt{1/\delta_L}$.

décroissance de ces cohérences. L'élément de matrice dans (VI.C.11) représente le couplage Raman entre les différents niveaux vibrationnels. Ce couplage, pour les niveaux profonds, est de l'ordre de :

$$\langle \varphi_n | ikZ - k^2 Z^2 | \varphi_{n'} \rangle \quad (\text{VI.C.12})$$

où on a négligé les termes d'ordre supérieur à deux.

Le premier terme de (VI.C.12), c'est-à-dire $\langle \varphi_n | kZ | \varphi_{n'} \rangle$, est responsable des transitions $\Delta n = \pm 1$ alors que le deuxième $\langle \varphi_n | k^2 Z^2 | \varphi_{n'} \rangle$ induit des transitions $\Delta n = \pm 2$. Pour les niveaux vibrationnels les plus bas, le rapport entre les deux termes est de l'ordre de $k\Delta Z \sim \left(\frac{E_R}{U_0}\right)^{1/4}$. Nous pouvons donc écrire la formule suivante pour le signal Raman en gain ($\delta_s < 0$).

$$S(\delta_s < 0) = N \frac{II_s}{\delta_L^2} \sum_n \frac{\Gamma_{n,n+1}^{\text{eff}} |\langle \varphi_n | kZ | \varphi_{n+1} \rangle|^2}{\left(\frac{\Delta E_n^{(1)}}{\hbar} + \delta_s\right)^2 + \left(\frac{\Gamma_{n,n+1}^{\text{eff}}}{2}\right)^2} (\Pi_n - \Pi_{n+1}) \\ + \frac{\Gamma_{n,n+2}^{\text{eff}} |\langle \varphi_n | k^2 Z^2 | \varphi_{n+2} \rangle|^2}{\left(\frac{\Delta E_n^{(2)}}{\hbar} + \delta_s\right)^2 + \left(\frac{\Gamma_{n,n+2}^{\text{eff}}}{2}\right)^2} (\Pi_n - \Pi_{n+2}) \quad (\text{VI.C.13a})$$

$$\Delta E_n^{(1)} = E_{n+1} - E_n \sim \Omega_{\text{osc}}, \quad \Delta E_n^{(2)} = E_{n+2} - E_n \sim 2\Omega_{\text{osc}} \quad (\text{VI.C.13b})$$

Nous remarquons donc que la résonance autour de Ω_{osc} est la somme de plusieurs lorentziennes centrées autour de Ω_{osc} avec des poids différents et des largeurs différentes. En principe, dans le cas où le potentiel n'est pas très profond (peu d'états liés), cette résonance doit comporter des structures liées à l'anharmonicité de ce dernier (somme de lorentziennes centrées à des fréquences différentes de Ω_{osc}). Malheureusement, nous n'avons pas été capables d'observer cette structure, car elle n'apparaît qu'à très grand désaccord ($\delta_L < -20\Gamma$) et à s très petit, c'est-à-dire quand le signal a considérablement diminué $\left(S \propto \frac{1}{\delta_L^2}\right)$.

A partir de (VI.C.13), nous pouvons déduire une loi de variation du rapport entre l'amplitude S_2 du signal dû aux transitions $\Delta n = +2$ et l'amplitude S_1 des transitions $\Delta n = \pm 1$.

$$\frac{S_2}{S_1} \propto \sqrt{\frac{E_R}{U_0}} \quad (\text{VI.C.14})$$

Ce rapport doit donc augmenter avec le désaccord δ_L . Nous avons qualitativement vérifié cette propriété pour des désaccords allant de -3Γ à -9Γ .

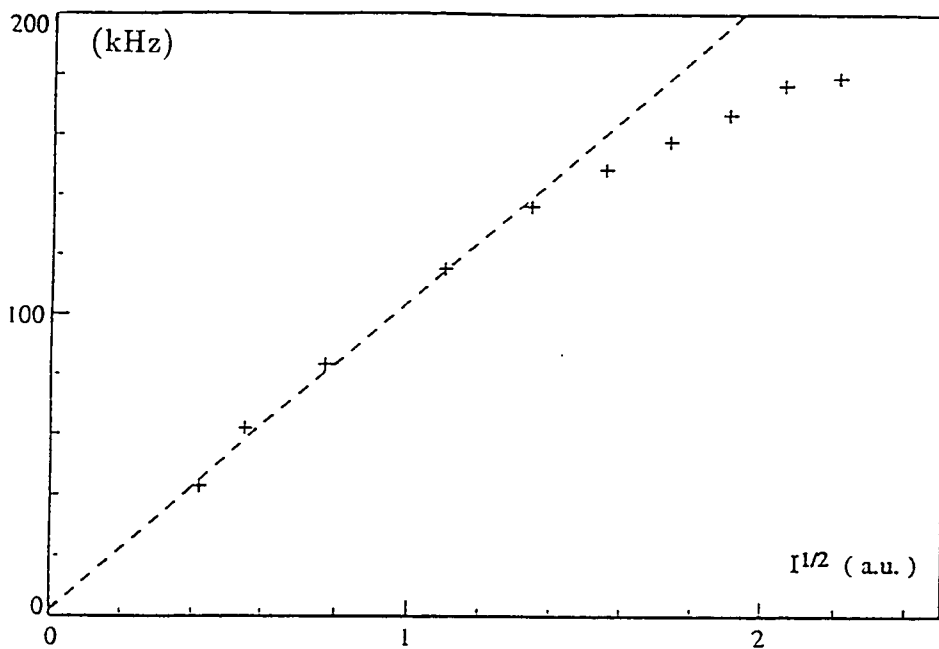


Figure VI-3 : Variation de la position des résonances Raman en fonction de la racine carrée de l'intensité des faisceaux mélasse. A faible saturation, nous obtenons une dépendance linéaire en accord avec les variations de la fréquence d'oscillation en fonction de l'intensité.

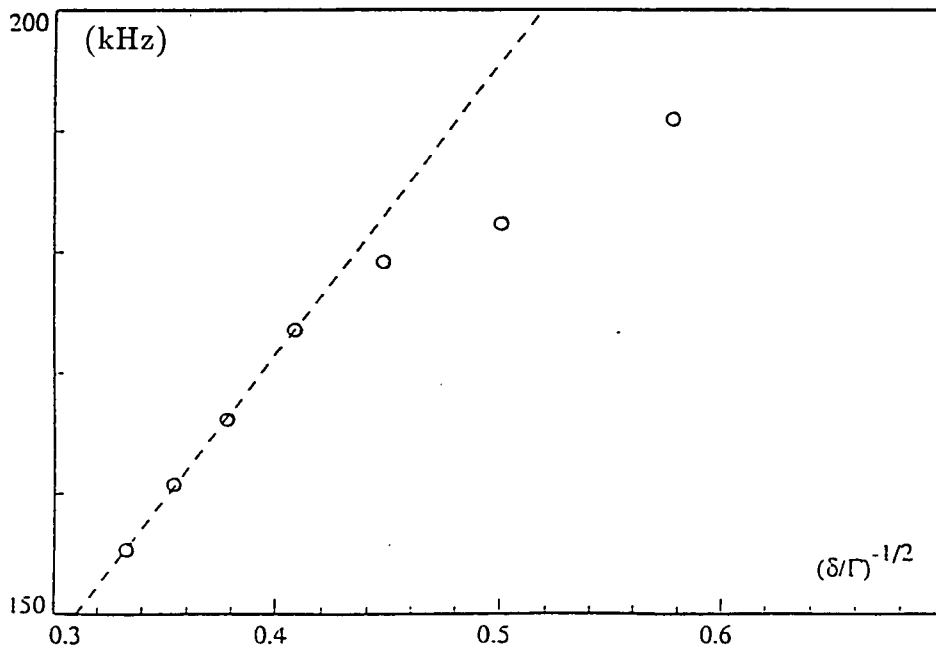


Figure VI-4 : Variation de la position des résonances Raman en fonction de $\sqrt{1/\delta_L}$. La dépendance linéaire obtenue à faible saturation est en accord avec $\Omega_{osc} \propto \sqrt{1/\delta_L}$.

3) Variations de la fréquence d'oscillation en fonction des paramètres de la mélasse

Nous avons tracé sur les figures VI-3 et VI-4 les variations de la position des résonances Raman en fonction des paramètres I et δ_L des faisceaux pompes. Nous obtenons une variation en $(I/\delta_L)^{1/2}$ à mieux que 10 % près pour les faibles saturations. Ceci est en accord avec la formule théorique donnant la fréquence d'oscillation dans le cadre de l'approximation harmonique.

$$\Omega_{\text{osc}} = \sqrt{\frac{4E_R}{\hbar} |\delta_L| s} \sim 148 \sqrt{\frac{\Omega^2}{|\delta_L| \Gamma}} \text{ (kHz)} \quad (\text{VI.C.15})$$

D - Résonances Rayleigh

Revenons maintenant sur l'interprétation des résonances Rayleigh qui apparaissent sur les spectres de transmission autour de $\omega_s = \omega_L$. Lorsqu'on étudie l'interaction d'un atome avec les ondes pompes, on trouve un état d'équilibre et divers temps caractéristiques pour atteindre cet équilibre. La sonde vient perturber cet état et les ondes pompe subissent une diffraction sur les modifications induites. Les interférences de ces ondes diffractées avec la sonde expliquent le transfert d'énergie observé. La forme de cette résonance Rayleigh dépend des modes excités par la sonde et donc dépend de la polarisation de la sonde. Pour une étude théorique détaillée nous renvoyons le lecteur à la thèse de J.-Y. Courtois.

1) Modifications des populations en présence de la sonde

En présence des seules ondes pompes, nous avons vu que les déplacements lumineux se mettent sous la forme (I.B.4), c'est-à-dire :

$$U_{\pm}^{(0)}(z) = -\frac{U_0}{2}(2 \mp \cos 2kz) \quad (\text{VI.D.1})$$

Ces déplacements lumineux jouent le rôle d'énergie potentielle pour le mouvement des

atomes : ils déterminent les niveaux d'énergie vibrationnelle et les populations stationnaires de ces niveaux $\Pi_{n,\pm}^{(0)}(U_0)$.

Nous allons évaluer les modifications des déplacements lumineux dues à la présence d'une onde sonde et en déduire les modifications $\delta\Pi_{n,\pm}$ à l'ordre le plus bas. La sonde E_s de fréquence $\omega_s = \omega_L + \delta_s$ se propage dans la direction Oz . La polarisation linéaire de cette sonde \hat{e}_s peut être parallèle (le long de Ox) ou orthogonale (le long de Oy) à celle de l'onde pompe copropageante. Dans la suite, nous utiliserons la notation \parallel et \perp pour différencier les deux cas de polarisation et nous nous limiterons, pour toutes les quantités rencontrées, au développement au premier ordre en ε , petit paramètre défini par :

$$\varepsilon = \frac{\mathcal{E}_s}{\mathcal{E}_0} = \frac{\Omega_s}{\Omega} \ll 1 \quad (\text{VI.D.2})$$

Le nouveau hamiltonien du système est un peu plus compliqué et dépend du choix de polarisation de la sonde. Les modifications des potentiels lumineux s'écrivent :

$$U_{\pm\parallel}^{(1)}(z, t) = -\varepsilon \frac{U_0}{2} (2\cos(\delta_s t) \mp \cos(2kz - \delta_s t)) \quad (\text{VI.D.3a})$$

$$U_{\pm\perp}^{(1)}(z, t) = -\varepsilon \frac{U_0}{2} (2\sin(2kz - \delta_s t) \mp \sin(\delta_s t)) \quad (\text{VI.D.3b})$$

A partir de (VI.D.3a), on peut montrer que dans le cas \parallel , les puits de potentiel U_+ et U_- sont modifiés de la même manière : $\forall t$, les puits sont translatés de la même quantité et ont la même profondeur (figure VI-5). Nous pouvons donc affirmer qu'à tout instant il y a variation des populations des niveaux vibrationnels (elles essayent de s'adapter à la nouvelle forme du potentiel) sans qu'il y ait de transfert global de population des puits U_+ vers les puits U_- (ou l'inverse). Nous avons donc uniquement une distribution de population à l'intérieur de chaque puits entre les divers niveaux vibrationnels n :

$$\delta\Pi_{n,+}^{\parallel} = \delta\Pi_{n,-}^{\parallel} \neq 0 \quad (\text{VI.D.4a})$$

$$\sum_n \delta\Pi_{n,+}^{\parallel} = \sum_n \delta\Pi_{n,-}^{\parallel} = 0 \quad (\text{VI.D.4b})$$

En revanche, dans la configuration \perp , les potentiels U_+ et U_- sont différemment modifiés par la sonde : les déplacements des puits et les modifications des profondeurs sont opposés. Par conséquent, les populations des niveaux sont à tout instant changées pour s'adapter à la nouvelle forme de potentiel qui, contrairement au cas précédent, requiert un transfert net de population des puits U_+ vers les puits U_- (et l'inverse) :

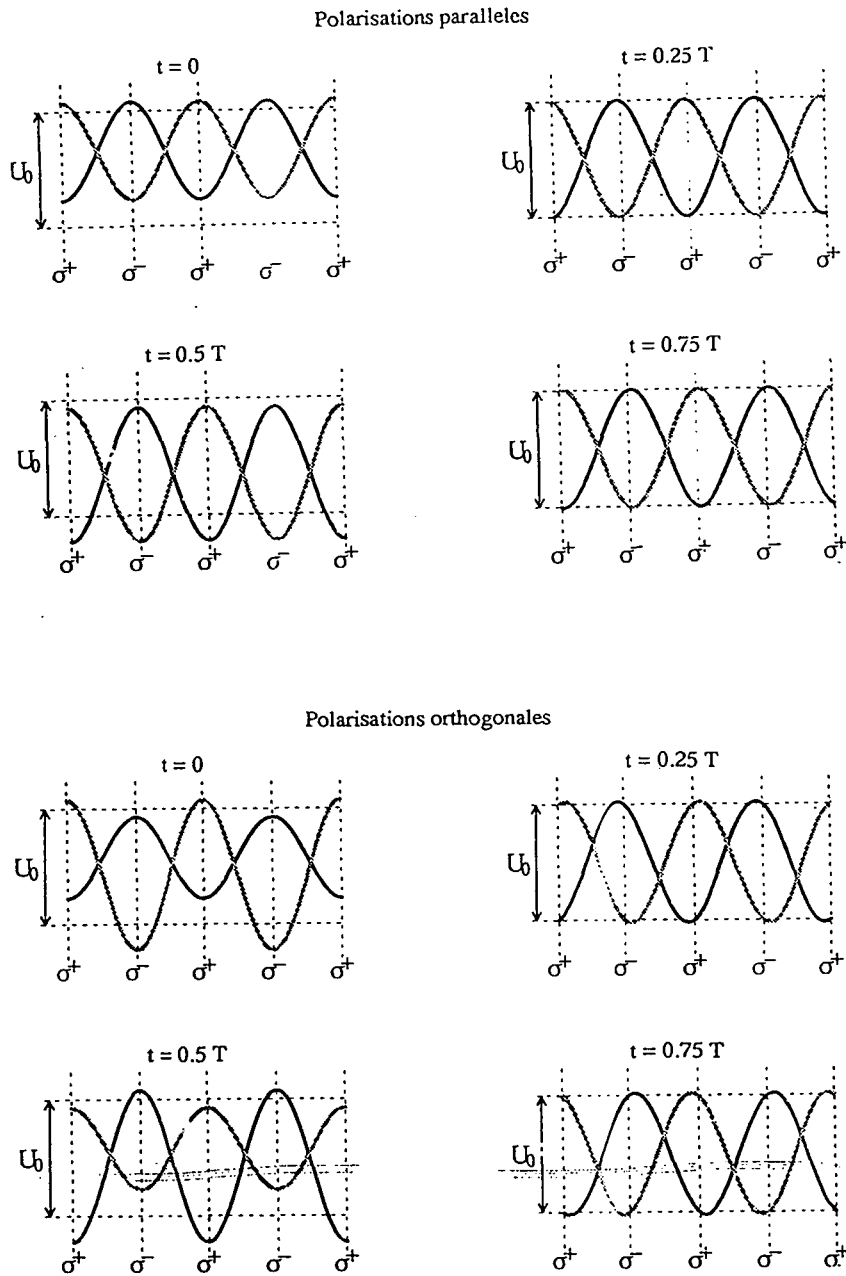


Figure VI-5 : Modification des potentiels induits par la sonde. La courbe de potentiel noire (respectivement grise) correspond au sous-niveau Zeeman $|g, +\rangle$ (respectivement $|g, -\rangle$). La polarisation locale du champ de mélasse est indiquée. Nous avons représenté les potentiels à quatre instants différents durant une période $T = 2\pi / |\omega_s - \omega_L|$. A $t = 0$ et $t = T/2$ la profondeur des potentiels est modifiée et à $t = T/4$ et $t = 3T/4$ les potentiels lumineux sont translatés dans l'espace. (a) cas \parallel . Les potentiels associés aux deux sous-niveaux Zeeman sont modifiés de la même manière. (b) cas \perp . Les modifications sont en opposition de phase de telle manière que les changements de population sont opposés dans deux puits voisins.

$$\sum_n \delta\Pi_{n,+}^\perp = - \sum_n \delta\Pi_{n,-}^\perp \quad (\text{VI.D.5})$$

Dans ce cas, une magnétisation globale modulée dans le temps apparaît dans le milieu.

Remarque

Puisque ces changements de potentiel dépendent du temps, on est amené à étudier un régime forcé où les populations cherchent à s'adapter au nouveau potentiel avec un temps caractéristique de retour à l'équilibre souvent long. Comme dans tout régime forcé la modification des populations ne sera importante que si la fréquence de modulation δ_s est de l'ordre de grandeur des taux d'amortissements.

Dans le cas parallèle, les niveaux les plus profonds contribuent majoritairement. Les temps de réponse sont alors très longs et les résonances très étroites. En revanche, dans le cas orthogonal tous les niveaux vibrationnels sont impliqués et les transferts de population entre états internes différents se font d'une manière rapide pour les niveaux vibrationnels les moins liés. Les résonances sont alors plus larges.

2) Signal détecté

Nous avons montré dans l'Appendice C du chapitre précédent que le signal de transmission de la sonde est proportionnel à :

$$S\alpha T_r \left(\Lambda_n \sigma_{gg}^{(1)} \right) = \langle \Lambda_n \rangle^{(1)} \quad (\text{VI.D.6})$$

où $\sigma_{gg}^{(1)}$ est la modification de la matrice densité atomique induite par la sonde à l'ordre le plus bas et Λ_n est l'opérateur absorption d'un photon des ondes pompes, émission d'un photon sonde.

En utilisant une démarche similaire à l'Appendice C, nous pouvons établir l'expression de Λ_n (dans le cas de la transition $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$) :

$$\Lambda_{//} = \frac{2}{3} \left(I - \frac{J_z}{\hbar} e^{-2ikZ} \right) \quad (\text{VI.D.7a})$$

$$\Lambda_{\perp} = \frac{2i}{3} \left(\frac{J_z}{\hbar} - I e^{-2ikZ} \right) \quad (\text{VI.D.7b})$$

Dans l'expression de Λ_n , le terme en e^{-2ikZ} est lié à l'interaction de l'onde pompe qui se propage dans le sens opposé à la sonde avec les modulations induites par cette dernière. Les termes indépendants de la position représentent la contribution de l'onde pompe qui se propage dans le même sens.

a) *Cas de la polarisation parallèle*

Le signal dans cette configuration est proportionnel à :

$$\langle \Lambda_{//} \rangle^{(1)} = \sum_{n,\pm} \delta\Pi_{n,\pm}'' \langle \varphi_{n,\pm} | \Lambda_{//} | \varphi_{n,\pm} \rangle \quad (\text{VI.D.8a})$$

$$= \frac{2}{3} \sum_{n,\pm} \delta\Pi_{n,\pm}'' - \frac{2}{3} \sum_{n,\pm} \delta\Pi_{n,\pm}'' \left\langle \varphi_{n,\pm} \left| e^{-2ikZ} \frac{J_z}{\hbar} \right| \varphi_{n,\pm} \right\rangle \quad (\text{VI.D.8b})$$

Le premier terme dans (VI.D.8b) est nul puisqu'on a conservation de la population totale dans l'état fondamental. La structure centrale sur le spectre de transmission (figure VI-2a) résulte uniquement de la diffusion vers l'arrière de l'onde contre-propageante sur le réseau de magnétisation modulée dans le temps créé par la sonde.

En absence de la sonde, à cause de la localisation des atomes au fond des puits de potentiel associés aux niveaux internes $|\pm\rangle$, le nuage atomique dans une mélasse $\text{Lin} \perp \text{Lin}$ apparaît comme un milieu antiferromagnétique [70] dont la magnétisation ($m^{(0)}(z) = \cos 2kz$) est alternativement positive et négative chaque $\frac{\lambda}{4}$. En présence de la sonde, la magnétisation garde la même symétrie, à savoir une invariance par translation $\frac{\lambda}{4}$ avec inversion de signe, mais présente une modulation temporelle d'amplitude à la période $2\pi/\delta_s$. La diffusion vers l'arrière de l'onde pompe "contre-propageante" sur cette magnétisation modulée va produire une onde dont la direction de propagation, la fréquence et la polarisation sont identiques à celle de la sonde pouvant ainsi interférer avec elle. La phase de l'onde diffusée varie avec le signe de la magnétisation. Elle change de signe chaque $\frac{\lambda}{4}$. L'origine de ce changement de phase s'explique par le fait que le processus physique mis en jeu est une rotation "Faraday" de la polarisation de la pompe "contre-propageante" autour de la magnétisation. Le sens de rotation de cette polarisation détermine le signe de sa composante suivant la direction de polarisation de la sonde. Comme ce sens de rotation change quand la magnétisation est inversée, l'amplitude de l'onde diffusée change de signe chaque $\frac{\lambda}{4}$. Ce déphasage de π est compensé par

un déphasage ($= \pi$) dû à la propagation de l'onde contre-propageante entre deux plans de magnétisation distants de $\frac{\lambda}{4}$. L'onde diffusée vers l'arrière peut donc interférer constructivement avec l'onde sonde. Il y a alors un échange d'énergie entre les deux ondes [62] qui se traduit par une absorption ou une amplification de la sonde suivant le signe du désaccord δ_s sur des plages de l'ordre de l'inverse du temps de réponse atomique.

Pour avoir une interférence constructive efficace pour l'onde diffusée, il faut que les atomes soient bien localisés au fond des puits (chaque $\frac{\lambda}{4}$). En effet, si on prend la fonction d'onde d'une bande d'indice n élevé, la diffusion peut avoir lieu en n'importe quelle position et le déphasage lié à la propagation ne va plus compenser le changement de signe qui accompagne l'inversion de magnétisation.

Une autre interprétation consiste à remarquer que le signal est proportionnel à une somme de termes faisant intervenir des éléments de matrice du type :

$$\langle \varphi_n | e^{-2ikZ} | \varphi_n \rangle \quad (\text{VI.D.9})$$

Puisqu'en représentation p , l'opérateur e^{-2ikZ} est équivalent à une translation de $2\hbar k$, l'élément de matrice (VI.D.9) n'a une contribution importante que pour les fonctions d'onde n ayant une largeur $\Delta p \gg \hbar k$. Ces fonctions d'ondes ne sont autres que celles des niveaux bien localisés $\Delta z \ll \lambda$ qui ont des constantes de temps d'évolution très longues.

L'existence de la résonance centrale étroite dans le spectre de la figure montre donc :

- l'existence d'états bien localisés au fond des puits de potentiel ;
- l'existence d'un ordre spatial à grande échelle avec une structure antiferromagnétique pour la magnétisation.

b) Cas de la polarisation orthogonale

Dans ce cas, le signal est proportionnel à :

$$\begin{aligned} \langle \Lambda_{\perp} \rangle^{(1)} &\sim \sum_{n,\pm} \delta \Pi_{n,\pm}^{\perp} \langle \varphi_{n,\pm} | J_z / \hbar | \varphi_{n,\pm} \rangle - \sum_{n,\pm} \delta \Pi_{n,\pm}^{\perp} \langle \varphi_{n,\pm} | e^{-2ikZ} | \varphi_{n,\pm} \rangle \\ &\sim \sum_n \delta \Pi_{n,\pm}^{\perp} \langle J_z / \hbar \rangle - \sum_n \delta \Pi_{n,\pm}^{\perp} \langle \varphi_n | e^{-2ikZ} | \varphi_n \rangle \end{aligned} \quad (\text{VI.D.10})$$

Le premier terme, dû à l'onde pompe qui se propage dans le même sens que la sonde, est sensible à la magnétisation globale modulée induite par cette sonde. La magnétisation globale, nulle en absence de la sonde, apparaît à cause des transferts de population entre niveaux internes. Le milieu devient optiquement actif et provoque ainsi une rotation Faraday de la polarisation de l'onde pompe se propageant dans le même sens qui peut maintenant interférer constructivement avec la sonde. Puisque la localisation n'intervient pas dans ce processus, tous les états vibrationnels contribuent au signal et le temps caractéristique est de l'ordre du temps de pompage optique. La deuxième contribution est liée au réseau de densité de période $\frac{\lambda}{2}$ qui accompagne le transfert de population d'un puits à un autre. L'onde pompe qui a une polarisation parallèle à la sonde et qui va dans le sens contraire, subit une diffraction de Bragg sur ce réseau et crée une onde qui peut interférer avec la sonde. Puisque la période du réseau est $\frac{\lambda}{2}$, la diffraction de Bragg vers l'arrière est constructive. En effet, le déphasage, lié à la propagation, entre deux plans consécutifs distant de $\frac{\lambda}{2}$ est égal à 2π . Cette diffraction fait intervenir la localisation des atomes. Seuls les niveaux localisés, qui ont des constantes de temps d'évolution longues, contribuent au signal.

On peut conclure que la résonance centrale dans le cas orthogonal est la somme de deux contributions, une large et une étroite, ce qui explique la forme inhabituelle en falaise.

E - Etude d'une mélasse Sisyphe assistée par champ magnétique

Une autre situation expérimentale simple conduisant à un effet Sisyphe peut être obtenue avec une onde stationnaire $\sigma^+ - \sigma^+$ à gradient d'intensité et un faible champ magnétique transverse : c'est l'effet MASE (Magnetically Assisted Sisyphus Effect) [30,64,65]. Nous montrons dans la lettre qui suit que dans cette situation également, il est possible d'observer la quantification du mouvement atomique.

Quantized Atomic Motion in 1D Cesium Molasses with Magnetic Field.

B. LOUNIS(*), P. VERKERK(**), J.-Y. COURTOIS(**)
C. SALOMON(*) and G. GRYNBERG(**)

(*) *Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure
24 rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05*

(**) *Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure
Université Pierre et Marie Curie - Case 74, F-75252 Paris Cedex 05*

(received 6 August 1992; accepted in final form 16 October 1992)

PACS. 32.80P – Optical cooling of atoms; trapping.

PACS. 42.65F – Phase conjugation.

PACS. 42.65C – Stimulated Raman scattering and spectra; CARS; stimulated Brillouin and stimulated Rayleigh scattering and spectra.

Abstract. – We report the observation of quantized energy levels for the motion of cesium atoms in optical molasses consisting of two counterpropagating σ^+ beams and a small transverse magnetic field. The observation of overtones proves the existence of at least four bound states in each optical potential well. The absorption spectrum is dramatically modified when an additional longitudinal magnetic field is applied. In particular, a population inversion between quantized levels is observed.

Two recent papers have shown that the motion of an atom in the polarization gradient of a laser standing wave may be quantized [1, 2]. These two experiments were done in a lin \perp lin 1D optical molasses (two counterpropagating beams with orthogonal linear polarizations). For this situation, the laser wave induces a spatial modulation of the light shifts of the ground-state Zeeman sublevels leading to an optical potential for the atomic motion and thus to a discrete set of quantized vibrational levels v in this potential [3]. In the first experimental observations, transitions $\Delta v = 1$ between adjacent vibrational levels were observed either by stimulated [1] or spontaneous [2] Raman transitions. By contrast the overtones, for which $\Delta v \geq 2$, were not clearly distinguishable in those experiments. We report here the results of an experiment performed with another polarization configuration where the light shifts are also spatially modulated. This is the MASE configuration [4-7] (magnetically assisted Sisyphus effect) consisting of two counterpropagating beams having the same σ^+ polarization in the presence of a small transverse magnetic field. We show that quantized vibrational levels are also present in the MASE configuration. The observation of several overtones up to $\Delta v = 3$ demonstrates the existence of at least four bound states in the same potential well.

Our experiment is done by monitoring both the transmission of a weak probe beam and the

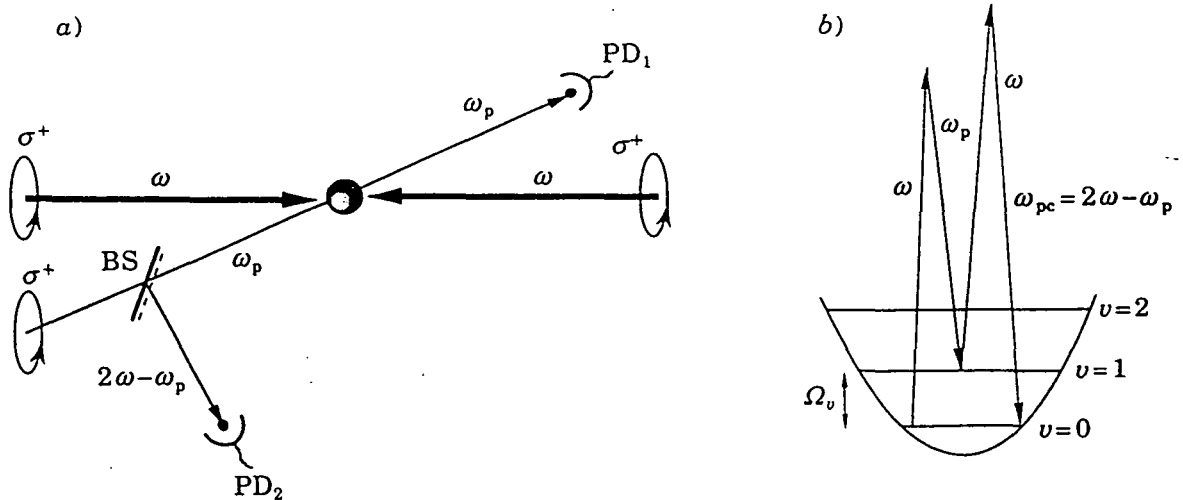


Fig. 1. - a) Experimental set-up. Cold atoms released from a magneto-optical trap are illuminated by a σ^+ -polarized standing wave in the presence of a small transverse magnetic field (B_T) and by a weak σ^+ probe beam. Both the probe transmission and the phase-conjugate signal are recorded simultaneously. The angle between probe and pump beams is 5° and has been exaggerated for clarity in the figure. b) The four-wave mixing process is resonantly enhanced when $\omega_p - \omega$ is equal to the spacing between two vibrational levels in the potential well.

four-wave mixing generation in a phase conjugation geometry [8]. Phase conjugation is indeed a very interesting detection method because it is strongly enhanced when the difference between probe and pump frequencies is equal to an excitation energy of the atom in the optical-potential well. Phase-conjugate reflectivities as large as 2% have been measured on these resonances which demonstrate the very large nonlinearity of this dilute ultra-cold gas at a density of $(10^{11} \div 10^{12})$ atoms/cm³. Such a measurement corresponds to a nonlinear susceptibility of $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ e.s.u. which is a very large value in nonlinear optics [9].

The 1D optical molasses is obtained in a transient way by the method described in [1]. About 10^8 cesium atoms are cooled and trapped in a magneto-optical trap. After this loading phase, the inhomogeneous magnetic field is switched off and the intensity of each trapping beam (8 mW/cm^2) is reduced to a very low value ($\sim 0.5\%$ of the initial value). A pump wave of frequency ω made of two counterpropagating σ^+ beams and a travelling σ^+ probe beam of frequency ω_p making a 5° angle with the pump wave are then switched on (fig. 1). All laser beams are derived from a frequency-stabilized diode laser and are independently tuned to the red side of the $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ transition. Intensities for the pump and probe beams are, respectively, $I = 10 \text{ mW/cm}^2$ and $I_p = 0.1 \text{ mW/cm}^2$ for all experiments reported here. The probe transmission is detected by photodiode PD₁ and the four-wave mixing phase-conjugate signal generated in the direction opposite to the probe beam is detected by photodiode PD₂ (fig. 1a)). The reflected beam originates from a four-wave mixing process where two photons of frequency ω are absorbed in the pump wave, one photon is emitted in the probe wave (ω_p) and another one in the conjugate wave (fig. 1b)). Such a four-wave mixing process is resonantly enhanced when $\omega_p - \omega$ coincides with a Bohr frequency associated with two vibrational energy levels in the same potential well. The intensity of the phase-conjugate emission *vs.* ω_p gives thus access to the energy spectrum of the potential. In these experiments the standing wave of frequency ω plays several roles: first, it induces the spatially modulated light shifts which give rise to the optical potential in which the atomic

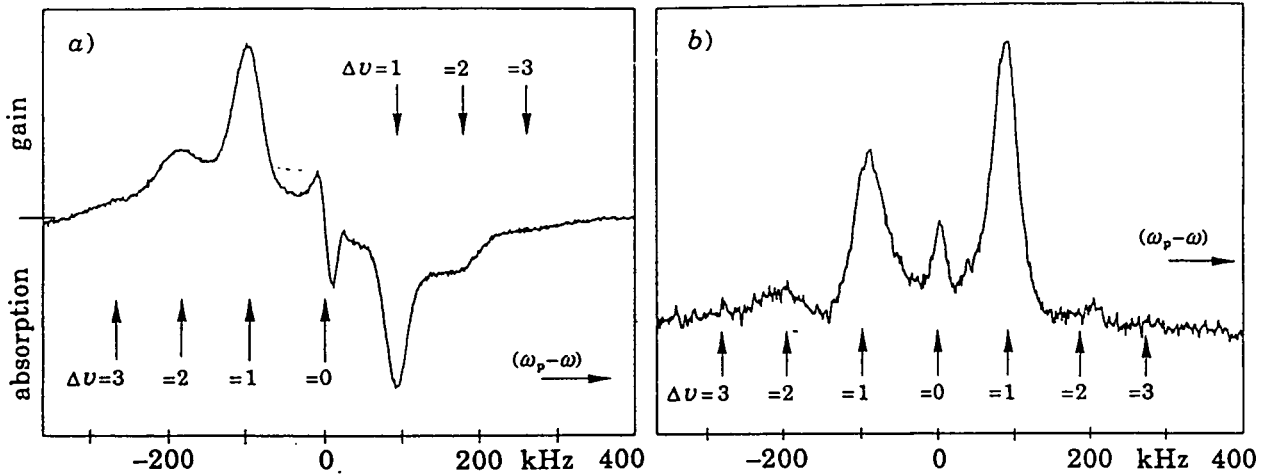


Fig. 2. - a) Probe transmission vs. $\omega_p - \omega$ for a pump detuning $\Delta = -9\Gamma$ and a transverse field $B_T = 0.04$ G. Stimulated Raman transitions with $\Delta\nu = 1, 2, 3$ appear, indicating the existence of at least four bound states in the same potential well. The central narrow (17 kHz) line is a Rayleigh resonance which is a signature of a large-scale spatial order and long T_1 relaxation times in the atomic medium. b) Corresponding phase conjugation intensity.

motion is quantized; second, it provides through optical pumping the damping mechanism for the atomic velocity; finally, it gives pump photons for the four-wave mixing process.

In fig. 2 we show simultaneous recordings of the probe transmission (fig. 2a)) and of the phase-conjugate reflectivity (fig. 2b)) vs. $\omega_p - \omega$, for a detuning from resonance $\Delta = -9\Gamma$ ($\Gamma/2\pi = 5.3$ MHz), a resonance Rabi frequency of 2Γ and a transverse magnetic field $B_T = 0.04$ G. Several resonances appear in these spectra. The lateral resonances of fig. 2a) are symmetrically located around $\omega_p = \omega$ and correspond to probe amplification for $(\omega_p - \omega) < 0$ and absorption for $(\omega_p - \omega) > 0$. As in [1], we attribute these resonances to stimulated Raman transitions between vibrational states of the atom in the most light-shifted Zeeman sublevel ($m_F = +4$). The distance between the two $\Delta\nu = 1$ sidebands is simply twice the vibration frequency Ω_v and it varies as $(I/\Delta)^{1/2}$. The width of these sidebands (~ 35 kHz) is nearly one order of magnitude smaller than the optical-pumping rate. As shown in [1, 10], this surprising result is due to a dramatic lengthening of the relaxation times of the populations and coherences of the lowest-lying states because of the confinement on a scale much smaller than λ . The overtones $\Delta\nu = 2$ are clearly visible and even $\Delta\nu = 3$ may be distinguished. Their position at $2\Omega_v$ and $3\Omega_v$ indicates that the bottom of the wells has no significant anharmonicity. One may wonder why overtones are easier to observe in the MASE situation than in the lin \perp lin molasses. A first reason is that the MASE experiment is achievable at a larger detuning where the widths of the resonances are expected to be narrower, while keeping a significant value for the oscillation frequency. A second reason is that in the lin \perp lin molasses, all the parameters relative to eigenlevels and eigenstates (position, matrix elements, relative population, etc.) depend on only one parameter $E_R/\hbar\Delta'$ (where E_R is the recoil energy and Δ' is the light shift) [3]. In particular, the relative intensity of the overtones $I(\Delta\nu = 2)/I(\Delta\nu = 1)$ is predicted to be an increasing function of $E_R/\hbar\Delta'$ [10]. Indeed, we have observed the overtone $\Delta\nu = 2$ in the lin \perp lin situation by decreasing the intensity or increasing the detuning, but the range that we can explore is limited because, in these conditions, the signal decreases rapidly and becomes hardly distinguishable from the central resonance. By contrast, in the MASE situation, there are two independent parameters $E_R/\hbar\Delta'$ and $E_R/\hbar\Omega_T$ (where Ω_T is the Larmor frequency associated with the

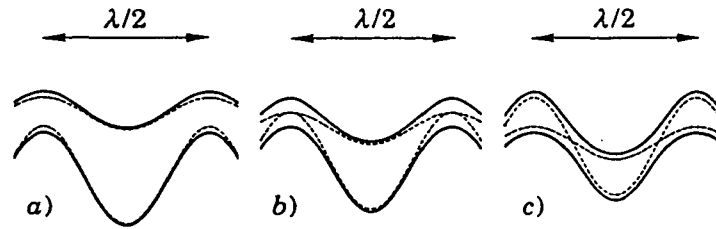


Fig. 3. - Effect of a longitudinal magnetic field on the ground-state optical potentials of a $J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$ system in the MASE configuration. $E_R/\hbar\Delta' = 0.01$, $E_R/\hbar\Omega_T = 0.03$. $E_R/\hbar\Omega_L$ associated with the longitudinal magnetic field is: a) -0.03 , b) 0.0 , c) $+0.03$. The dashed lines represent the optical potentials in the absence of transverse magnetic field.

transverse magnetic field). One can thus adjust the two parameters to optimize the intensities of the overtones. Another interesting feature of these spectra is the very narrow Rayleigh resonance which, by analogy with [1,10], can be attributed to a backward scattering of one pump beam on the periodic modulation of the atomic density induced by the probe beam. This resonance is a signature of a large-scale spatial order in the atomic sample.

In another series of experiments, we have qualitatively studied the modification of the preceding spectra when a longitudinal magnetic field B_L is applied to the molasses. A very different behaviour is expected according to the sign of B_L . We have plotted in fig. 3 the new optical potentials resulting from the light shifts and the magnetic interaction for a $J = 1/2 \rightarrow J' = 3/2$ transition. In fig. 3b), $B_L = 0$ while two opposite values have been taken for fig. 3a) and c). From fig. 3a), it can be seen that the longitudinal magnetic field tends to move apart the optical potentials, while in fig. 3c) the anticrossings between the potentials are shifted towards the bottom of the lowest optical potential. These anticrossings are expected to strongly perturb the position and the populations of the vibrational levels in the potential wells and this will lead to completely different spectra for the probe transmission. This is actually what is observed experimentally as shown in fig. 4 where recordings obtained for $\Delta = -9\Gamma$, $B_T = 0.05$ G and $B_L = \pm 0.30$ G are presented. In the curve shown in fig. 4a) (corresponding to fig. 3c)), one even observes an inversion of the sign of the sideband resonances on the probe transmission. Because these resonances are associated with

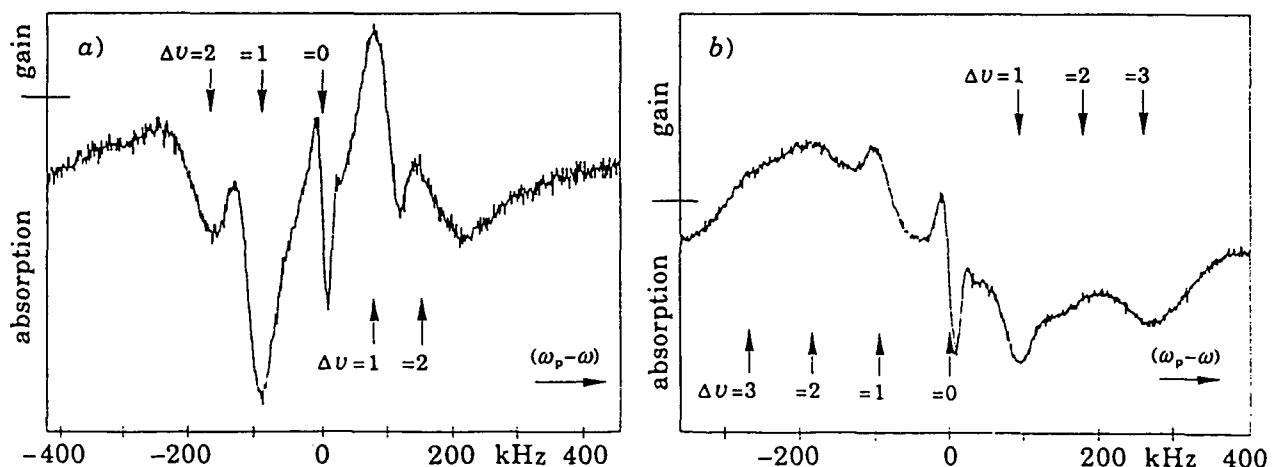


Fig. 4. - Probe transmission for a pump detuning $\Delta = -9\Gamma$, a transverse field $B_T = 0.05$ G and a longitudinal field $B_L = +0.30$ Gauss (a) and -0.30 G (b). Note the sign reversal of the stimulated Raman lines indicating a population inversion in the vibrational levels. The arrows point to the position of the Raman resonances expected for a harmonic potential.

stimulated Raman transitions, one can infer from this recording that there exists a dynamical population inversion between vibrational levels. By contrast, in the curve shown in fig. 4b) (which corresponds to fig. 3a)), a less dramatic behaviour is observed. In fact, when the magnetic field increases the gap between the two potentials, the cooling mechanism becomes less efficient. This leads to a reduction of the intensity of the $\Delta v = 1$ transitions and to a modification of the relative weights of the various transitions⁽¹⁾.

One interesting feature of the preceding experiments is the enhancement of the phase-conjugate reflectivity observed when the resonance condition between bound vibrational levels in a potential well is achieved. Such a behaviour appears to be closely related to the enhancement of nonlinear susceptibilities obtained in semiconductor quantum wells. In fact, the Sisyphus 1D optical molasses may be viewed as an atomic multiple quantum well structure. To illustrate the interest of this sample of ultra-cold atoms for nonlinear optics, we have measured the phase-conjugate reflection coefficient $R_C = (k\chi_{NL}IL)^2$ (k is the wave vector, $L \approx 1$ mm is the optical length of the molasses) to estimate the nonlinear susceptibility χ_{NL} . The maximum values of R_C in the preceding experimental conditions is $R_C \approx 2 \cdot 10^{-2}$ which corresponds to $\chi_{NL} \sim 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{V}^2$ or $2 \cdot 10^{-2}$ e.s.u. The large value of R_C makes this method particularly attractive for the study of other situations. In particular, the next step will probably be the investigation of 2D and 3D optical molasses where, by analogy with quantum wires or quantum dots, an even stronger enhancement of the nonlinear susceptibility due to a higher-dimensional confinement might be obtained.

* * *

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne is a Unité de Recherche de l'École Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associée au CNRS. Work supported in part by Collège de France and DRET (contract no. 89214).

⁽¹⁾ One can also observe in fig. 4a) and b) a background which may be due to recoil-induced resonance, *i.e.* Raman resonances between states of the continuum having different momenta. See [11].

REFERENCES

- [1] VERKERK P., LOUNIS B., SALOMON C., COHEN-TANNOUJDI C., COURTOIS J.-Y. and GRYNBERG G., *Phys. Rev. Lett.*, 68 (1992) 3861.
- [2] JESSEN P., GERZ C., LETT P., PHILLIPS W., ROLSTON S., SPREEUW R. and WESTBROOK C., *Phys. Rev. Lett.*, 69 (1992) 49.
- [3] CASTIN Y. and DALIBARD J., *Europhys. Lett.*, 14 (1991) 761.
- [4] SHEEVY B., SHANG S., VAN DER STRATEN P., HATAMIAN S. and METCALF H., *Phys. Rev. Lett.*, 64 (1990) 858.
- [5] GUPTA R., PADUA S., XIE C., BATELAAN H., BERGEMAN T. and METCALF H., *Bull. Am. Phys. Soc.*, 37 (1992) 1139.
- [6] VALENTIN C., GAGNÉ M.-C., YU J. and PILLET P., *Europhys. Lett.*, 17 (1992) 133.
- [7] EMILE O., KAISER R., GERZ C., WALLIS H., ASPECT A. and COHEN-TANNOUJDI C., to be published.
- [8] BOYD R. W. and GRYNBERG G., *Optical phase conjugation*, in *Contemporary Non Linear Optics*, edited by G. P. AGRAWAL and R. W. BOYD (Academic Press) 1992 and references therein.
- [9] BOYD R. W., *Nonlinear Optics* (Academic Press) 1992, p. 163.
- [10] COURTOIS J.-Y. and GRYNBERG G., *Phys. Rev. A*, accepted for publication.
- [11] GUO J., BERMAN P. R., DUBETSKY B. and GRYNBERG G., *Phys. Rev. A*, 46 (1992) 1426.

CHAPITRE VII

QUANTIFICATION DU MOUVEMENT ATOMIQUE

DANS LES MELASSES A 2 ET 3 DIMENSIONS

A - Introduction - Choix de la géométrie de faisceaux

Nous présentons dans ce chapitre les résultats expérimentaux de la généralisation à deux et trois dimensions de la situation "Sisyphé à une dimension" décrite dans le 6^{ème} chapitre. Rappelons d'abord les ingrédients essentiels pour l'observation de la localisation des atomes.

La première condition est l'existence d'un mécanisme de refroidissement qui permet de dissiper l'énergie cinétique des atomes avant de les localiser. Il faut aussi des potentiels lumineux modulés dans l'espace présentant des minima (puits) où les atomes peuvent être piégés et effectuer des mouvements d'oscillation. Enfin, pour que les résonances Raman aient une largeur suffisamment faible pour être aisément observables, il faut que la lumière soit polarisée circulairement au fond des puits. On a vu que dans ce cas l'atome peut y effectuer plusieurs oscillations avant de subir un cycle de pompage optique.

La configuration laser à deux dimensions a priori la plus simple est obtenue en prenant deux paires d'ondes orthogonales. Cette configuration a été étudiée expérimentalement par le groupe de T. Hänsch à Munich [71] et théoriquement par notre groupe à l'E.N.S. [72], mais pour que la localisation y soit observable, il faut contrôler les phases relatives entre les deux paires d'ondes. Afin de s'affranchir de cette contrainte, nous avons opté pour une situation plus simple utilisant le nombre minimum de faisceaux. Pour obtenir un confinement à 2 dimensions nous utilisons trois faisceaux laser. A 3 dimensions, nous utiliserons 4 faisceaux. On démontre aisément que dans ces cas un changement de phase relative entre les faisceaux déplace les puits de potentiel sans en changer la topographie. Pour s'en convaincre, il suffit d'écrire l'expression de la partie de fréquence >0 du champ laser dans le cas à n dimensions comme la superposition de

p ondes $\mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t)$

$$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1,p} \mathbf{E}_j^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1,p} \mathcal{E}_j e^{i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega_L t} e^{i\varphi_j} \hat{\mathbf{e}}_j \quad (\text{VII.A.1})$$

ou encore

$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = e^{-i\omega_L t} e^{i\varphi_p} e^{i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r}} \left(\mathcal{E}_p \hat{\mathbf{e}}_p + \sum_{j=1,p-1} \hat{\mathbf{e}}_j \mathcal{E}_j e^{i(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}} e^{i(\varphi_j - \varphi_p)} \right)$ (VII.A.2) Dans l'expression (VII.A.2) de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, le choix de l'origine des temps ($t = t' + t_0$) permet d'annuler la phase φ_p . Le choix de l'origine des espaces, $\mathbf{r} = \mathbf{r}' + \mathbf{r}_0$, nous permet d'écrire la somme qui apparaît dans (VII.A.2) sous la forme :

$$\sum_{j=1,p-1} \mathcal{E}_j e^{i(\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}'} e^{i[\varphi_j - \varphi_p + (\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}_0]} \quad (\text{VII.A.3})$$

Nous pouvons voir que les variations des phases relatives sont annulées par une translation d'espace vérifiant le système de $p - 1$ équations suivant :

$$\varphi_j - \varphi_p + (\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_p) \cdot \mathbf{r}_0 = 0 \quad (\text{VII.A.4})$$

Si on travaille dans un espace à n dimensions ($n = 1, 2, 3$), le système (VII.A.4) est un système de $(p - 1)$ équations à n variables. Pour des vecteurs $(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_j)$ indépendants $1 \leq j \leq p - 1$, il admet des solutions si :

$$p - 1 = n \quad (\text{VII.A.5})$$

En conclusion, le choix de l'origine des temps et de l'espace, nous donne $(n + 1)$ degrés de liberté qui nous permettent d'annuler les phases de $(n + 1)$ ondes par translation.

B - Mise en évidence de la cristallisation des atomes sur des réseaux induits par la lumière

Nous présentons dans ce paragraphe un article qui va paraître dans Physical Review Letters où nous décrivons l'observation de la quantification du mouvement atomique à deux et trois dimensions. Nous utilisons de nouvelles géométries de mélasse avec le nombre minimum des faisceaux qui conduisent à la cristallisation des atomes sur un réseau hexagonal à 2D et un réseau cubique centré à 3D.

Quantized Motion of Cold Cesium Atoms in Two- and Three-Dimensional Optical Potentials

G. Grynberg,⁽¹⁾ B. Lounis,⁽²⁾ P. Verkerk,⁽¹⁾ J.-Y. Courtois,⁽¹⁾ and C. Salomon⁽²⁾

⁽¹⁾*Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure, Université Pierre et Marie Curie, Case 74, T 12-E 01, F-75252 Paris CEDEX 05, France*

⁽²⁾*Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, Département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, F-75231 Paris CEDEX 05, France*

(Received 23 November 1992)

Quantization of atomic motion is observed in two- and three-dimensional cesium optical molasses by stimulated Raman spectroscopy. A new geometry is used with the minimum number of laser beams, so that the topography of the optical potential is not sensitive to phase drifts of the molasses beams. The deepest potential wells are located on hexagonal lattice in two dimensions and on a body-centered-cubic lattice in three dimensions. They correspond to purely circularly polarized light, allowing a Lamb-Dicke narrowing of the transitions between vibrational levels to occur.

PACS numbers: 32.80.Pj

Despite the rapid progress in the understanding of cold atoms [1], their behavior in three-dimensional standing waves (optical molasses) is still far from being completely understood. For example, the analogy between an optical molasses and a viscous fluid is often used [2]. In such a description, atoms appear as classical particles subjected to a damping force and to heating mechanisms due to the atom-field interaction. Many experiments involving temperature measurements or velocity damping [3] are satisfactorily described by these models. By contrast, such a description becomes questionable when accounting for localization of atoms to less than an optical wavelength in a three-dimensional (3D) molasses [4]. Moreover, recent experiments in a one-dimensional (1D) molasses have shown that a significant fraction of the atoms undergo a quantized oscillatory motion around their equilibrium position [5,6]; in addition, these experiments demonstrated that a long-range spatial order, similar to that found in crystals, but with a spatial period of the order of the optical wavelength, can occur [5,7]. A fundamental question is that of whether these new quantum systems might also be observed in higher dimensions. On the theoretical side, the extension of the band model from 1D [8] to 2D [9] is very computationally demanding. On the experimental side, it was shown in [5] that the most convenient condition for observing quantization of the atomic motion is to have a geometry for the molasses beams for which the polarization of light is purely circular at the points where the atoms experience the largest light shift: The Lamb-Dicke narrowing of the Raman transitions [10] then allows a clear separation of the vibrational lines. A possible 2D geometry is to use two linearly cross-polarized standing waves propagating in orthogonal directions. Quantization of the atomic motion has actually been observed very recently in this situation [11]. However, such a scheme requires a locking of the phase difference between the two standing waves to a particular value. Any significant shift or drift of this phase modifies the topography of the optical potential associated with the light shifts and leads to a disappearance of the vibra-

tion spectrum [11]. We present here new 2D and 3D geometries for the molasses beams where the shape of the optical potential is not sensitive to any phase drift of the molasses beams. A phase shift just induces a global translation of the optical potential which keeps the same topography. With these beam configurations, quantized atomic motion in the potential wells induced by the molasses beams is easily observed in both 2D and 3D.

Consider a molasses created by p beams in an n -dimensional space ($p > n$). The atom-field interaction induces an optical potential due to the light shifts which depends on the relative phases of the incident beams. The number of independent relative phases being $p-1$ and the number of independent space translations being n , phase drifts are equivalent to space translations as long as $p = n + 1$. Hence, a phase shift induces a global translation of the optical potential in which the atomic dynamics are unaffected as long as the phase changes remain slow on the scale of the typical atomic evolution time. To take advantage of this, one should use three beams in 2D experiments and four beams in 3D situations. Furthermore, one should look for the optical potential whose depth is maximum at points where the light polarization is purely circular, so that the lifetimes of the atoms in these wells are considerably lengthened by the very small drain to other levels [10].

The optical potentials for our molasses geometries are as follows [12]. In the 2D configuration, three coplanar beams of equal intensity, each separated by 120° [Fig. 1(a)] and linearly polarized in the plane of the beams, create a total field whose local polarization varies with space and which is perfectly circular for points located on an hexagonal lattice [Fig. 1(b)]. The light shifts being maximum at these points, one expects the atoms to be localized on this hexagonal pattern. This pattern, with its alternated σ^+ and σ^- potential wells, should lead to Sisyphus cooling [13] and to an antiferromagnetic order for the localized atoms [5]. In the 3D configuration [Fig. 2(a)], four beams travel along the threefold symmetry axes of a regular tetrahedron [14]. Three of the beams

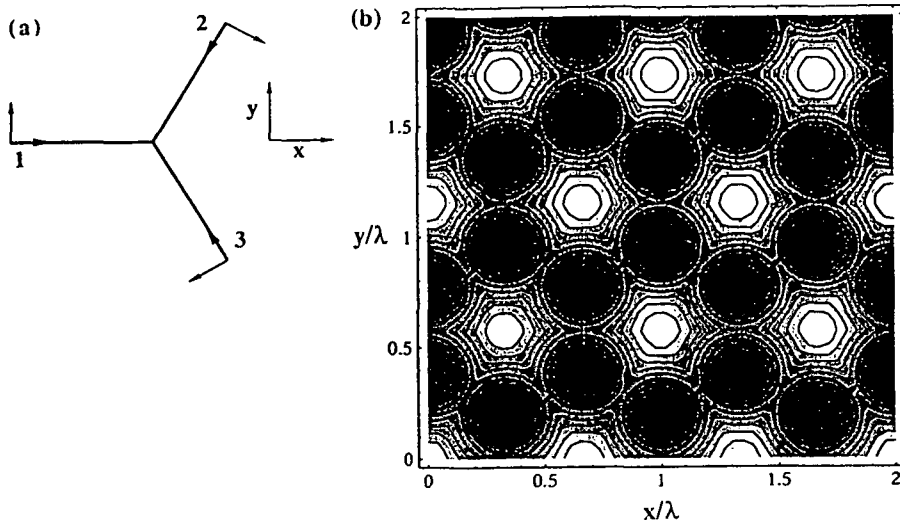


FIG. 1. Beam configuration for the 2D molasses. (a) Three coplanar beams of equal intensity have wave vectors making a 120° angle with each other. The three beams are linearly polarized in the plane of the figure. (b) Spatial dependence of the minima of the optical potential. The scale on both the x and y axes is the laser wavelength λ . The potential wells have their minima (which appear in black) on a hexagonal lattice, at points where the light polarization is purely circular.

have a linear polarization in a plane orthogonal to the propagation direction of beam 4, which is circularly polarized. The projection of this geometry onto a plane orthogonal to beam 4 looks similar to the situation of Fig. 1(a), but the addition of beam 4 breaks the symmetry be-

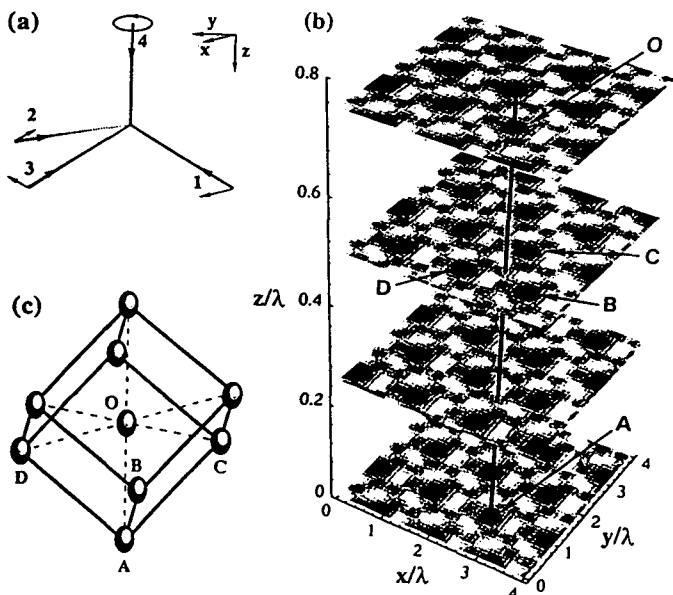


FIG. 2. Beam configuration for the 3D molasses. (a) Four beams travel along the threefold symmetry axes of a regular tetrahedron. Three equal intensity beams (1,2,3) have a linear polarization in the plane orthogonal to the propagation direction of beam 4, which is circularly polarized. (b) Minima of the optical potential (represented by the darkest zones). The potential wells have their minima on a body-centered-cubic lattice, at points where the light is σ^+ polarized. The four planes shown in the figure are perpendicular to the propagation direction of beam 4, which is a diagonal of the cubic unit cell shown in (c). The periodicity of the optical potential along the z axis is equal to $3\lambda/4$.

tween the σ^+ and σ^- potential wells. For a beam 4 σ^+ polarized, the potential wells associated with the σ^+ polarization are deeper than for σ^- , and hence the atoms are expected to be localized mainly in the σ^+ wells, which are located on a body-centered-cubic lattice [Fig. 2(b)]. Because the localized atoms have the same magnetization, this situation presents some analogy with a ferromagnetic medium [15].

We first describe the experiments performed with a 2D geometry. The principle of the probe transmission experiments is described in our earlier paper [5]: Cesium atoms are cooled and trapped in a cell magneto-optical trap [16]. After some time, both the trapping beams and the inhomogeneous magnetic field are switched off, and three molasses beams, each having an intensity $I=5$ mW/cm², and a probe beam of intensity $I_p=0.1$ mW/cm² are sent through the cloud of cold cesium atoms [Fig. 3(a)]. The transmitted probe intensity is recorded versus the frequency difference $\omega_p - \omega$ between probe and molasses beams [Fig. 3(b)]. Stimulated Raman resonances between quantized vibrational states having a width (≈ 25 kHz FWHM) much smaller than the optical pumping rate are observed. This shows that the actual lifetimes of the lowest vibrational levels are considerably lengthened in the Lamb-Dicke regime [5,10], as expected for this 2D geometry [17]. The positions of the Raman resonances of Fig. 3(b) are in good agreement with the values of the oscillation frequencies predicted from the variation of the light shifts near the bottom of the optical potential wells. In particular, we checked that the positions of the Raman lines were independent of the probe direction (the bottom of the potential wells can be described by an harmonic potential having a cylindrical symmetry), and that they varied at low saturation at $\sqrt{I/|\Delta|}$ in agreement with theory (the detuning from resonance Δ was varied from -3Γ to -16Γ where Γ is the excited state linewidth). The asymmetry between stimulated absorption and emission in Fig. 3(b) is due to the

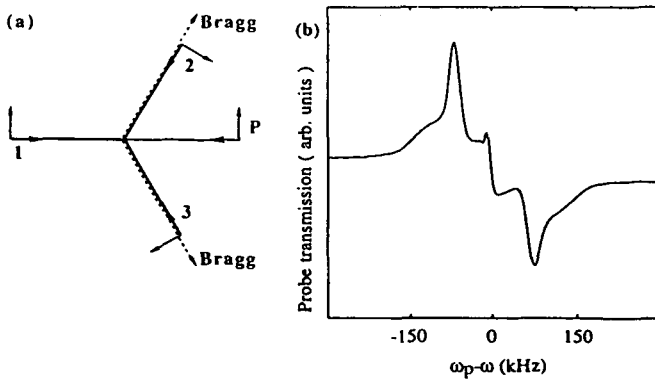


FIG. 3. Beam configuration for the 2D experiments. (a) The probe beam P propagates in the direction opposite to beam 1. (b) Probe transmission vs $\omega_p - \omega$ for a detuning $\Delta = -10\Gamma$. Very narrow Raman resonances corresponding to transitions between vibrational levels in the potential wells are symmetrically located around ω . The difference between absorption and amplification is due to the fact that propagation is nonlinear because of the optical thickness of the molasses.

large amplification and absorption experienced by the probe beam during propagation (Raman gains as large as 70% were measured). Stimulated Rayleigh resonances were also observed on probe transmission spectra [Fig. 3(b)]. Extending the results of [10], one can infer that these narrow resonances are associated with the long decay times of the populations in the bound vibrational levels, and that they are sensitive to the atomic localization and spatial order.

We now describe the experiments performed with the 3D geometry of Fig. 2(a). The experiment is performed in the same way as for the 2D case, i.e., by applying the four molasses beams (having diameters ≈ 0.8 cm and intensities $I \approx 4$ mW/cm²) when the magneto-optical trap is switched off. However, because the cooling is now three dimensional, the molasses lifetime is much longer (≈ 1 s instead of 10 ms in the 2D case) [18]. For the geometry of Fig. 2(a), the bottoms of the potential wells are expected to have an ellipsoidal rather than a spherical symmetry because of the polarization asymmetry between beam 4 and the other beams. We thus used two weak beams to probe independently the directions both parallel and orthogonal to beam 4 [Fig. 4(a)]. We show in Fig. 4(b) the corresponding probe transmission spectra versus $\omega_p - \omega$. Narrow Raman resonances are observed in both spectra, but their positions differ, indicating the occurrence of two different vibrational modes with different oscillation frequencies. Furthermore, when we decrease the intensity of beam 4, we observe that the oscillation frequency along Oz decreases more rapidly than the oscillation frequency in xOy , as expected from theory. A particularly interesting result concerns the very steep Rayleigh resonances (having a peak to peak distance of the order of 2 kHz), which demonstrate the occurrence of very long decay times for the populations of the vibration-

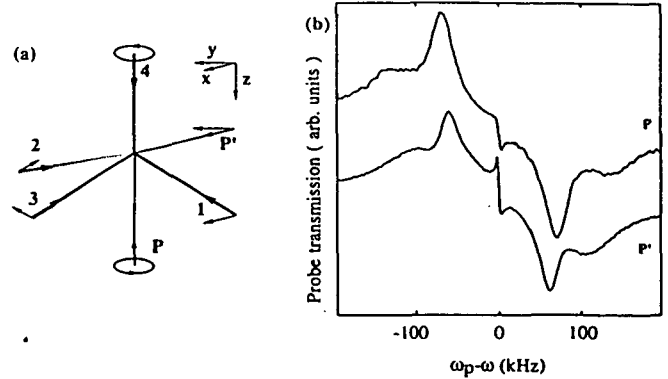


FIG. 4. Beam configuration for the 3D experiments. (a) Two weak beams propagate in directions opposite (P) and orthogonal (P') to beam 4 (P' is polarized along y). (b) Simultaneous recording of probe transmissions vs $\omega_p - \omega$ for beams P and P' . The detuning is $\Delta = -12\Gamma$. The oscillation frequencies are different because of the nonsphericity of the optical potential near its minima. Note that overtones are clearly visible.

al levels.

We wish now to comment on the possibility to prove the crystalline arrangement of atoms using Bragg scattering of light. It is well known in solid-state physics that the Bragg diffraction of an incident beam of wave vector k_p only occurs in directions k_s for which $k_s = k_p + K$ (where K is a vector of the reciprocal lattice), provided that $k_s = k_p$ [19]. For the lattices displayed in Figs. 1(b) and 2(b), a simple calculation shows that $k_i - k_{i+1}$ are basis vectors of the reciprocal lattice (k_i is the wave vector of the molasses beam i). For example, in the 2D experiment, and for the probe direction of Fig. 3(a), Bragg diffraction is thus expected in the directions $k_p + k_1 - k_2$ and $k_p + k_1 - k_3$. When $k_p \approx -k_1$, Bragg scattering occurs in directions nearly opposite to the propagation direction of the molasses beams k_2 and k_3 . We actually observed for nearly degenerate probe and cooling beams a strong emission in both directions, the intensity of each diffracted beam being on the order of 2% of the probe intensity. In normal crystals, the difference in momentum between the incident and the diffracted beams is absorbed by the lattice. In the present situation, because atoms are bound by the molasses beams, momentum conservation implies that the change of momentum of the scattered photon should be compensated for by photon redistribution in the molasses beams. This is why the vectors of the reciprocal lattice are linear combinations of $k_i - k_j$. It can also be noted that this Bragg condition is nothing but the phase-matching condition for a four-wave mixing process. Such an interpretation is consistent with the preceding analysis, because emission due to four-wave mixing occurs in the directions for which the atomic momentum is unchanged [20]. The observation of Bragg diffraction of light is thus not a proof of crystal order.

In conclusion, we observed quantized atomic motion in

2D and 3D optical molasses. The occurrence of a Lamb-Dicke narrowing of the vibrational lines demonstrates that atoms are localized near points where light is purely circularly polarized, and the measured vibrational frequencies are in agreement with theoretical predictions made for the potential wells of Fig. 1(b) and 2(b). Although we have no *direct* access to the molasses lattice structure, we can infer from the preceding results that atoms are localized in potential wells belonging to a hexagonal lattice in the 2D experiment, and to a body-centered-cubic lattice in the 3D configuration.

We believe that the laser beam geometries presented in this paper will prove interesting for future experiments. For example, in the 3D lattice, we reached densities where at most one site in ten was occupied by a cold atom. There is still a large majority of unoccupied sites, and hence the probability of having two atoms in the same potential well is consequently small. Quantum statistical effects which are not important for the results presented here could thus become noticeable with an increase of 1 order of magnitude in the density. The ease with which such a density can be achieved is not yet clear, but the goal does not seem unrealistic and appears to be a fascinating challenge for future research.

We would like to thank C. Cohen-Tannoudji, K. Berg-Sørensen, Y. Castin, and J. Dalibard for helpful discussions. Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne is a unité de recherche de l'École Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associé au CNRS. This work has been supported by DRET (No. 89214) and CNES (No. 910414).

-
- [1] See, for instance, the special issue on laser cooling and trapping of atoms, edited by S. Chu and C. Wieman [J. Opt. Soc. Am. B 6 (1989)]; C. Cohen-Tannoudji and W. D. Phillips, Phys. Today, No. 10, 33 (1990).
 [2] S. Chu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 55, 48 (1985).
 [3] P. Lett *et al.*, Phys. Rev. Lett. 61, 169 (1988); D. S. Weiss *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B 6, 2072 (1989); C. Salomon *et al.*, Europhys. Lett. 12, 683 (1990); B. Lounis *et al.*, Phys. Rev. Lett. 69, 3029 (1992).
 [4] C. I. Westbrook *et al.*, Phys. Rev. Lett. 65, 33 (1990); N. P. Bigelow and M. G. Prentiss, Phys. Rev. Lett. 65, 30 (1990).
 [5] P. Verkerk *et al.*, Phys. Rev. Lett. 68, 3861 (1992).
 [6] P. S. Jessen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 69, 49 (1992).
 [7] B. Lounis *et al.*, Europhys. Lett. 21, 13 (1993).
 [8] Y. Castin and J. Dalibard, Europhys. Lett. 14, 761 (1991).
 [9] K. Berg-Sørensen *et al.* (to be published).
 [10] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, Phys. Rev. A 46, 7060 (1992).
 [11] A. Hemmerich and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. 70,

410 (1993). We thank the authors for having communicated a preprint of their results.

- [12] In general, the force experienced by cold atoms can be split into two parts: one associated with the optical potential and one accounting for radiation pressure effects [C. Cohen-Tannoudji, in *Fundamental Systems in Quantum Optics*, Proceedings of the Les Houches Summer School, Session LIII, edited by J. Dalibard, J. M. Raimond, and J. Zinn-Justin (Elsevier Science, Amsterdam, 1991). Contrary to the 1D lin \perp lin geometry, the radiation pressures exerted by the cooling beams do not cancel at each point in the 2D and 3D molasses presented here. Near the bottom of the optical potential wells where quantization of atomic motion is probed, the restoring force associated with the optical potential overcomes the resultant radiation pressure by a factor of the order of $|\Delta|/\Gamma$ (the ratio of the detuning from resonance to the linewidth of the excited state), so that in first approximation the atom-field interaction can be described in terms of the optical potential only, when $|\Delta|/\Gamma \gg 1$. Such a condition (which is required anyhow to observe quantization of atomic motion) is fulfilled in our experimental conditions where $|\Delta|/\Gamma \approx 10$.
 [13] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B 6, 2023 (1989).
 [14] Note that a magneto-optical trap using circularly polarized beams in a tetrahedral configuration was previously reported by F. Shimizu *et al.*, Opt. Lett. 16, 339 (1991).
 [15] We used another 3D geometry where beam 4 is linearly polarized. This case also corresponds to a body-centered-cubic lattice but the basis now consists of two potential wells (one for each circular polarization). For this situation, which leads to experimental spectra similar to the one presented in Fig. 4, the medium is antiferromagnetic.
 [16] C. Monroe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 65, 1571 (1990).
 [17] By contrast, when the linear polarization of one of the molasses beams is $\pi/2$ rotated, the narrow Raman resonances disappear, because the polarization of light is no longer circular at the positions where the light shifts are maximum.
 [18] As mentioned in [12], the radiation pressures exerted by the cooling beams do not cancel at each point in the molasses. In particular, one might suspect the atoms to be efficiently expelled from the molasses along wires where the total electric field exhibits a purely traveling component, due to the destructive interference between beams 1, 2, and 3 [see Fig. 2(a)]. However, the occurrence of very long trapping times demonstrates that it is not the case. One can actually show that because of interference processes between the contributions of the four cooling beams the resulting force is not aligned along the wires, and thus prevents the atoms from escaping the trap.
 [19] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (Wiley, New York, 1962).
 [20] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions* (Wiley-Interscience, New York, 1992), p. 105.

C - Résultats complémentaires à 2D

Dans la suite, nous garderons les mêmes notations que dans l'article précédent.

1) Diffraction de Bragg (2D)

Nous avons montré que la configuration à 2D utilisant trois faisceaux lasers à 120° ayant des vecteurs de polarisation contenus dans le même plan conduit à la cristallisation des atomes sur un réseau hexagonal. Il est naturel de faire de la diffraction de Bragg sur cette structure. La condition de diffraction de Bragg [70] est que la différence entre les vecteurs d'ondes incidents et diffractés appartienne au réseau réciproque du réseau direct (hexagonal). Nous pouvons facilement montrer que les vecteurs de base du réseau réciproque sont des vecteurs différence de deux vecteurs d'ondes k_i ($i=1,2,3$) des faisceaux formant le cristal. En effet, à 2D la partie de fréquence positive du champ total peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{E}_T^{(+)} = e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega_L t} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 e^{i(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r}} + \mathbf{E}_3 e^{i(\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1) \cdot \mathbf{r}}) \quad (\text{VII.C.1})$$

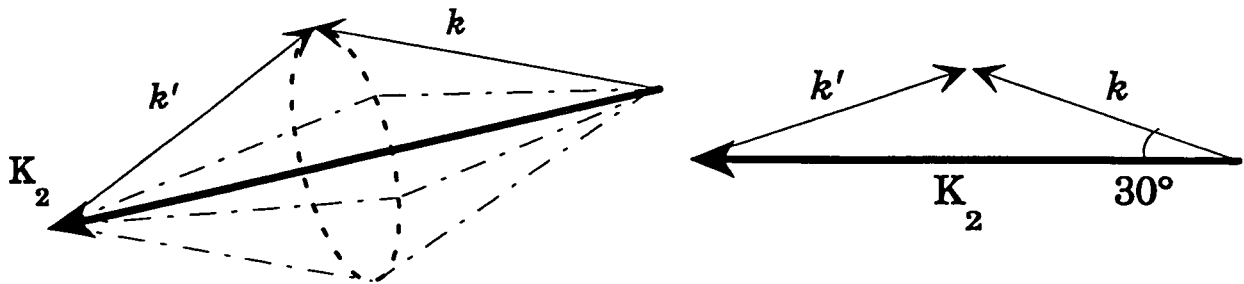


Figure VII-1 : Directions du vecteur k donnant une tache de diffraction. Elles sont sur un cône d'axe de révolution K_i (K_2 dans ce cas) et d'angle au sommet 60° . Les vecteurs K_i , k et k' sont coplanaires k et K_i font un angle de 30° entre eux.

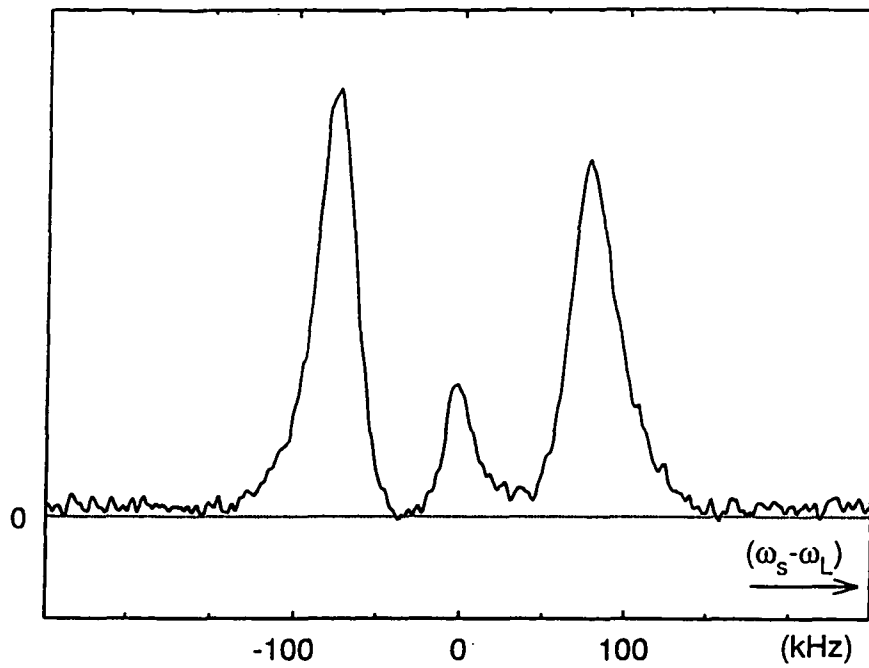


Figure VII-2 : Intensité de la lumière diffractée dans la direction de Bragg en fonction du désaccord δ_s pour $\delta_L = -10\Gamma$ et $I = 5 \text{ mW/cm}^2$. Nous remarquons trois résonances étroites ($\sim 30 \text{ kHz}$). La première est située à l'égalité de fréquence. Les deux autres sont autour de $\delta_s = \pm 75 \text{ kHz}$. Ces dernières sont obtenues aux mêmes désaccords que les résonances Raman en transmission.

Soit \mathbf{r}_0 la position d'un site où la lumière est polarisée σ^+ . Le champ en \mathbf{r} est identique au champ en \mathbf{r}_0 (à une phase près) si :

$$(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = 2p\pi$$

et

$$(\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1) \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = 2q\pi$$

(VII.C.2)

Les deux vecteurs de base du réseau réciproque sont donc parmi les trois vecteurs

$$\mathbf{K}_1 = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3$$

$$\mathbf{K}_2 = \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1$$

$$\mathbf{K}_3 = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$$

(VII.C.3)

La condition de diffraction de Bragg s'écrit maintenant :

$$\mathbf{k} - \mathbf{k}' = p\mathbf{K}_1 + q\mathbf{K}_2$$

(VII.C.4)

où \mathbf{k} et \mathbf{k}' sont les vecteurs d'onde du faisceau incident et du faisceau diffracté ($\|\mathbf{k}\| = \|\mathbf{k}'\| = k_0$). Puisque la longueur d'onde du faisceau incident est égale à celle

des ondes mélasses, le nombre de taches de diffraction est très faible. Les vecteurs les plus courts du réseau réciproque ont un module égal à $\sqrt{3}k_0$ (ce sont les vecteurs K_i eux-mêmes). La relation (VII.C.4) ne peut donc être vérifiée que si :

$$k - k' = \pm K_i \quad (\text{VII.C.5})$$

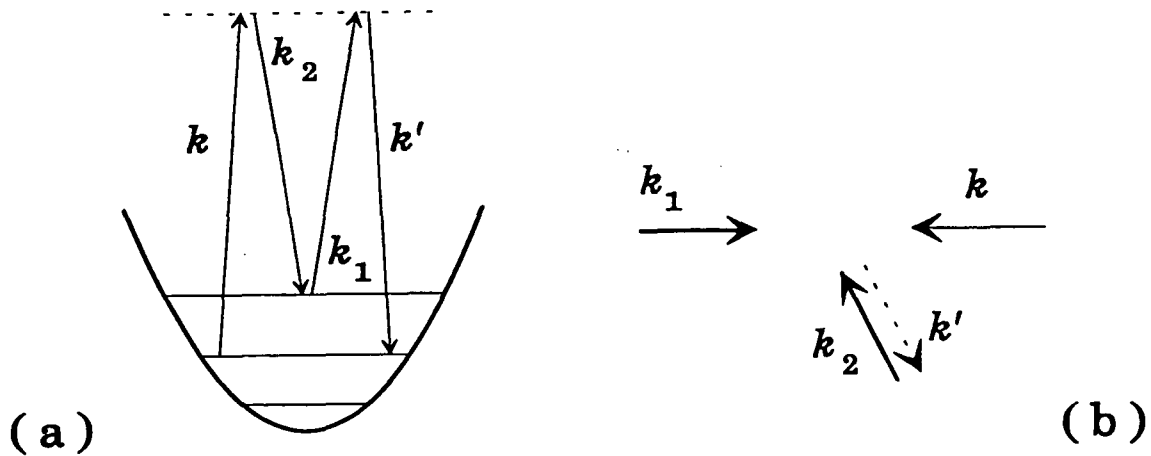


Figure VII-3 : L'origine de la diffraction de Bragg est identique à celle du mélange à quatre ondes. Ce dernier présente une résonance quand δ_s est autour de la fréquence d'oscillation (a). Dans le plan, les directions de Bragg sont parallèles à celles des faisceaux pompes (b).

La construction géométrique de la figure VII-1 montre que les directions du vecteur k qui donnent une tache de diffraction sont sur un des trois cônes d'angle au sommet de 60° et dont l'axe de révolution est le long des K_i .

Remarquons que l'intersection du plan des faisceaux laser (xOy) et de ces cônes sont des droites dirigées selon les faisceaux de la mélasse :

$$k = \pm k_i \quad (\text{VII.C.6})$$

Dans l'expérience, nous avons choisi un vecteur incident suivant la direction $-k_1$ et nous avons vérifié que la diffraction se fait suivant les directions de Bragg, à savoir $-k_2$ et $-k_3$. En mesurant l'intensité de la lumière émise dans une de ces deux directions nous obtenons le spectre présenté dans la figure VII-2. Il présente des résonances étroites

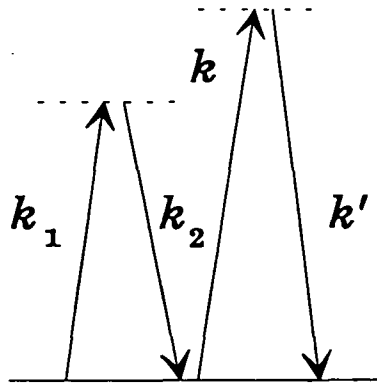


Figure VII-4 : Le processus de mélange à quatre ondes non-dégénéré est équivalent à la diffraction de Bragg d'un faisceau ayant une longueur d'onde différente.

(~ 30 kHz) situées autour de l'égalité de fréquence (entre la sonde et les ondes pompes) et pour des désaccords de fréquence proche de $\pm \Omega_{osc}$ (fréquence d'oscillation dans les puits).

Pour comprendre l'origine de ces résonances, il suffit de réaliser qu'ici la diffraction de Bragg est équivalente à un processus de mélange à quatre ondes car le réseau est induit par la lumière. Dans les solides, la variation d'impulsion lors de la diffraction est encaissée par le réseau cristallin. Dans notre cas, cette variation d'impulsion est accompagnée par une redistribution de photons entre les ondes laser. La condition de Bragg n'est autre que la condition d'accord de phase dans le mélange à quatre ondes :

$$\text{Bragg} \quad k - k' = K_2 \quad (\text{VII.C.8})$$

$$\text{mélange à 4 ondes} \quad k_1 - k_3 + k - k' = 0$$

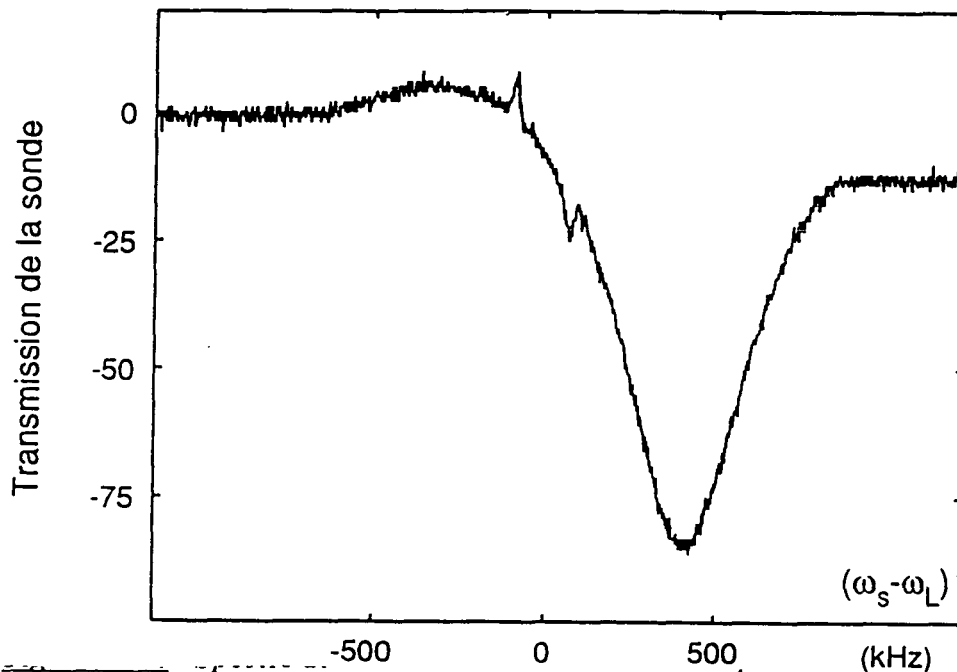
La diffraction de Bragg est équivalente à un processus où il y a absorption du photon incident k , émission d'un photon dans l'onde k_3 , absorption d'un photon k_1 et émission d'un photon k' dans la direction de Bragg. Ce processus devient alors résonnant quand la différence de fréquence entre les photons pompes et sonde coïncide avec la différence d'énergie entre deux niveaux vibrationnels du même puits (figure VII-3).

Remarque

L'utilisation d'une longueur d'onde différente pour le faisceau incident ne change rien au raisonnement précédent. La diffraction de Bragg est équivalente dans ce cas à un mélange à quatre ondes non-dégénéré, figure VII-4.

2) Cas où la polarisation de la sonde est orthogonale au plan xOy

Les figures VII-5 et VII-6 montrent un spectre de transmission de la sonde et le spectre de mélange à quatre ondes associé, obtenus lorsque la polarisation de la sonde est orthogonale au plan xOy .



orthogonale au plan. On a deux types de résonances : 2 résonances étroites situées de part et d'autre de $\delta_s = 0$ ayant une largeur ~ 30 à 40 kHz. Elles correspondent à des transitions entre niveaux vibrationnels dans le même puits (car la sonde fait un petit angle avec le plan). Les deux autres résonances sont plus larges. Celle en absorption est plus importante que celle en gain.

Nous remarquons deux petites résonances étroites situées à $\delta_s = \pm \Omega_{osc}$ qui se superposent sur une structure plus large. En transmission (figure VII-5) la structure large est formée de deux résonances, une sur le bleu en absorption, et l'autre sur le rouge en

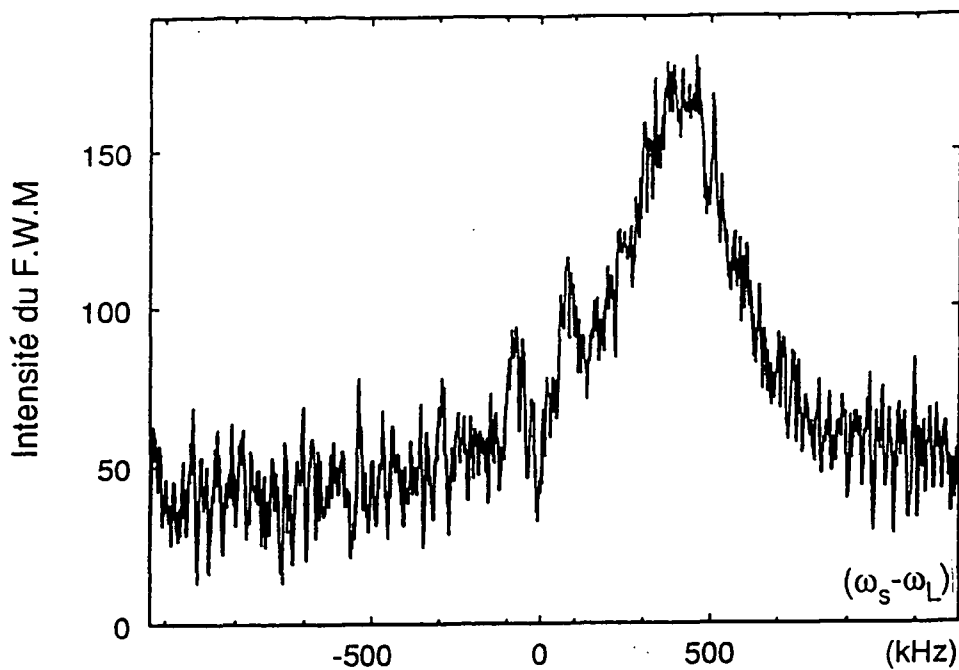


Figure VII-6 : Spectre de mélange à quatre ondes enregistré dans les mêmes conditions que VII-5. Là aussi on remarque des résonances larges et d'autres plus étroites.

gain, l'amplitude de la résonance en absorption étant beaucoup plus importante. Les petites résonances étroites sont liées au fait que la direction de propagation de la sonde fait un petit angle avec le plan xOy . Sa polarisation a par conséquent une petite composante contenue dans le plan xOy . Cette dernière induit des transitions Raman entre les niveaux vibrationnels (étroits) de l'état $m = 4$ identiques à celles exposées dans le §B.

La structure plus large est due à l'interaction de la composante de la sonde polarisée selon Oz qui induit des transitions π . L'origine physique de ces résonances est donnée dans la figure VII-7. Au fond des puits où la lumière est polarisée σ^+ les seules transitions Raman possibles sont celles qui font passer l'atome du niveau vibrationnel n associé à l'état interne $m = +4$ vers le niveau vibrationnel n' associé à l'état $m = +3$. Ces transitions sont dues aux processus où il y a absorption d'un photon-sonde polarisé π et émission d'un photon pompe σ^+ . La résonance en absorption est associée à ces processus. Elle est centrée autour de la différence entre les déplacements lumineux des sous-niveaux $m = +4$ et $m = +3$ (la figure VII-8 montre que la position de la résonance varie en $\frac{1}{\delta_L}$). La largeur de cette résonance est donnée par le taux de pompage optique (Γ_s). Elle est imposée par la durée de vie des niveaux d'arrivée ($n', m = 3$) qui est courte puisque l'allongement des durées de vie des niveaux par effet de polarisation n'existe pas : l'absorption d'un photon σ^+ peut être suivie de l'émission d'un photon spontané π qui fait passer l'atome dans l'état interne $m = 4$. Quand $\omega_s < \omega_L$, le processus inverse

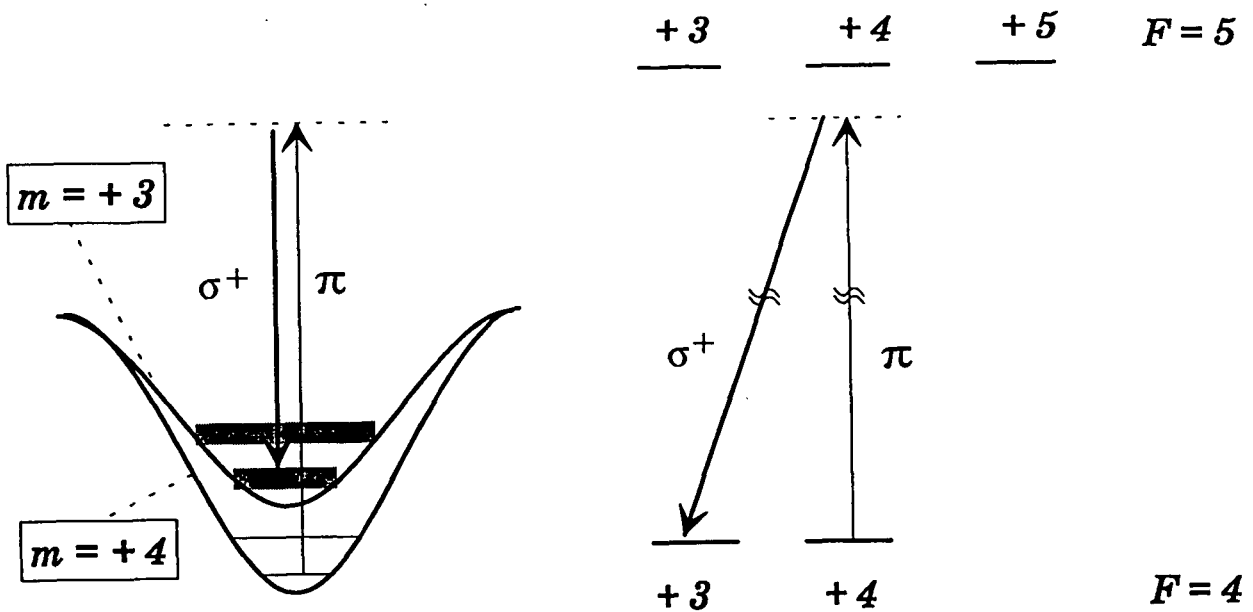


Figure VII-7 : Interprétation de la résonance large en absorption. La sonde étant polarisée π , les seules transitions Raman possibles sont du type $n, (m = +4) \rightarrow n', (m = +3)$. Les niveaux n' de $m = +3$ ne sont pas résolus (absence d'effet Lamb-Dicke). Le maximum de la transition est autour de la différence des déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman $m = +4$ et $m = +3$ ($\sim \frac{\delta'}{5}$) et sa largeur $\sim \Gamma_s$.

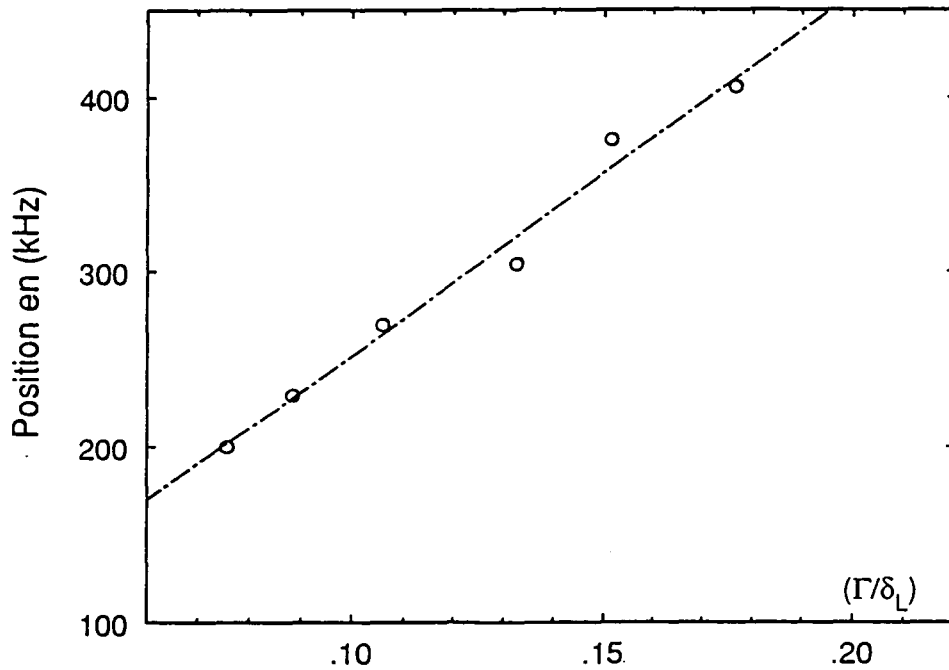


Figure VII-8 : Variation de la position du maximum de la résonance large de la figure VII-5 et 6 en fonction de l'inverse du désaccord δ_L . On remarque une dépendance linéaire en accord avec les variations du déplacement lumineux en fonction de δ_L .

(absorption d'un photon pompe π et émission dans la sonde) n'est pas possible puisqu'il n'existe pas de photons pompes polarisés π . La résonance en gain est due aux processus où il y a absorption d'un photon-pompe polarisé σ^- suivi d'une émission d'un photon-sonde polarisé π (figure VII-9). Ce processus est moins probable que le précédent car les niveaux les plus peuplés sont les niveaux vibrationnels localisés de l'état $m = 4$ qui ne "voient" pas beaucoup de lumière σ^- . Ceci explique la différence d'amplitude entre la résonance en absorption et la résonance en gain de la figure VII-5.

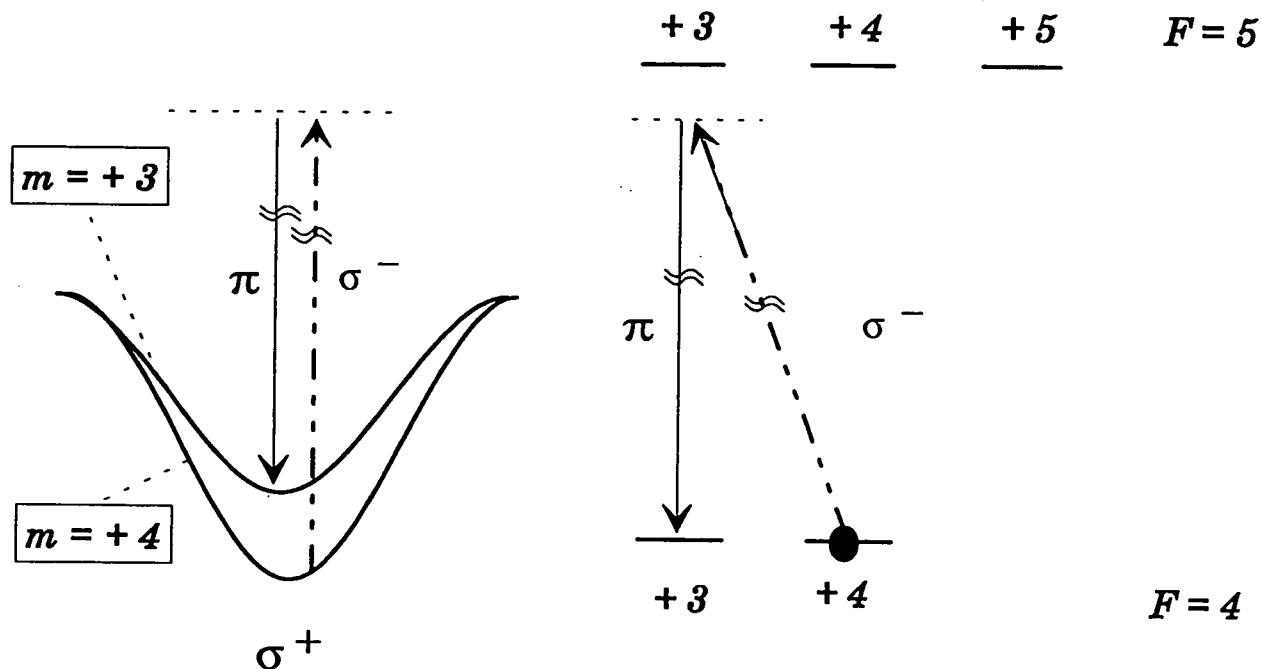


Figure VII-9 : Origine de la résonance en gain (obtenue quand $\delta_s < 0$). Elle est due à un premier processus où il y a absorption d'un photon (pompe) σ^- et émission d'un photon sonde π et où l'atome passe d'un niveau localisé du puits $m = +4$ (niveaux les plus peuplés) vers le niveau $m = +3$. Ce processus n'est pas très efficace car au fond du puits ($m = +4$) l'intensité (pompe) σ^- est très faible. La résonance est large car les niveaux vibrationnels d'arrivée sont larges.

Remarque

Un second processus participe aussi à la résonance en gain. En effet, si l'état interne de l'atome est purement $m = 4$ au fond du puits, la fonction d'onde propre du hamiltonien est contaminée par l'état interne $m = 2$ (et $m = 0, -2, -4$) sur les côtés. Cette composante contribue au gain par absorption en photon-pompe σ^+ et émission d'un photon-sonde π (figure VII-10). Les deux contributions sont du même ordre de

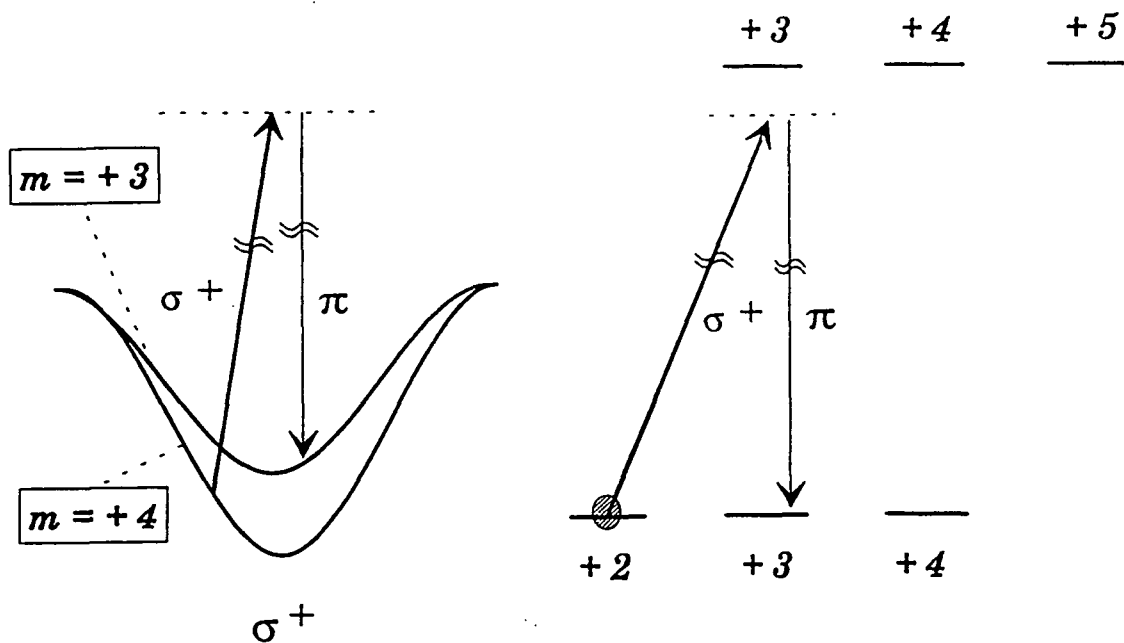


Figure VII-10 : Deuxième processus impliqué dans la résonance en gain. L'état interne n'est purement $m = +4$ qu'au fond d'un puits σ^+ . La fonction d'onde propre du hamiltonien est contaminée par le niveau $m = +2$ sur les côtés. Ce processus de gain est lié à l'absorption d'un photon pompe σ^+ et émission d'un photon sonde π . Ce processus est faible aussi car aux endroits où la contamination du niveau $m = +4$ par le niveau $m = +2$ est importante, la population des niveaux vibrationnels est faible.

grandeur car elles sont liées au produit qu'une quantité grande (composante $m = 4$ de la fonction d'onde ou composante σ^+ du champ électrique) et d'une quantité petite (composante σ^- du champ électrique ou composante $m = 2$ de la fonction d'onde).

D - Mesures préliminaires de diffusion spatiale et de taux de collision dans les cristaux optiques à 3 dimensions

Il est clair maintenant, d'après les résultats exposés dans le §B que nous avons une nouvelle image de la mélasse optique dans ce type de configuration laser. Le mouvement atomique ne peut plus être considéré comme un mouvement Brownien avec une friction et une diffusion [73] puisque l'atome peut être piégé au fond d'un puits de potentiel pendant des temps longs avant de pouvoir le quitter pour passer dans un site voisin. Nous nous sommes donc intéressés à l'expansion du nuage atomique (diffusion spatiale [74]) et à la décroissance de la densité au cours du temps dans ce nouveau type de mélasse. Pour cela, nous procédons de la manière suivante :

- Nous commençons par charger un piège magnéto-optique pendant ~ 2 secondes. Le piège capture un nuage d'environ 10^8 atomes dont nous augmentons la densité (jusqu'à quelques 10^{11} atomes/cm³) en atténuant les faisceaux pièges pendant ~ 40 ms. Nous coupons ensuite à l'instant $t = 0$ le champ magnétique et les faisceaux-pièges et nous branchons les faisceaux du "tétraèdre" pour former le cristal optique. Les deux faisceaux sondes, décrits dans le §B ne sont envoyés qu'après un délai variable τ . Nous enregistrons en plus sur une photodiode la décroissance de la fluorescence des atomes dans ce cristal. Nous avons donc trois signaux :

. $S_{\text{fluo}}(\tau)$: signal de fluorescence des atomes dans le cristal. Ce signal est proportionnel au nombre total d'atomes $N(\tau)$.

. $S_{R_{\parallel}}(\tau)$: signal Raman de la transmission de la sonde se propageant selon Oz . Il est proportionnel au produit de la densité $n(\tau)$ par la longueur d'interaction ℓ_{\parallel} .

. $S_{R_{\perp}}(\tau)$: signal de transmission de la sonde \perp à Oz (contenue dans le plan (xOy) de la polarisation des trois faisceaux du tétraèdre (§B). Il est proportionnel au produit de la densité $n(\tau)$ par la longueur d'interaction ℓ_{\perp} . Nous faisons l'hypothèse que le nuage a une densité uniforme $n(\tau)$ et que ses dimensions valent $\ell_{\parallel}(\tau)$ et $\ell_{\perp}(\tau)$ (les dimensions transverses sont supposées les mêmes : symétrie par rapport à Oz).

$$S_{\text{fluo}}(\tau) \propto n(\tau)\ell_{\perp}^2(\tau)\ell_{\parallel}(\tau) \quad (\text{VII.D.1})$$

$$S_{R_{\parallel}}(\tau) \propto n(\tau)\ell_{\parallel}(\tau) \quad (\text{VII.D.2})$$

$$S_{R_{\perp}}(\tau) \propto n(\tau)\ell_{\perp}(\tau) \quad (\text{VII.D.3})$$

En combinant les trois signaux précédents nous pouvons accéder directement aux variations au cours du temps de $n(\tau)$, $\ell_{\perp}(\tau)$ et $\ell_{\parallel}(\tau)$ séparément :

$$\left(n^2 \propto \frac{S_{R_{\parallel}} S_{R_{\perp}}^2}{S_{\text{fluo}}}, \ell_{\perp}^2 \propto \frac{S_{\text{fluo}}}{S_{R_{\parallel}}}, \ell_{\parallel} \ell_{\perp} \propto \frac{S_{\text{fluo}}}{S_{R_{\perp}}} \right) \quad (\text{VII.D.4})$$

Nous portons sur la figure VII-11 la décroissance de la fluorescence des atomes dans le tétraèdre pour une intensité de faisceaux $I = 4$ mW/cm² et un désaccord $\delta_L = -11\Gamma$. Nous déduisons à partir de la décroissance de la fluorescence et des signaux Raman

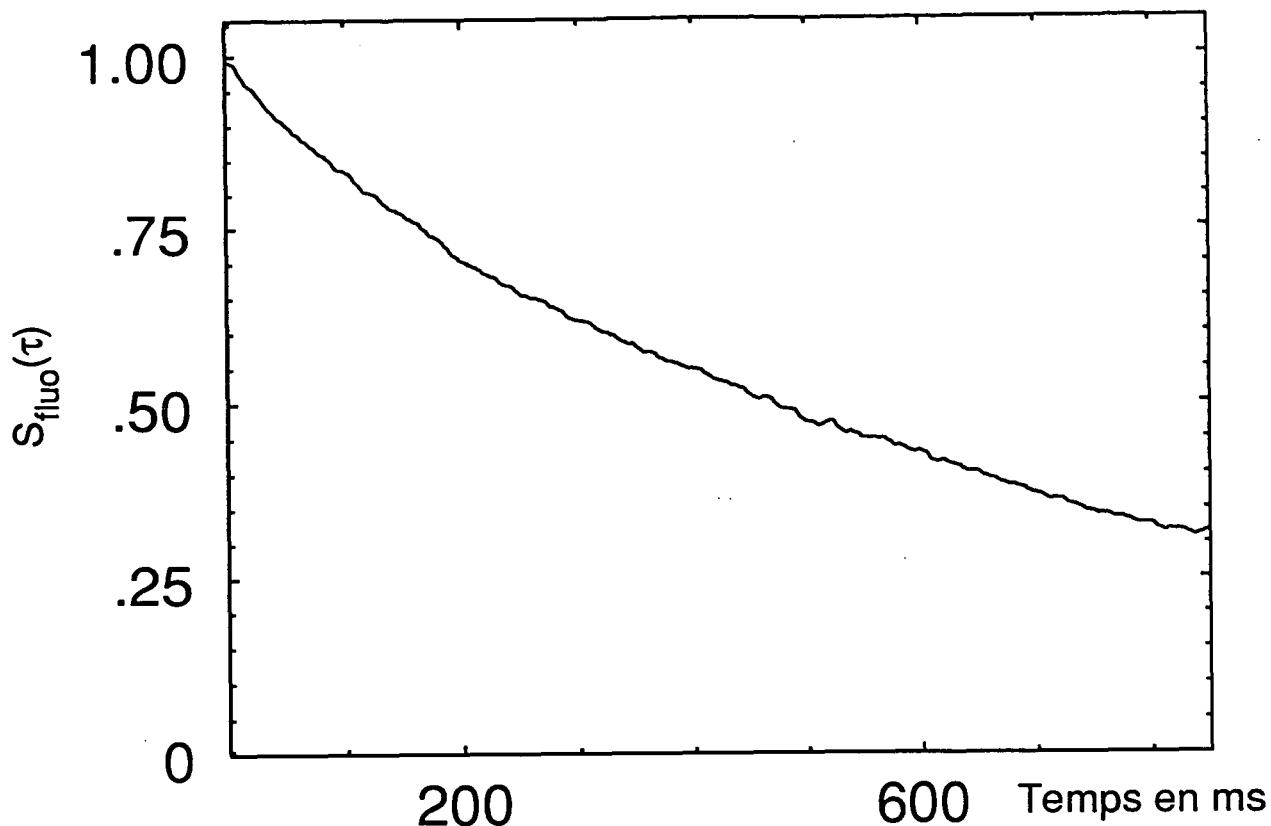


Figure VII-11 : Décroissance du signal de fluorescence des atomes dans le cristal optique pour un désaccord $\delta_L = -11\Gamma$ et une intensité $I = 4 \text{ mW/cm}^2$. Ce signal est proportionnel au nombre total d'atomes $N(\tau)$. Après 0,5 s le signal ne diminue que de la moitié de sa valeur initiale.

(enregistrés à différents instants), l'évolution des dimensions du nuage (ℓ_{\perp} par exemple, figure VII-13) et de sa densité (figure VII-12). Nous remarquons sur la figure VII-12 que le nuage diffuse extrêmement peu spatialement : ℓ_{\perp} varie de $\sim 15\%$ en 0,8 seconde. En supposant que le nuage s'étale suivant la loi :

$$\langle x^2 \rangle - \langle x_0^2 \rangle = 2D_x\tau \quad (\text{VII.D.5})$$

nous pouvons estimer le coefficient de diffusion spatiale dans ce nouveau type de mélasse : $D_x \sim 3.10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celles mesurées récemment sur des mélasses ordinaires (6 faisceaux) au LPTF sur le césium et au NIST sur le rubidium. Nous projetons de faire une étude plus complète en explorant un large domaine de saturation (I, δ_L) afin de pouvoir faire une comparaison quantitative avec ces résultats.

et au NIST sur le rubidium. Nous projetons de faire une étude plus complète en explorant un large domaine de saturation (I, δ_L) afin de pouvoir faire une comparaison quantitative avec ces résultats.

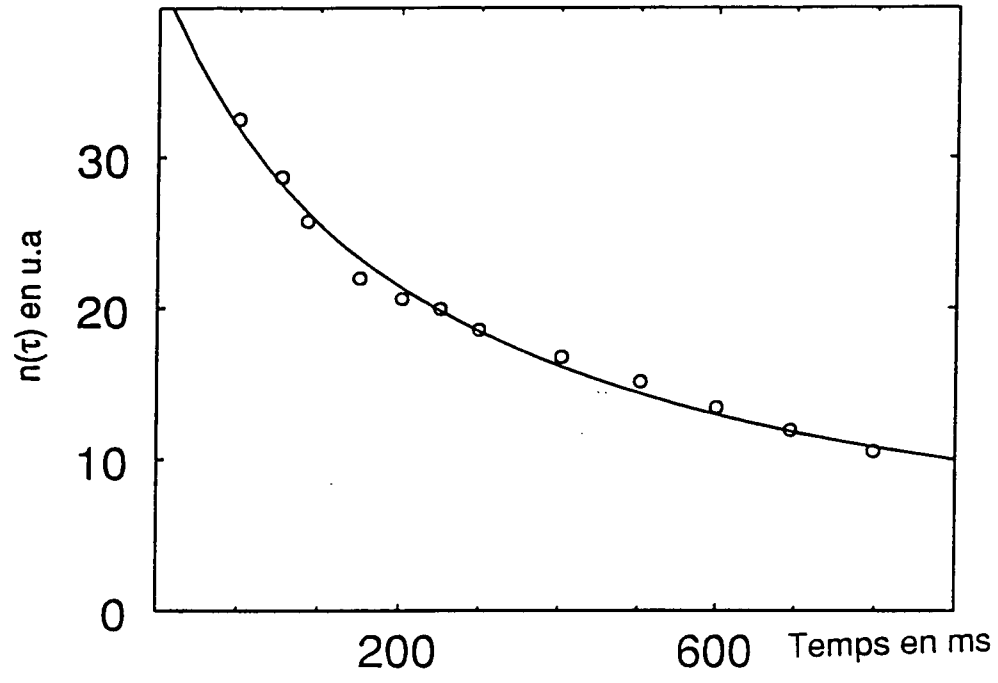


Figure VII-12 : Décroissance de la densité dans le tétraèdre (points ronds). La courbe en trait plein est un "fit" avec une décroissance $\frac{dn}{dt} = -\beta n^2$.

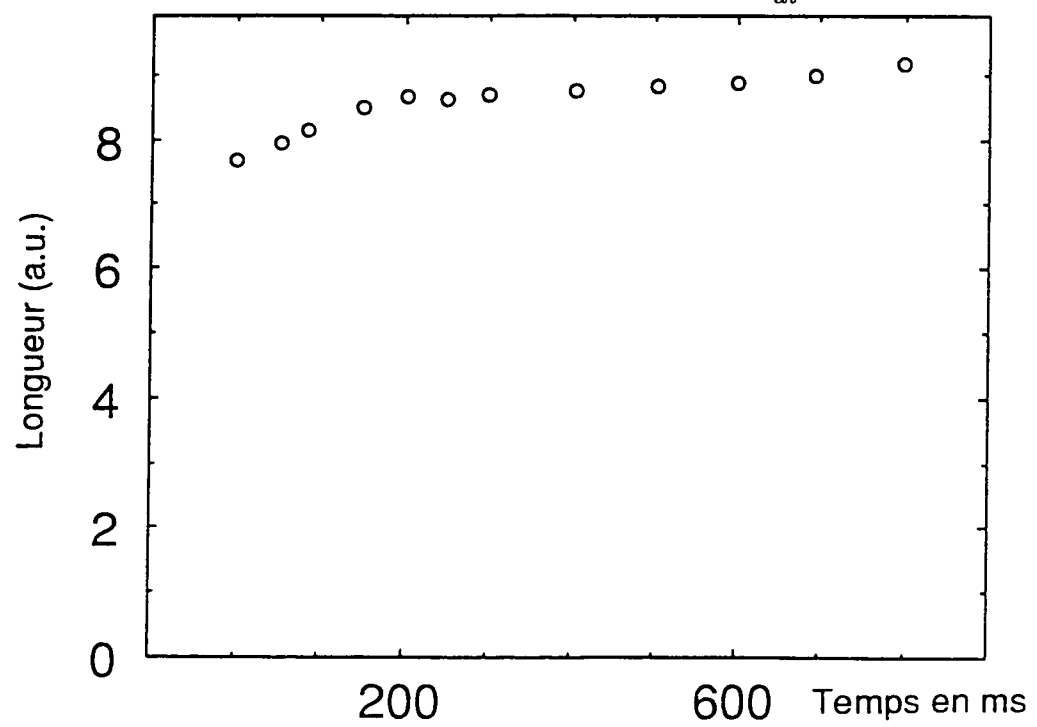


Figure VII-13 : Evolution au cours du temps des dimensions du nuage d'atomes froids dans le cristal induit par la lumière. ℓ_{\perp} varie de $\sim 10\%$ en une seconde.

gement du piège [21,22]. Dans nos conditions expérimentales, ce temps est de quelques secondes. Nous pouvons donc négliger les collisions avec le gaz résiduel car la constante de temps de décroissance de la densité est de l'ordre de 200 ms. Nous estimons l'ordre de grandeur du taux de collision entre atomes froids en faisant un "fit" de décroissance de la densité avec la loi :

$$\frac{dn}{dt} = -\beta n^2 \quad (\text{VII.D.6})$$

Nous obtenons ainsi, pour une densité initiale de $n_0 = 10^{11}$ at/cm³, un taux de collision $\beta_{\text{exp}} \sim 5 \cdot 10^{-11}$ cm³/s. Cette valeur est en bon accord avec le taux de collisions entre atomes froids mesuré dans la référence [29].

Ces résultats, même s'ils sont préliminaires, montrent que nous avons maintenant une méthode expérimentale très intéressante pour mesurer la diffusion spatiale dans les mélasses "cristallisées" et les collisions entre atomes froids pour un large domaine d'intensité et de désaccord laser.

CHAPITRE VIII

CONJUGAISON DE PHASE PAR DES ATOMES FROIDS

Nous présentons dans ce chapitre les études expérimentales qui nous ont permis de mettre en évidence des signaux de conjugaison de phase avec des atomes froids. Nous commencerons par décrire la première expérience faite avec un piège magnéto-optique où nous avons mesuré des réflectivités de l'ordre de 10^{-2} pour des angles supérieurs à 30° . Nous présentons ensuite un article où nous décrivons les expériences faites avec différents types de mélasses optiques. Nous montrerons en particulier que la conjugaison de phase peut être aussi une méthode intéressante pour étudier le comportement des atomes dans les différents types de mélasse.

A - Conjugaison de phase dans un piège magnéto-optique

L'interaction combinée des ondes pompes (faisceaux du piège) et de la sonde avec le nuage d'atomes froids produit par un processus de mélange à quatre ondes [69] vers l'arrière, une onde conjuguée de phase de la sonde [75]. Ce processus consiste en une absorption de deux photons pompes de fréquence ω_L et de vecteurs d'onde $+k$ et $-k$, amplification de la sonde ω_s et émission d'un photon conjugué de fréquence $\omega_c = 2\omega_L - \omega_s$ et de vecteur d'onde $k_c = -k_s$ se propageant dans la direction opposée à celle de la sonde.

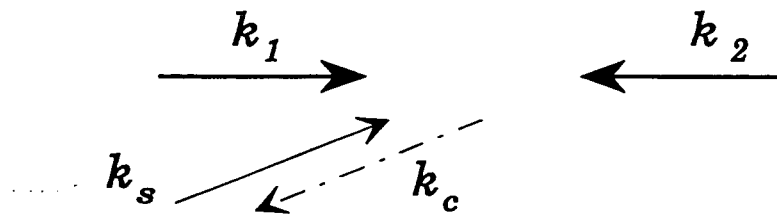


Figure VIII-1 : Schéma de la conjugaison de phase. La condition d'accord de phase s'écrit $k_1 + k_2 + k_s + k_c = 0$.

L'onde ainsi engendrée satisfait aux conditions de conservation de l'énergie et de l'impulsion qui se traduisent dans le cas général de la figure VIII-1 par les deux équations

suivantes :

$$\begin{aligned}\omega_s + \omega_c &= \omega_1 + \omega_2 = 2\omega_L \\ -(k_s + k_c) &= k_1 + k_2\end{aligned}\tag{VIII.A.1}$$

La deuxième équation traduit la condition d'accord de phase nécessaire pour qu'il puisse avoir interférence constructive de toutes les contributions. Pour détecter le signal de conjugaison de phase, nous plaçons sur le trajet du faisceau sonde, une lame semi-réfléchissante qui nous permet de diriger le faisceau conjugué (se propageant dans la direction opposée à celle de la sonde) sur une photodiode en silicium très sensible (résistance de charge élevée $\sim 1 M\Omega$ plus un amplificateur de gain 100). Par rétroréflexion du faisceau sonde, on peut calibrer le détecteur et donc mesurer directement le coefficient de réflexion par conjugaison de phase R_C .

Si le piège est parfaitement réglé, chacune des trois paires de faisceaux intenses peut être considérée comme les ondes pompes du mélange à quatre ondes. Le signal détecté sur la photodiode est une somme cohérente des trois contributions pouvant présenter des interférences constructives ou destructives dépendant des phases relatives des faisceaux. Ces phases n'étant pas contrôlées, ces interférences gênent la détection puisqu'elles engendrent des fluctuations de la réflexion R_C comparables aux variations attendues lorsque la fréquence de la sonde ω_s varie. Pour éliminer ce problème, nous avons choisi de ne garder qu'une seule des trois contributions, celle de la paire de faisceaux le long de Oz (figure VIII-2) en désalignant légèrement les deux autres. Pour cela, si nous choisissons une sonde quasi-colinéaire à la paire de faisceaux Oz , il est important de désaligner les faisceaux Ox (respectivement Oy) dans le plan xOz (respectivement yOz) si nous voulons éliminer leurs contributions. En effet, en optique non-linéaire, on introduit le vecteur d'onde de désaccord de phase Δk que l'on définit par :

$$\Delta k = k_1 + k_2 + k_s + k_c\tag{VIII.A.2}$$

Il est bien connu qu'un processus de mélange d'ondes est d'autant moins efficace que Δk , vecteur d'onde de désaccord de phase, est grand (efficacité proportionnelle à $\frac{\sin^2(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)^2}$ où L est la longueur d'interaction). La figure VIII-3 montre que si on désaligne les faisceaux Oy dans le plan xOy , $\Delta k L$ vaut $\sim \theta^2 k L$. En revanche, si le désalignement est fait dans le plan yOz , nous aurons $\Delta k L \sim \theta k L$. Pour nos conditions expérimentales $\theta \sim 1 \text{ mrd}$, $L \sim 1 \text{ mm}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda} \sim 7 \cdot 10^3 \text{ mm}^{-1}$, on a :

$$Lk\theta^2 < 1 < Lk\theta\tag{VIII.A.3}$$

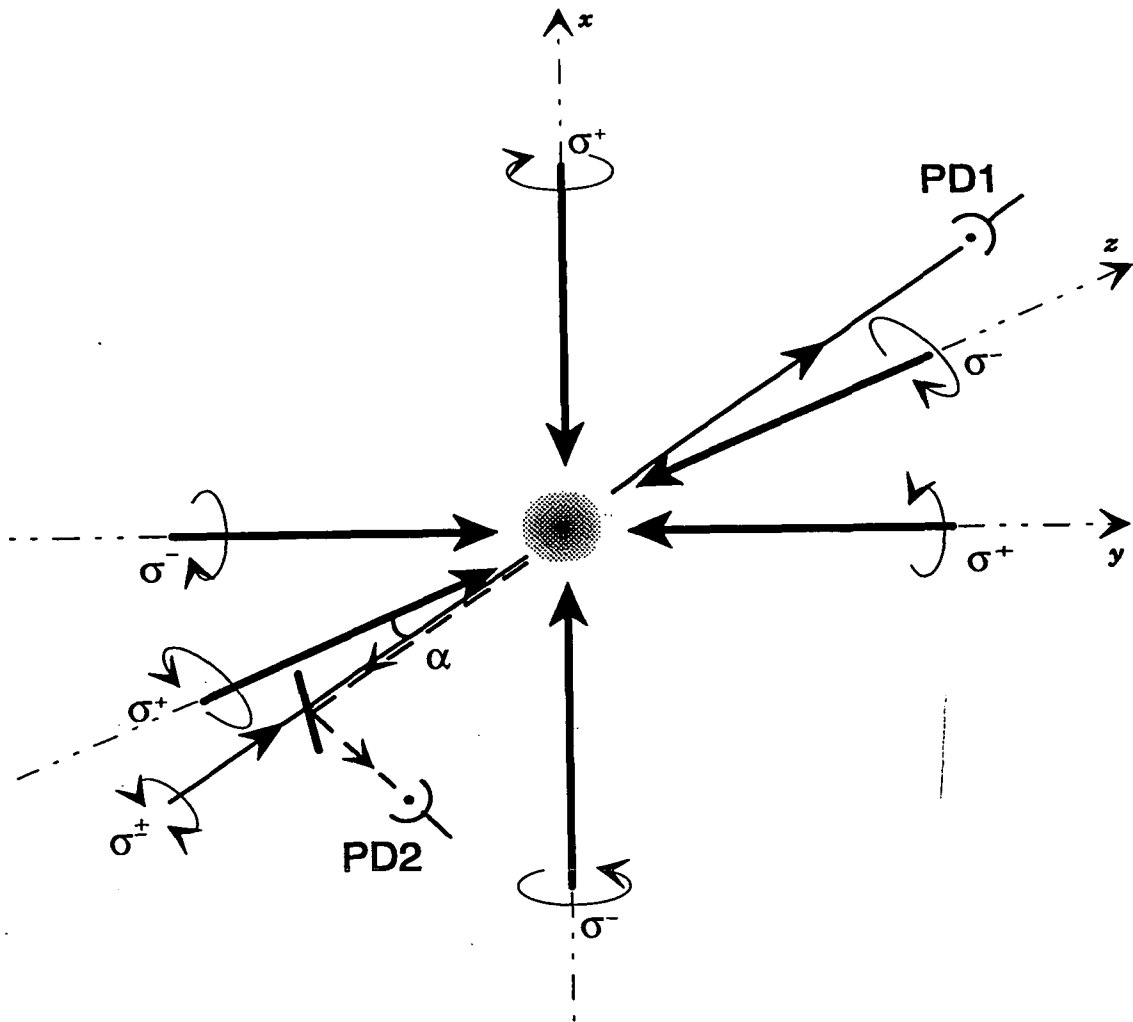


Figure VIII-2 : Conjugaison de phase avec des atomes piégés. On met sur le trajet de la sonde, qui fait un angle α avec la paire de faisceaux Oz , une lame semi-réfléchissante. Cette dernière renvoie le faisceau conjugué sur la photodiode PD2. La polarisation de la sonde est choisie circulaire.

Ceci montre que dans le cas de la figure VIII-3a, le processus de conjugaison de phase produit par la paire de faisceaux Oy , n'est pas efficace à cause de la condition d'accord de phase. Cette dernière est moins sévère dans le cas de la figure VIII-3b : un faisceau conjugué peut se propager dans une direction qui fait un angle 2θ avec la sonde et peut donc être détecté par la photodiode PD2 (puisque θ est très faible). Nous avons opté pour la première configuration où nous n'avons gardé que la contribution de la paire de faisceaux ($\sigma^+ - \sigma^-$) suivant Oz . La sonde qui fait un angle α variable avec la direction Oz , est polarisée circulairement (σ^+ ou σ^-) et a une intensité très faible ($\sim 0,1 \text{ mW/cm}^2$).

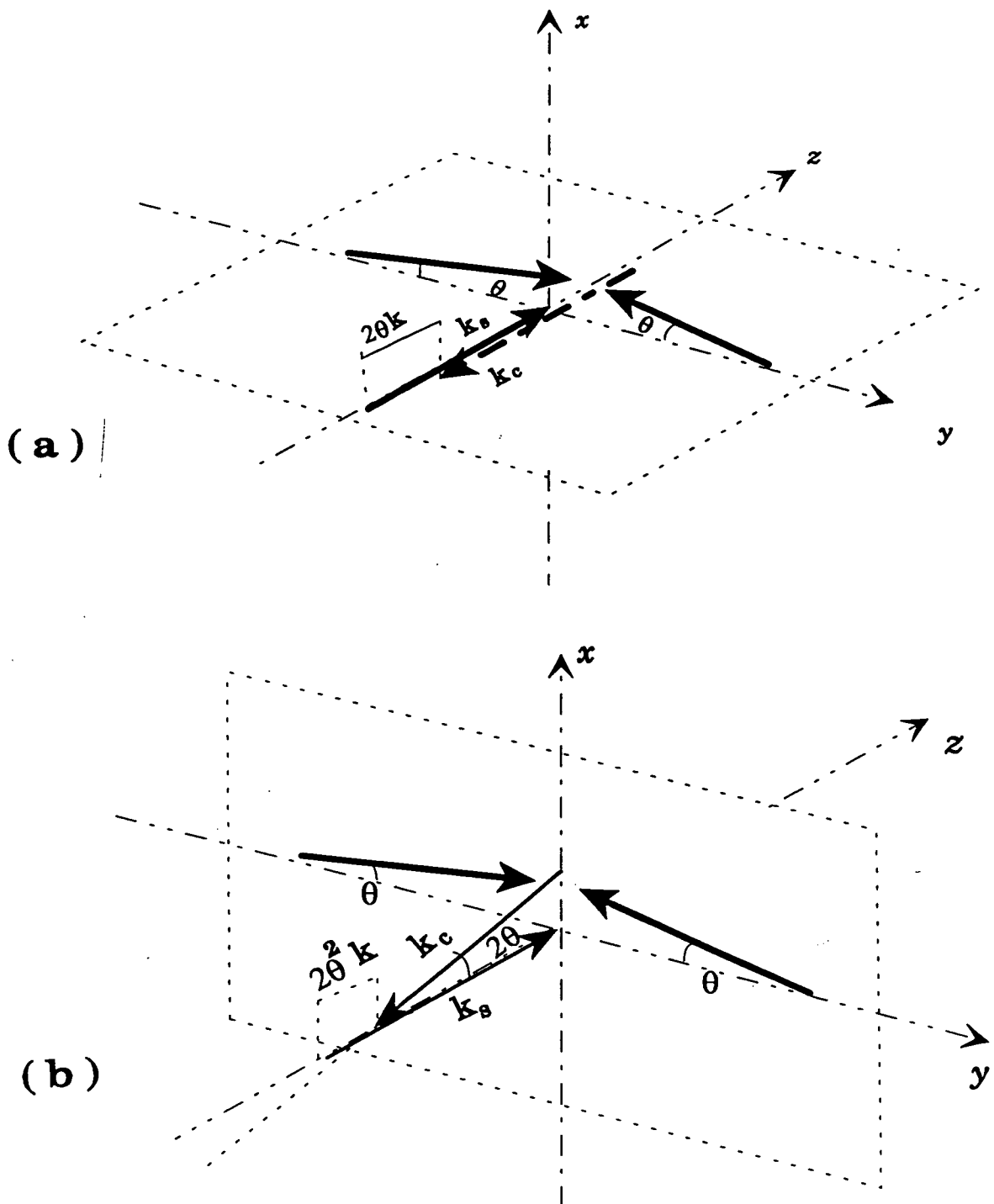


Figure VIII-3 : Désalignement de la paire de faisceaux Oy pour éliminer sa contribution au signal de conjugaison de phase. (a) Dans le plan yOz , le vecteur désaccord de phase Δk a un module $2k\theta$. (b) Dans le plan xOy , il vaut $2k\theta^2$. θ étant très petit, dans le premier cas la condition est plus sévère.

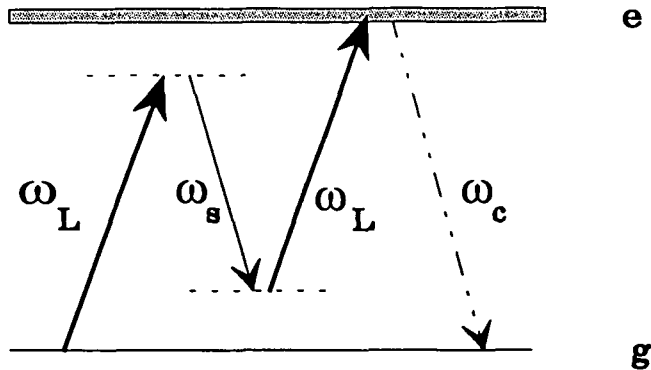


Figure VIII-4 : Processus de mélange à quatre ondes dans le cas d'un atome à deux niveaux.

Comme dans le cas de la transmission, à désaccord des faisceaux pièges fixé, la dépendance de la réflexion par conjugaison de phase en fonction de la fréquence sonde varie sur plusieurs échelles. Nous distinguons une première structure large (~ 10 MHz), centrée autour de la fréquence de résonance atomique ω_A , avec des coefficients de réflexions faibles, environ 10^{-4} . Cette structure large, qui correspond à la saturation de la transition atomique, s'interprète simplement en terme de mélange à quatre ondes résonant dans un système à 2 niveaux (figure VIII-4). Une deuxième résonance plus intense ($R_c \sim 10^{-3}$) se distingue autour de $\omega_s = \omega_L$. Sa largeur est de l'ordre 600 kHz, environ dix fois plus petite que la largeur Γ du niveau excité. Elle se présente comme la somme de deux courbes symétriques par rapport à ω_L ayant la même largeur et des hauteurs comparables (figure VIII-6). Nous l'interprétons comme un processus de mélange à quatre ondes faisant intervenir des sous-niveaux Zeeman dans l'état fondamental différemment peuplés et déplacés par la lumière des ondes pompes. Les largeurs correspondantes font intervenir la durée de vie du niveau fondamental liée au mécanisme de pompage optique Γ' . La distance entre les deux courbes symétriques est de l'ordre d'un déplacement lumineux δ' . La figure VIII-5, tracée pour une transition atomique $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$ dans la base OY liée à la polarisation des ondes pompes, montre l'origine physique de cette résonance.

La conjugaison de phase a ainsi été observée pour une grande variété d'angles entre la sonde et les ondes pièges. Pour les angles de l'ordre de 30° , on trouve des réflectivités

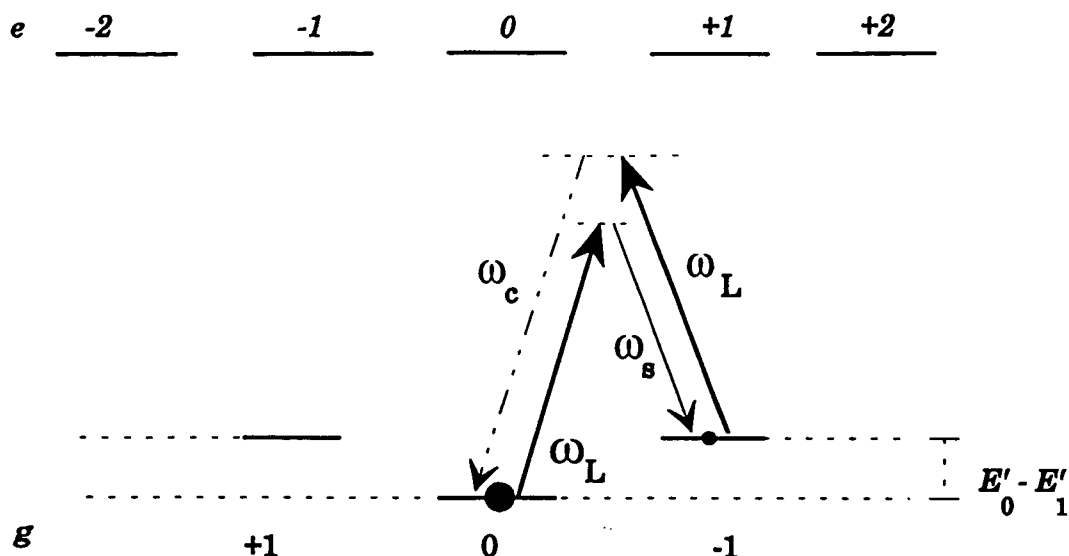


Figure VIII-5 : Mélange à quatre ondes résonnant entre sous-niveaux Zeeman fondamentaux différemment peuplés et déplacés par la lumière des ondes pompes.

de l'ordre de $0,5 \cdot 10^{-3}$.

Lorsque la sonde a la même polarisation que l'onde pompe qui se propage dans la même direction, on voit apparaître (figure VIII-6b), en plus des deux contributions précédentes de largeurs Γ et Γ' , une structure centrale autour de $\omega_s = \omega_L$ beaucoup plus étroite (largeur ~ 1 kHz) avec des réflectivités maximales par conjugaison de phase de l'ordre de $\sim 10^{-2}$. La dépendance linéaire de l'amplitude de cette résonance en fonction du carré du nombre d'atomes dans le piège est en accord avec une interprétation en termes de processus de mélange à quatre ondes [69] :

$$I_c \propto |E_c|^2 \propto |N \chi E E E_S^*|^2 \quad (\text{VIII.A.4})$$

Nous avons étudié la largeur de cette résonance en fonction des paramètres du piège. Les résultats obtenus montrent qu'elle est indépendante de l'intensité des ondes-pompes et varie linéairement en fonction de l'inverse du désaccord. Cette résonance est indépendante du champ magnétique inhomogène : elle est présente en situation de mélasse. L'origine physique de cette résonance ne peut être interprétée par un modèle simple où les atomes sont supposés immobiles puisqu'elle implique des temps de réponse ($1/\text{largeur de la résonance}$) très longs devant tous les temps atomiques internes. Une interprétation possible de cette résonance est donnée à la fin de l'article consacré à l'étude de la conjugaison de phase dans les mélasses optiques.

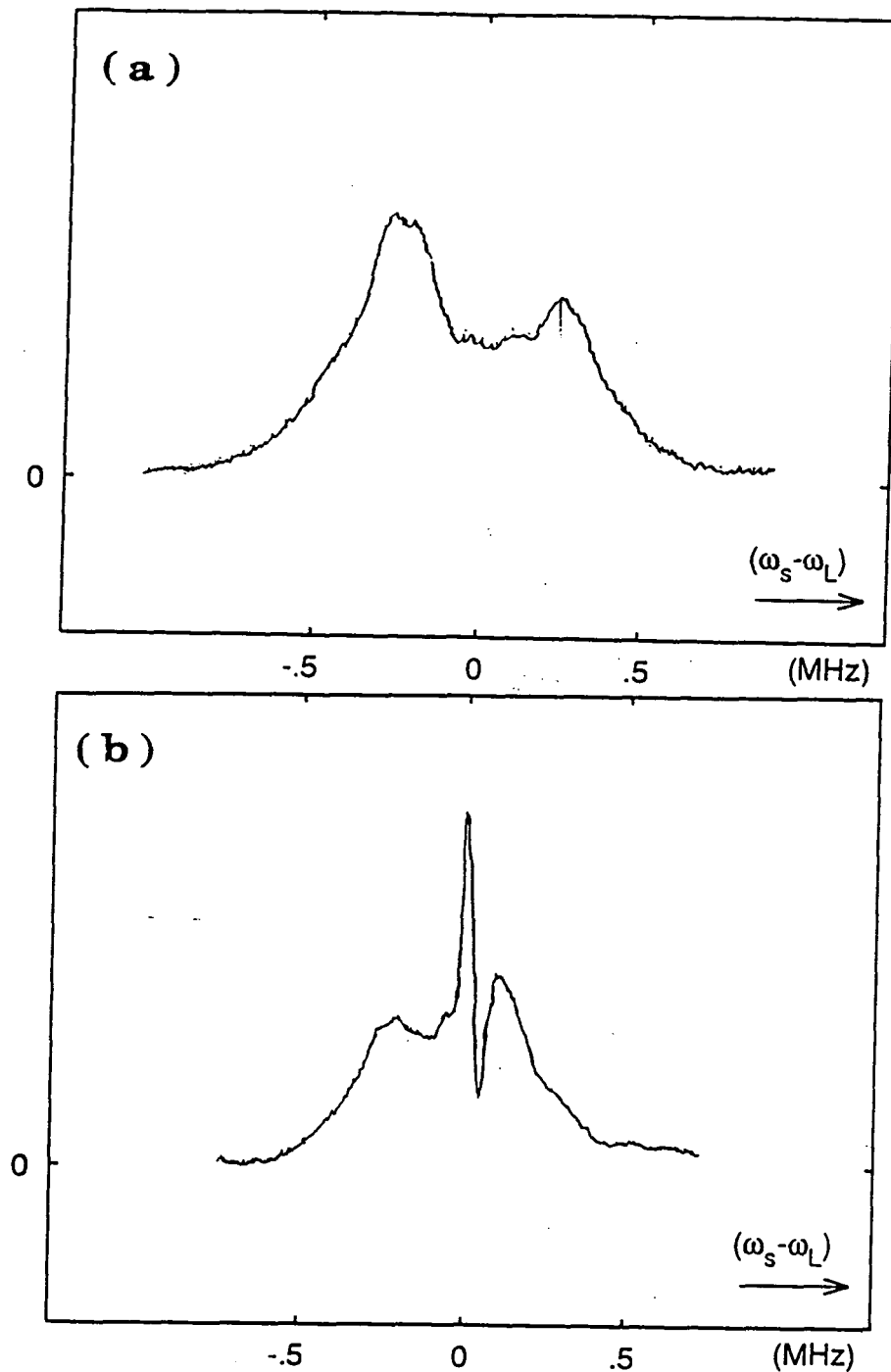


Figure VIII-6 : Spectres de conjugaison de phase obtenus pour une intensité des ondes pompes $I \sim 1,2 \text{ mW/cm}^2$ et un désaccord $\delta_L = -3\Gamma$. (a) Représente le cas où la polarisation de la sonde est σ^- , c'est-à-dire orthogonale (\perp) à celle de l'onde pompe qui va dans le même sens. (b) Cas où la sonde a une polarisation σ^+ (cas //). On remarque que dans le cas //, il y a, en plus de la structure large lié au mélange à quatre ondes résonnant (figure VIII-5) entre niveau Zeeman différemment peuplés et déplacés par la lumière, une structure beaucoup plus étroite (largeur $\sim 1 \text{ kHz}$) présentant un coefficient de réflexion de l'ordre de 10^{-2} .

OPTICAL PHASE-CONJUGATION IN CESIUM OPTICAL MOLASSES

B. Lounis^(**), P. Verkerk^(*), C. Salomon^(**), J.-Y. Courtois^(*) and G. Grynberg^(*)

^(*) *Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne^(§), Université Pierre et Marie Curie*

Case 74, T 12 - E 01, F-75252 Paris Cedex 05, France

^(**) *Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne^(§), Département de Physique de l'ENS*

24, rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France

Abstract

Resonant enhancements of phase-conjugate reflectivity are observed in cesium optical molasses. These resonances provide information about the internal and external degrees of freedom of the atoms interacting with the cooling beams, such as dynamical properties and spatial order of atoms localized in the optical potential associated with the light-shifts (1D lin \perp lin molasses), or friction coefficient of the cooling force (1D corkscrew molasses). Phase-conjugate reflectivities of the order of 10^{-2} and large angular aperture (30°) are observed in 3D optical molasses.

^(§) Unité de Recherche de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Paris 6, associée au CNRS, U.R.A. 18.

During the last past months, important advances have been made in the field of nonlinear optics with cold atoms. The first pump-probe experiments [1], [2] performed with cold cesium atoms in a magneto-optical trap showed that probe transmission spectra provide information about the internal state of atoms interacting with the cooling beams. In particular, the theoretical prediction of the existence of differently populated and light-shifted ground-state Zeeman sublevels in corkscrew molasses was confirmed [1]. More recently, in a series of experiments achieved in 1D optical molasses, pump-probe spectroscopy has been also demonstrated to be a powerful technique to study the dynamical properties of the atoms : it proves the quantization of the atomic motion in lin \perp lin molasses [3], and it allows the determination of the friction coefficient of the cooling force in σ^+ - σ^- optical molasses [4]. Another way to obtain information about cold atoms is to observe their fluorescence spectrum. Using this method, Westbrook *et al.* [5] proved the occurrence of atom localization in wavelength-scale optical potentials in optical molasses by observing Dicke-narrowing on the fluorescence spectrum. More recently, the fluorescence spectrum of a 1D lin \perp lin optical molasses has also given access to the vibrational levels of the atoms and has been used to estimate the temperature of the molasses [6]. We want to present here several experiments that show that optical phase-conjugation is also a method of great interest to study the characteristics of atoms in optical molasses of various polarizations and dimensions. We show that the phase-conjugate signal gives access to information comparable with those obtained from probe transmission spectra, but with the experimental advantage to be detected without background. In section I, we recall the main features of the experiment. Section II is devoted to the case of one-dimensional optical molasses, and two basic molasses polarization configurations (lin \perp lin and σ^+ - σ^-) are discussed. Finally, results about phase-conjugation in three-dimensional optical molasses are reported in section III.

I. General

The principle of our experiments is to measure the phase-conjugate reflectivity of a weak beam by optical molasses of various polarizations and dimensionalities. These molasses result from the interaction of cesium atoms with pairs of counterpropagating cross-polarized laser beams having same frequency ω and amplitude E_0 . In addition to the cooling pump beams, a weak probe beam of amplitude E_p and frequency $\omega_p = \omega + \delta$ ($|\delta| \ll \omega$) making a small angle with one pair of pump beams is sent through the atomic medium. The polarization of the probe can be either parallel or orthogonal to the one of the pump beam which propagates in the same direction. The combined interaction of pump and probe beams with the atomic medium leads to four-wave mixing optical phase-conjugation. This process is associated with absorption of photons from the counterpropagating cooling beams, amplification of the probe beam and generation of a wave of frequency $2\omega - \omega_p$ propagating in the direction opposite to the direction of the probe. We monitor the intensity of the phase-conjugate beam by introducing a beamsplitter on the path followed by the probe (fig. 1). The cooling beams as well as the beams of frequencies ω and ω_p are derived from a stabilized diode laser and are tuned to the red side of the $6S_{1/2} (F=4) \rightarrow 6P_{3/2} (F'=5)$ cesium transition. Typical intensities for the pump and probe beams are respectively $I=10 \text{ mW/cm}^2$ and $I_p=0.1 \text{ mW/cm}^2$.

II. One-dimensional optical molasses

Theoretically, two 1D laser configurations have been studied in detail, the $\sigma^+ - \sigma^-$ and lin \perp lin configurations, where the two counterpropagating laser beams are respectively circularly and linearly cross-polarized [7]. We show in this section that important properties of these molasses can be deduced from phase-conjugation spectra.

II.1. Experimental set-up

The 1D molasses are obtained as follows : cesium atoms are cooled and trapped by three pairs of σ^+ - σ^- counterpropagating beams in a magneto-optical trap [8]. After this loading and cooling phase, both the inhomogeneous magnetic field and the trapping beams are switched off. A pump wave of frequency ω made of two counterpropagating beams having σ^+ - σ^- or linear crossed polarizations is then switched on. 1D optical molasses are thus achieved in a transient way (typically 5-20 ms during which the atomic density decreases because of gravity and of transverse heating induced by the pump beams). Keeping 5% of the trapping beams helps this storage time by creating a small transverse friction effect (the 1D molasses then holds during 50 ms). However, in the case of 1D σ^+ - σ^- molasses the phase-conjugation spectrum is dramatically modified by the presence of this residual field, so that it becomes essential to switch it off completely.

II.2. lin \perp lin optical molasses

We first consider the case where the pump beams are linearly cross-polarized. We show in fig. 2 the phase-conjugation spectrum versus $\omega_p - \omega$ for two different polarizations of the probe beam and a detuning from resonance $\Delta = -10$ MHz. Fig. 2a corresponds to the case where the probe has a linear polarization orthogonal to that of the beam ω which propagates in the same direction. Fig. 2b corresponds to the case where the probe beam has the same linear polarization as the copropagating cooling beam ω . First, one observes two narrow resonances (width ≈ 35 kHz in (a) and ≈ 50 kHz in (b)) corresponding to non-degenerate phase-conjugation. These resonances are symmetrically located with respect to $\omega_p = \omega$ and their position Ω_v , plotted in fig. 3, varies as $(I/\Delta)^{1/2}$ to better than 10% for weak saturation. Smaller and broader resonances located around $\omega \pm 2\Omega_v$ are also observed. Second, the spectra of fig. 2 exhibit a very narrow central structure corresponding to degenerate phase-conjugation, whose shape depends on the

probe polarization. The narrowest central resonance (polarization configuration of fig. 2b) has a width of 8 kHz.

We interpret these resonances as follows : in lin₁lin optical molasses, because of the spatial gradient of ellipticity of the cooling wave, the ground-state Zeeman sublevels of the atom undergo different spatially-modulated light-shifts, which act as a periodic potential for the atom. When the cooling beams are tuned to the red side of the atomic resonance, the cooling wave induces on average optical pumping from the sublevels of higher energy to the sublevels of lower energy, resulting into cooling of the atoms (Sisyphus cooling [7]). For appropriate values of the laser intensity and detuning, this cooling process eventually leads to atom localization at the bottom of the optical potential wells, where the atoms can oscillate many times (at frequency Ω_v) before having their oscillation interrupted by optical pumping. The quantum analogous of this oscillation is the existence of atomic vibrational levels, equally spaced by an amount $\hbar\Omega_v$ in the limit of deep potential wells.

a. Non-degenerate phase-conjugation

Four-wave mixing processes involving an intermediate resonance on an adjacent atomic vibrational level can thus take place, leading to enhancement of the nonlinear susceptibility (fig. 2c). These processes can be related to stimulated Raman transitions between adjacent vibrational levels observed on the probe transmission spectra [3]. The position of the non-degenerate phase-conjugation resonances thus gives access to the oscillation frequency of the atoms at the bottom of the potential wells. In addition, transitions involving non-adjacent vibrational levels separated by $2\hbar\Omega_v$ are also clearly visible on the spectra of fig. 2. The width of the non-degenerate four-wave mixing resonances is much smaller than the rate at which photons are scattered by the atoms. This originates from a considerable lengthening of the coherence relaxation time due to

atom localization (Lamb-Dicke effect) [3,9]. In conclusion, non-degenerate phase-conjugation resonances provide information about the dynamics of atoms at the bottom of the optical potential wells (position of the resonances) and proves atom localization (width of the resonances).

b. Degenerate phase-conjugation

Degenerate four-wave mixing processes involving a *single* vibrational level can also take place in the molasses. These transitions manifest themselves on the phase-conjugation spectrum as a structure centred around $\omega_p = \omega$, and can be interpreted in the following way : the combined interaction of the probe beam and the cooling wave results in a time-modulated modification (frequency $\omega_p - \omega$) of the populations of the vibrational levels. This modification is associated with a temporal modulation of some atomic observables such as density, magnetization or quadrupole moment. The subsequent interaction of the cooling wave with these time-modulated atomic observables which are not in phase with the excitation (because of the finite atomic response time) leads to an energy transfer between probe and pump and simultaneously to the generation of the phase-conjugate wave which exhibits a resonance when the frequency of the modulation is on the order of the inverse of the atomic response time. The width of the central resonance thus provides information about the dynamics of the optical molasses.

The precise influence of the probe beam on the populations of the vibrational levels and the complete interpretation of these central structures are rather complex and discussed in detail in ref. [9]. We just want here to mention the main physical processes involved in degenerate phase-conjugation. To interpret the central structures of fig. 2, we consider the simple case of a $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ atomic transition. Each Zeeman sublevel $m_J = \pm 1/2$ has a well-defined spatially modulated light-shift [7]. Near the bottom of the potential wells associated with a given Zeeman sublevel, the atoms have a given

magnetization which changes sign every $\lambda/4$ (similar to an antiferromagnetic medium). Let us first consider the polarization configuration of fig. 2a. In absence of probe, due to the antiferromagnetic character of the molasses, the average magnetization of the sample is equal to zero. In contrast, the interaction with the probe induces net population transfers from one potential well to adjacent ones [9] and results into a net magnetization of the medium. Because the medium is now optically active [10], the counterpropagating pump wave undergoes a net polarization rotation (associated with a change of frequency [10]), and contributes to the generation of the phase-conjugate beam. Another contribution arises from the copropagating pump wave which has the same polarization as the phase-conjugate beam and which can undergo a Bragg diffraction on the density grating induced by population transfers. This diffraction is also associated with a change of frequency, so that the phase-conjugate beam can build up constructively from this backscattering. This contribution due to the backscattering process involves atom localization, while the contribution due to the forwardscattering does not. In a wide range of laser parameters both effects are important and contribute to the central structure [9].

The case of fig. 2b is more subtle. One can show that the probe induces no net magnetization in the medium. However it creates a modulated magnetization grating and a phase conjugate wave can build up from the backscattering of the copropagating pump beam on this grating [9].

II.3. Corkscrew optical molasses

We now consider the case where the cooling beams have circularly crossed polarizations (corkscrew molasses). We show in fig. 4 the phase-conjugation spectrum versus $\omega_p - \omega$ for a detuning from resonance $\Delta = -15$ MHz and for a probe beam having the same circular polarization as the copropagating cooling beam. One observes broad side-band resonances associated with resonant four-wave mixing processes

between differently light-shifted Zeeman sublevels (this can be related to the stimulated Raman resonances reported in ref. [1]) and a narrow central dip. The width of this resonance (≈ 70 kHz on fig. 4) varies as the inverse of the pump beam detuning from resonance and does not significantly depend on the pump intensity.

We now want to sketch an interpretation of this central structure by indicating the principal elements of a theoretical treatment developed in ref. [11]. The basic idea is the same as in the case of $\text{lin}\perp\text{lin}$ molasses : the combined interaction of the probe and the cooling beams leads to temporal modulation of some atomic observables which, after interaction with the cooling beams, give rise to the phase-conjugate wave. However, the physical mechanism which is responsible for the occurrence of these time-modulated observables is strikingly different from the previous case. First, in corkscrew molasses the light-shifts of the Zeeman sublevels are space-independent, so that no atom localization occurs. Second, in a wide range of laser parameters the dynamical properties of the atomic system is governed by the external degrees of freedom, instead of the internal degrees of freedom in the case of $\text{lin}\perp\text{lin}$ molasses. As a result, the probe-induced observable modifications will here arise from a modification of the momentum distribution of the atomic medium. This is due to a probe-induced modification of both the cooling force experienced by the atoms and the momentum diffusion coefficient. For example, when the probe is in phase with the cooling wave, it “pushes” the atoms and produces a net momentum transfer in the probe direction of propagation. Because the internal state of the atom is strongly correlated with its external state (this is actually the origin of the cooling mechanism), this momentum distribution will result into a global modification of the magnetization of the atomic sample, which will give rise to the central resonance. As in the case of the probe transmission spectrum, the width of this resonance is directly proportional to the friction coefficient of the cooling force [4]. Phase-

conjugation spectroscopy is thus also a convenient tool to measure directly the friction coefficient of the cooling force.

III. Three-dimensional optical molasses

Whereas 1D optical molasses are now well-understood, the properties of three-dimensional molasses have not yet been fully characterized. We report here the observation of phase-conjugation in 3D optical molasses obtained by switching off the magnetic field of a magneto-optical trap [12]. We show in fig. 5 the phase-conjugate spectrum for the case where the probe beam makes an 3° angle with the nearest cooling beam and has the same polarization as this beam. The other pump beams have been slightly misaligned, so that the phase-conjugate signal becomes insensitive to the fluctuations of the relative phase between the different pairs of counterpropagating laser beams. In addition to broad wings which can be related to the Raman resonances of ref. [1], one distinguishes an ultra-narrow Rayleigh resonance (the width of which can be as narrow as 400 Hz) at the center of the phase-conjugation spectrum. By analogy with the case of 1D corkscrew molasses, one might attribute the width of this resonance to the value of the 3D friction coefficient of the cooling force. This interpretation is reinforced by a quantitative comparison of the width of the central resonance with the value of the friction coefficient recently measured in 3D $\sigma^+ - \sigma^-$ molasses [13]. In particular, the fact that the friction coefficient is much smaller in 3D than in 1D is in qualitative agreement with the relative widths of the central resonance of fig. 4 and fig. 5. The width of the central structure varies linearly with the angle between the probe and the nearest cooling beam. This linear dependence may be associated either with transverse Doppler broadening (which could be used to estimate the temperature of the molasses) [14], or with an angular dependence of the characteristics of the cooling force. Optical phase-conjugation reflectivity on the order of 10^{-2} and angular aperture of 30° have also

been observed. This illustrates the interest of cold atoms as a nonlinear medium for real time holography.

IV. Conclusion

We have demonstrated that optical phase-conjugation is a powerful technique to investigate the properties of cold atoms in optical molasses of various polarizations and dimensions. It provides information similar to those of probe transmission spectra and has the additional experimental interest to be detected without background. Using this technique, we observed the quantized motion and the anti-ferromagnetic spatial order of atoms in the periodic optical potential associated with the light-shifts in the case of 1D lin \perp lin molasses. We measured the friction coefficient of the cooling force in the case of 1D corkscrew molasses. The observation of high reflectivities (10^{-2} for a 1mm-long nonlinear medium) and large angular aperture (30°) illustrates the interest of cold atoms as a nonlinear medium.

Acknowledgements

We wish to thank C. Cohen-Tannoudji and R.W. Boyd for helpful comments and discussions.

References

- [1] D. Grison, B. Lounis, C. Salomon, J.-Y. Courtois, G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **15**, 149, (1991).
- [2] J. W. R. Tabosa, G. Chen, Z. Hu, R. B. Lee, and H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3245, (1991).
- [3] P. Verkerk, B. Lounis, C. Salomon, C. Cohen-Tannoudji, J.-Y. Courtois and G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3861, (1992).
- [4] B. Lounis, J.-Y. Courtois, P. Verkerk, C. Salomon and G. Grynberg, to be published.
- [5] C. I. Westbrook, R. N. Watts, C. E. Tanner, S. L. Rolston, W. D. Phillips, P. D. Lett and P. L. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 33, (1990) ; see also N. P. Bigelow and M. G. Prentiss, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 29 (1990).
- [6] P. S. Jessen, C. Gerz, P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, R. J. C. Spreeuw, and C.I. Westbrook, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 49 (1992).
- [7] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. O.S.A.* **B6**, 2023 (1989).
- [8] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631, (1987) ; T. Walker, D. Sesko and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408, (1990).
- [9] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, submitted to *Phys. Rev. A*, (1992).

- [10] G. Grynberg, M. Vallet, M. Pinard, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 701, (1990).
- [11] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, to be published.
- [12] Optical phase-conjugation in magneto-optical traps has been observed and described by L. Hilico, P. Verkerk and G. Grynberg, *C. R. Acad. Sci. (Paris)*.
- [13] A. Clairon, Ph. Laurent, N. Aziz, M. Drewsen, D. Grison, B. Lounis, and C. Salomon, *Proc. of the 4th European Time and Frequency Forum*, (eds J. Hunt, Noordwik, 1992).
- [14] J. Guo, P. R. Berman, B. Dubetsky and G. Grynberg, *Phys. Rev. A*, to be published.

Figure Captions

- Fig. 1 Schematic experimental set-up for phase-conjugation experiment. In addition to the pair of cross-polarized cooling beams of frequency ω , a weak probe beam of adjustable polarization and frequency ω_p is sent through the 1D optical molasses (represented by a graduated sphere). The intensity of the phase-conjugate beam (frequency $2\omega - \omega_p$) is monitored by means of a beamsplitter BS located on the path followed by the probe beam and a photodiode PD.
- Fig. 2 Phase-conjugation spectra in 1D lin-lin optical molasses for two different linear polarizations of the probe beam. (a) The probe has a polarization orthogonal to that of the copropagating cooling beam. (b) The probe has the same linear polarization as the copropagating cooling beam. The non-degenerate resonances have different height due to interferences with the electronic background (c) The origin of the resonant enhancement of phase-conjugation is associated with resonant four-wave mixing processes involving different vibrational levels of the atom in the potential wells.
- Fig. 3 Position Ω_v of the non-degenerate resonances of Fig. 2 versus $I^{1/2}$ (a) and $(\Delta/\Gamma)^{-1/2}$ (b). Experimental data points follow the theoretical law for small saturations (s
- Fig. 4 Phase-conjugation spectrum in 1D $\sigma^+ - \sigma^-$ optical molasses. The probe has the same circular polarization as the copropagating cooling beam.

Fig. 5 Phase-conjugation spectrum in 3D $\sigma^+ - \sigma^-$ optical molasses. The probe has the same circular polarization as the nearest copropagating cooling beam.

Figures

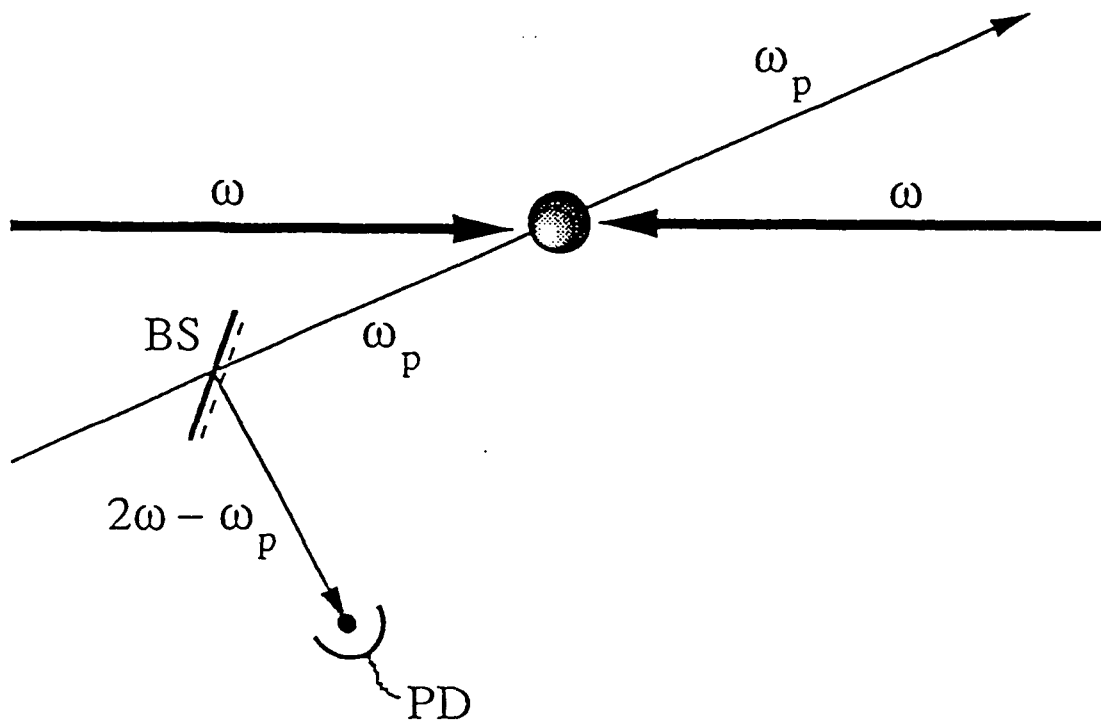
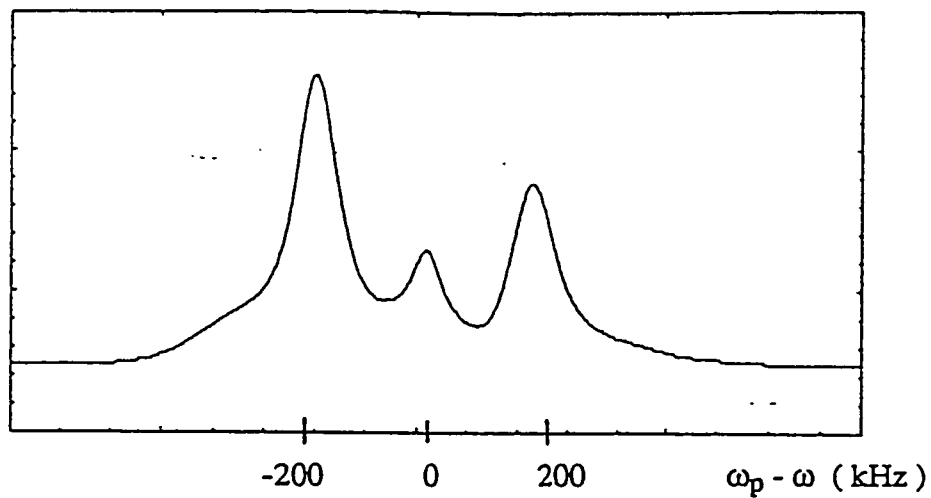
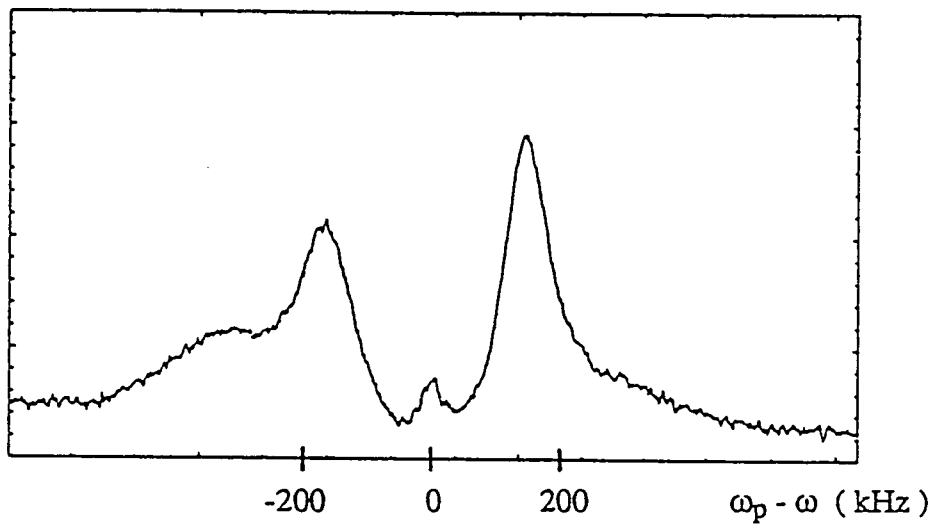


Figure 1

(a)



(b)



(c)

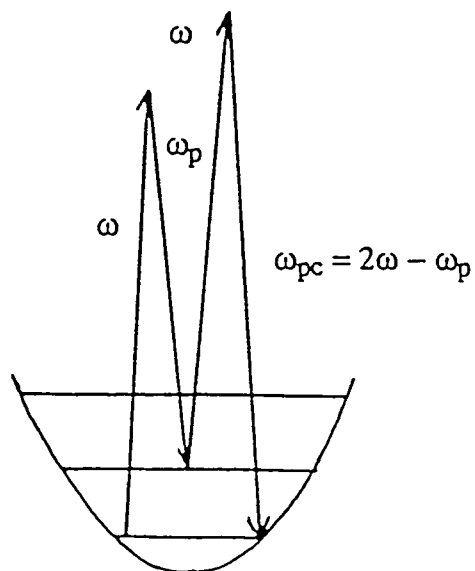
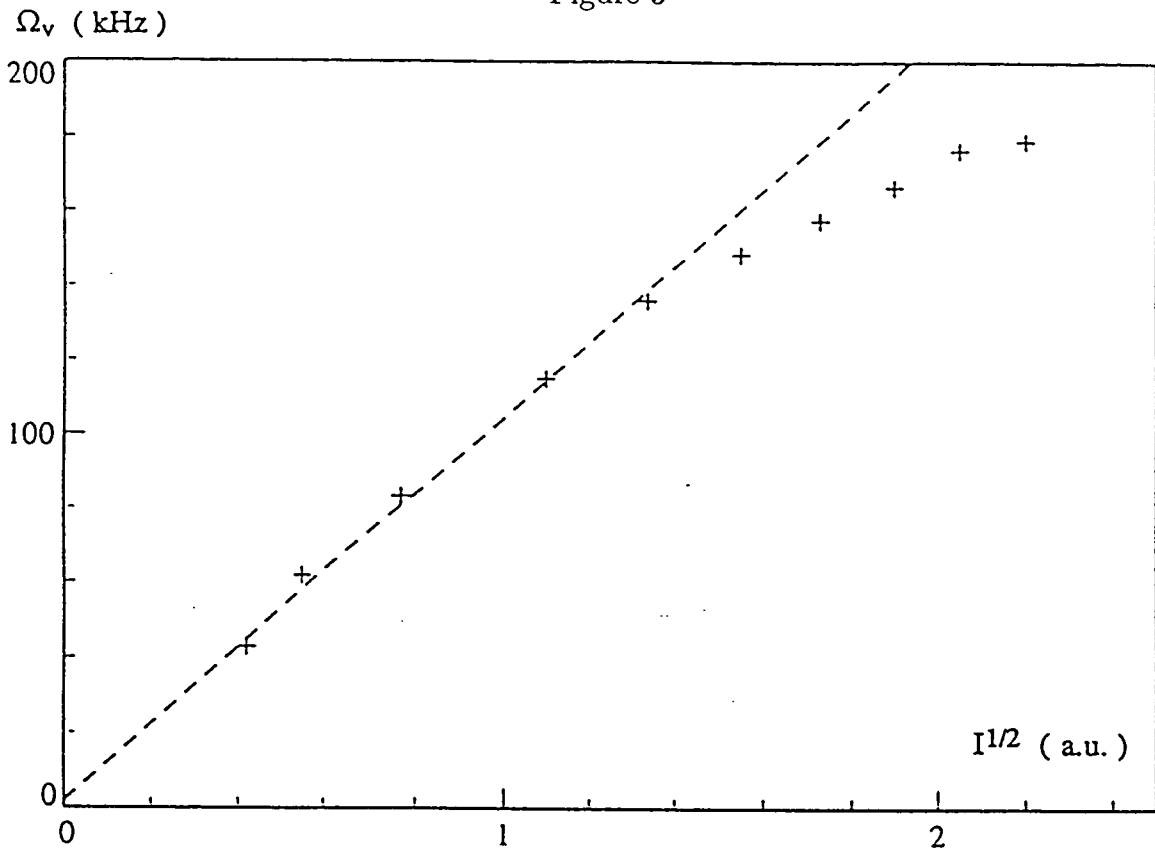
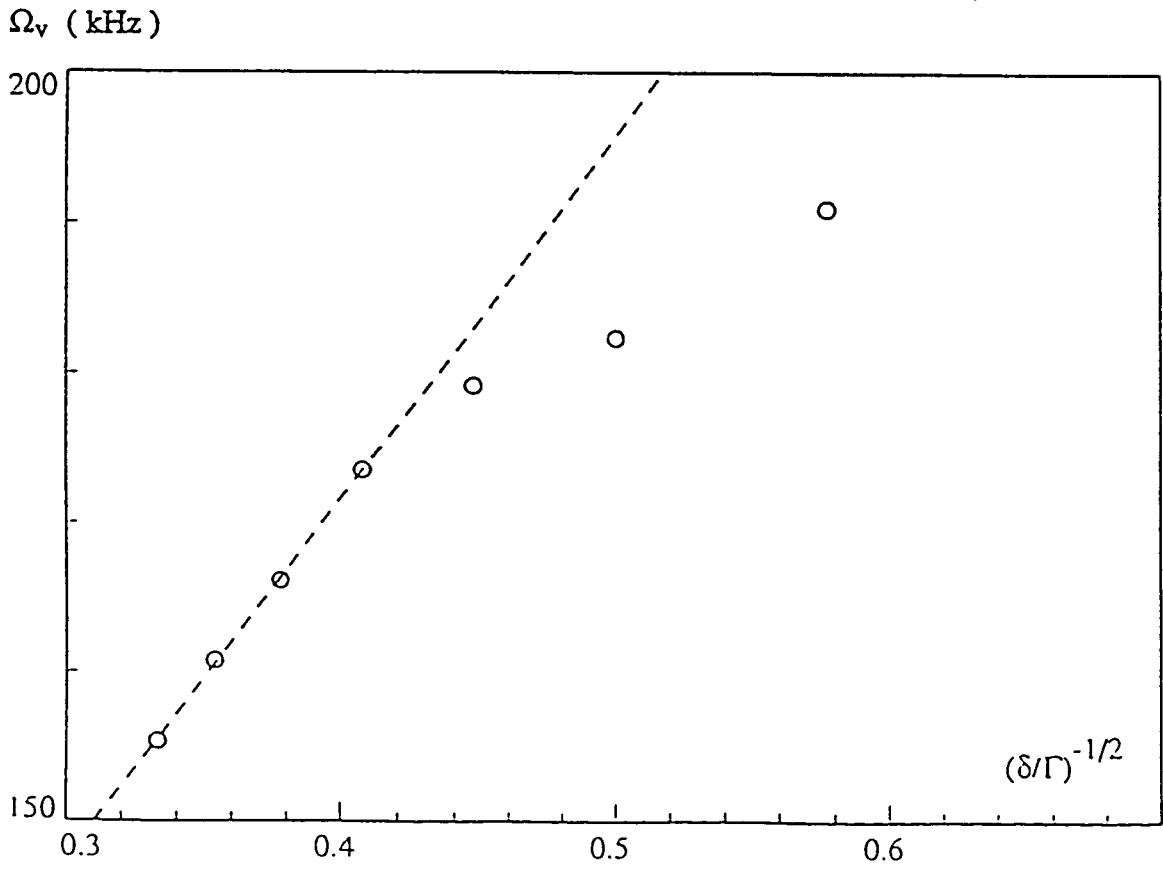


Figure 2

Figure 3



(b)



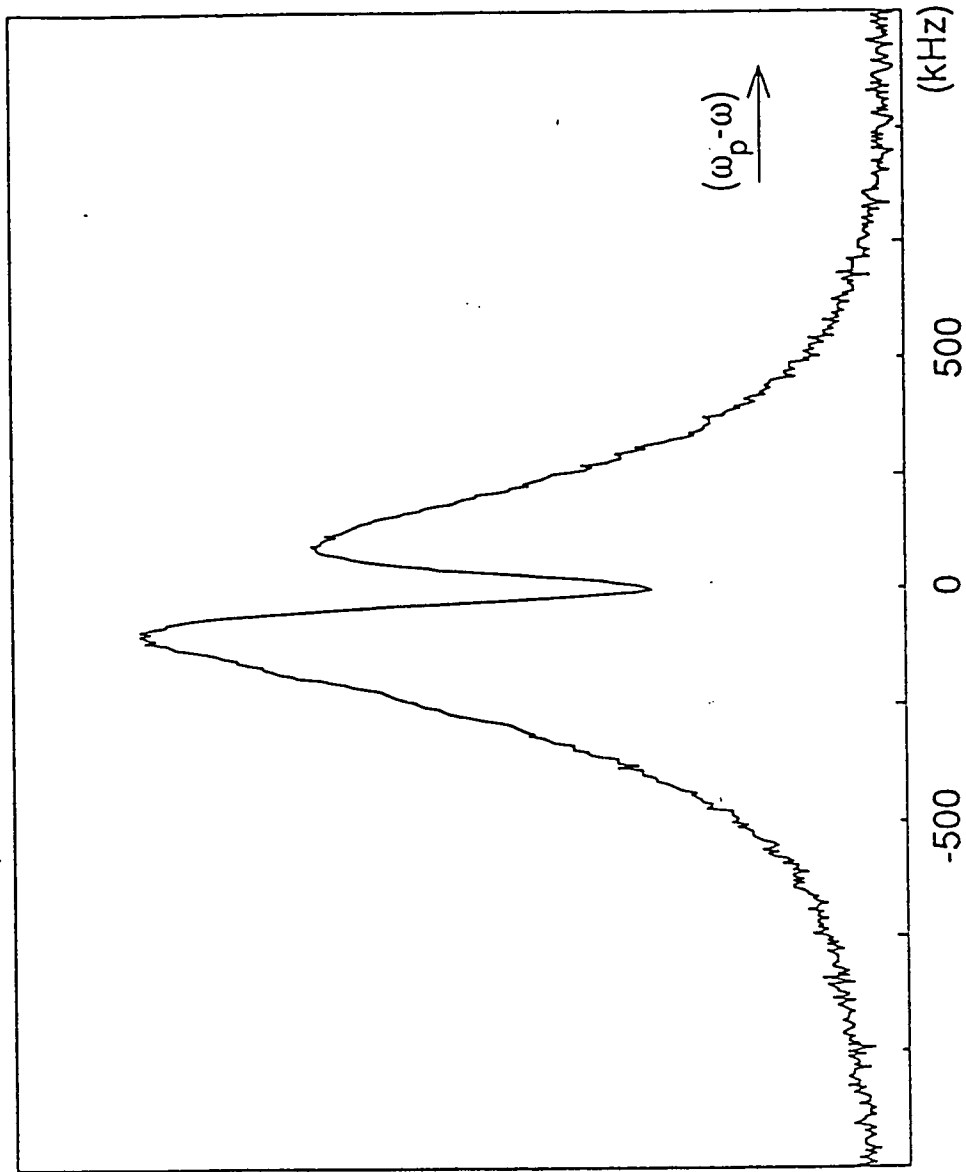


Figure 4

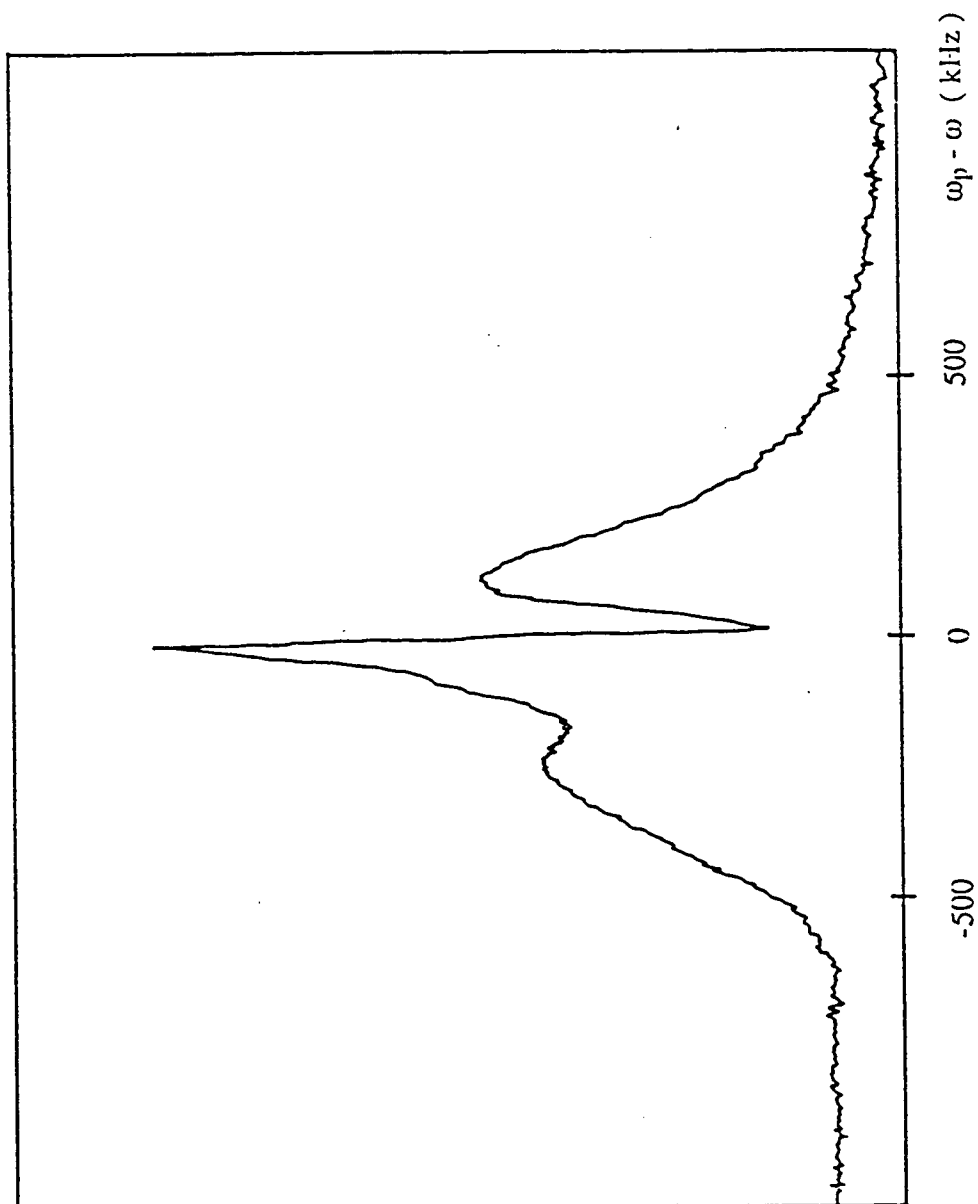


Figure 5

CONCLUSION

Comme l'expose le présent mémoire, notre travail a comporté deux aspects. Le premier a consisté à développer une application importante des atomes froids pour la métrologie du temps et des fréquences. Nous avons montré, en produisant des atomes refroidis par laser à quelques microkelvins en microgravité, qu'il était possible d'augmenter considérablement le temps de séjour des atomes dans un volume réduit. Clairement, ceci constitue une première étape vers la réalisation d'une horloge ultrastable en satellite. La prochaine étape, abordée par notre équipe en collaboration avec le groupe d'André Clairon au L.P.T.F., consistera à réaliser un prototype d'horloge en microgravité qui puisse être testé en vols paraboliques ou en tour à chute libre. A terme, une horloge à césium très compacte en satellite doit pouvoir améliorer la résolution de la résonance atomique d'un facteur 10 (largeur de la résonance $\sim 0,1$ Hz) par rapport aux fontaines réalisées au sol. Une stabilité de 10^{-16} par journée d'intégration et une excellente exactitude (\sim quelques 10^{-16}) sont alors attendues.

Dans la deuxième partie de notre travail, nous avons mis à profit les méthodes de l'optique non linéaire pour approfondir la compréhension des mécanismes de refroidissement laser. Les signaux de spectroscopies Raman et Rayleigh obtenus dans des expériences pompe-sonde nous ont permis de mesurer, pour la première fois, la force radiative subie par un atome dans une mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ à une dimension. Nous avons mis en évidence, dans le cas des mélasses "Sisyphé" à une dimension, la quantification du mouvement atomique par la lumière et l'existence d'un ordre spatial à grande échelle. Les atomes sont en effet localisés au fond des puits de potentiel où la polarisation de la lumière est purement circulaire. Afin de généraliser cette situation à deux et à trois dimensions, nous avons utilisé des configurations laser originales pour lesquelles les fluctuations de phase relative entre faisceaux ne modifient pas la topographie des potentiels lumineux. Nous aboutissons à une nouvelle image pour ces mélasses optiques : celle d'un cristal d'atomes localisés dans des sites ordonnés créés par interférence entre les faisceaux de refroidissement. Un prolongement direct de ce travail est bien sûr l'étude des propriétés de ce cristal optique.

- Il serait intéressant, par exemple, de regarder d'une manière approfondie les problèmes de diffusion spatiale et de collisions entre atomes froids dans ces cristaux. En effet, puisque les atomes sont localisés et polarisés, on s'attend à une réduction

importante de la diffusion spatiale et à une modification des taux de collisions.

-Dans tous les traitements théoriques abordés dans notre travail, les interactions à longue distance entre atomes, dues à des échanges de photons réels ou virtuels, ont été négligées. Ces interactions peuvent-elles créer des super-réseaux possédant un pas plus grand que la longueur d'onde optique λ ?

-Puisque les atomes sont piégés dans les puits où la polarisation de la lumière est purement circulaire (σ^+ ou σ^-), il serait intéressant de réaliser la situation où un seul atome serait piégé dans ces réseaux lumineux. Les corrélations temporelles de l'intensité de la lumière σ^+ ou σ^- diffusée donneraient accès aux sauts quantiques de l'atome d'un puits à l'autre.

-En changeant la polarisation des faisceaux laser, on modifie les profondeurs relatives des puits σ^+ et σ^- : on pourrait donc étudier la transition du système d'une configuration ferromagnétique à une configuration anti-ferromagnétique.

-La propagation de la lumière devrait présenter des propriétés particulières à cause de la modulation spatiale de l'indice dans ces milieux ordonnés. On pourrait peut-être mettre en évidence l'existence de bandes de fréquences pour lesquelles la lumière ne pourrait se propager dans un tel milieu (Photonic Band-Gap).

-La visualisation directe de ces cristaux optiques par la lumière de fluorescence émise par les atomes est difficile à mettre en oeuvre car la distance entre les puits est de l'ordre de la longueur d'onde λ . En changeant les angles entre les faisceaux laser on pourrait augmenter cette distance pour qu'un cliché devienne réalisable.

-Enfin, aux densités actuellement produites (environ 10^{11} atomes/cm³) ce cristal optique est très lacunaire : environ un site sur dix, en moyenne, est occupé par un atome. Il est très tentant d'augmenter ce facteur de remplissage pour se rapprocher des conditions où la probabilité d'occupation d'un même site par deux atomes s'approche de l'unité. On s'attend alors à l'apparition d'effets quantiques collectifs liés à la statistique fermionique ou bosonique des atomes. Les atomes de césium étant des bosons : le seuil de la condensation de Bose peut-il être atteint ?

APPENDICE A

Nous allons calculer dans cet Appendice le hamiltonien des déplacements lumineux dans la configuration $\sigma^+ - \sigma^-$ en présence d'une onde sonde de polarisation (\parallel) ou (\perp) à celle de l'onde pompe qui se propage dans le même sens.

1) En l'absence de la sonde

Le champ électrique s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}^{(+)}(z)e^{-i\omega_L t} + c.c \quad (\text{A.1})$$

avec

$$\mathbf{E}^{(+)}(z) = \mathcal{E}_0 (e^{ikz} \hat{e}_+ + e^{-ikz} \hat{e}_-) \quad (\text{A.2})$$

Le couplage atome-faisceaux pompes s'exprime en termes d'opérateur dipôle électrique réduit $\left(\Delta = \frac{\mathbf{d}}{\|\mathbf{d}\|} \right)$

$$V_{AP} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} = -d \Delta \cdot \mathbf{E} = \hbar \frac{\Omega}{2} (\mathcal{V}^+ + \mathcal{V}^-) \quad (\text{A.3})$$

$$\mathcal{V}^+ = (\mathcal{V}^-)^+ = e^{ikz} \Delta_+^{(+)} + e^{-ikz} \Delta_-^{(+)} \quad (\text{A.4})$$

Ω représente la fréquence de Rabi d'une onde progressive

$$\Omega = -2 \frac{d \cdot \mathcal{E}_0}{\hbar} \quad (\text{A.5})$$

\mathcal{V}^+ représente la partie ascendante du couplage où l'atome passe de son état fondamental $|g\rangle$ vers l'état excité $|e\rangle$ en absorbant un photon laser. $\Delta_{\pm}^{(+)}$ sont les composantes standards du dipôle atomique réduit qui font passer de $|g\rangle$ à $|e\rangle$ en absorbant un photon σ^{\pm} . La composante descendante du dipôle $\Delta^{(-)}$ fait passer de $|e\rangle$ à $|g\rangle$.

En présence de l'émission spontanée, l'évolution de la matrice densité atomique ρ est gouvernée par une équation pilote [68] :

$$\frac{d}{dt} \rho = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] - \Gamma \rho_{ee} - \frac{\Gamma}{2} (\rho_{eg} + \rho_{ge}) + \frac{d}{dt} \rho_{gg} \Big|_{ES} \quad (\text{A.6})$$

Le premier terme décrit l'évolution hamiltonienne gouvernée par

$$H = \frac{p^2}{2M} - \hbar\delta_L P_e + V_{AP} \quad (\text{A.7})$$

où P_e est le projecteur sur l'état excité.

Si on se limite au domaine des faibles saturations $s \ll 1$ et aux distributions de vitesses de faible largeur $k\Delta v \ll \Gamma$, on montre [11] que l'équation (A.6) peut être réduite à l'évolution du système dans son état fondamental et on peut écrire les relations suivantes :

$$\rho_{eg} = \frac{\Omega/2}{\delta_L + i\frac{\Gamma}{2}} \mathcal{V}^+ \rho_{gg} \quad (\text{A.8})$$

et

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta_L^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \mathcal{V}^+ \rho_{gg} \mathcal{V}^- \quad (\text{A.9})$$

L'équation d'évolution de la matrice densité ramenée dans l'état fondamental $\rho_{gg} = \sigma^{(0)}$ s'écrit :

$$\dot{\sigma}^{(0)} = \text{Bloch}(\sigma^{(0)}) = \frac{i}{\hbar} \left[\sigma^{(0)}, H_{\text{Stark}}^{(0)} \right] + (\sigma^{(0)})_{\text{relax}} \quad (\text{A.10})$$

où

$$H_{\text{Stark}}^{(0)} = \hbar \frac{\delta_L s}{2} \mathcal{V}^- \mathcal{V}^+ \quad (\text{A.11})$$

est le hamiltonien effectif des déplacements lumineux agissant dans le sous espace fondamental et dont les valeurs propres sont les déplacements lumineux de l'ordre de $\hbar\delta' = \hbar\delta_L s$.

Si on développe l'expression de $H_{\text{Stark}}^{(0)}$ nous obtenons :

$$H_{\text{Stark}}^{(0)} = \frac{\hbar\delta_L s}{2} \left(\Delta_+^{(-)} \Delta_+^{(+)} + \Delta_-^{(-)} \Delta_-^{(+)} + e^{2ikz} \Delta_-^{(-)} \Delta_+^{(+)} + e^{-2ikz} \Delta_+^{(-)} \Delta_-^{(+)} \right) \quad (\text{A.12})$$

2) Modification de la partie hamiltonienne induite par la sonde

On rajoute maintenant un faisceau sonde d'amplitude \mathcal{E}_s et de fréquence $\omega_s = \omega_L + \delta_s$ se propageant suivant la direction $+z$ ($\delta_s \ll \Gamma$). Sa polarisation \hat{e}_s est circulaire : elle peut être σ^+ et donc parallèle ($//$) à la polarisation de l'onde pompe "copropageante" ou σ^- et donc orthogonale (\perp). Le champ sonde s'écrit ainsi :

$$\mathbf{E}_s = \mathcal{E}_s e^{i(kz - \omega_s t)} \hat{e}_s \quad (\text{A.13})$$

Pour tout ce qui suit on ne s'intéresse qu'aux dépendances du 1^{er} ordre en ε où ε est défini par :

$$\varepsilon = \frac{\mathcal{E}_s}{\mathcal{E}_0} \ll 1 \quad (\text{A.14})$$

La partie ascendante du couplage atome-sonde s'écrit

$$V_{AS}^+ = \frac{\hbar\Omega_s}{2} \vartheta_s^+(t) = \frac{\hbar\Omega_s}{2} (\Delta^{(+)} \cdot \hat{e}_s) e^{ikz} e^{-i\delta_s t} \quad (\text{A.15})$$

où

$$\Omega_s = -\frac{2d\mathcal{E}_s}{\hbar} \quad (\text{A.16})$$

est la fréquence de Rabi du couplage atome-sonde vérifiant :

$$\frac{\Omega_s}{\Omega} = \varepsilon \ll 1$$

La nouvelle expression du hamiltonien des déplacements lumineux est alors :

$$H_{\text{Stark}}^{(s)} = \frac{1}{2} \hbar \delta_s \left(\mathcal{V}^- + \varepsilon \vartheta_s^{(-)} \right) \left(\mathcal{V}^+ + \varepsilon \vartheta_s^{(+)} \right) \quad (\text{A.17})$$

En ne gardant que les termes du 1^{er} ordre en ε , on obtient :

$$H_{\text{Stark}}^{(s)} = H_{\text{Stark}}^{(0)} + \frac{1}{2} \hbar \delta_L s \varepsilon \left(\mathcal{V}^- \vartheta_s^{(+)}(t) + \vartheta_s^{(-)}(t) \mathcal{V}^{(+)} \right) \quad (\text{A.18})$$

a - Cas parallèle (//)

Dans le cas où la sonde est polarisée σ^+ :

$$\vartheta_s^{(+)}(t) = \vartheta_{//}^{(+)}(t) = \Delta_+^{(+)} e^{ikz} e^{-i\delta_s t} \quad (\text{A.19})$$

$$H_{\text{Stark}}^{(s)} = H_{\text{Stark}}^{(//)} = H_{\text{Stark}}^{(0)} + H_{//}^{(1)} \quad (\text{A.20})$$

$$H_{//}^{(1)} =$$

$$\frac{1}{2} \hbar \delta_L s \varepsilon \left(\Delta_+^{(-)} \Delta_+^{(+)} (e^{i\delta_s t} + e^{-i\delta_s t}) + \Delta_+^{(-)} \Delta_-^{(+)} e^{2ikz} e^{-i\delta_s t} + \Delta_+^{(-)} \Delta_-^{(+)} e^{-2ikz} e^{i\delta_s t} \right) \quad (\text{A.21})$$

Sachant que les composantes standards du moment cinétique $J_{\pm} = J_x \pm iJ_y$ vérifient :

$$(J_+ J_- + J_- J_+) = \sum_m 2[j(j+1) - m^2] |m\rangle \langle m| \quad (\text{A.22})$$

et que les composantes standards du moment dipolaire réduit vérifient, dans le cas de la transition $j \rightarrow j + 1$ [76] :

$$\Delta_+^{(-)} \Delta_+^{(+)} = \sum_m |m\rangle \langle m| \frac{(j+1+m)(j+2+m)}{(2j+1)(2j+2)} \quad (\text{A.23})$$

On peut montrer que :

$$\Delta_+^{(-)} \Delta_+^{(+)} = \left(4(j+1)^2 I + 2(2j+3) \frac{J_z}{\hbar} - \frac{J_+ J_- + J_- J_+}{\hbar^2} \right) \frac{1}{2(2j+1)(2j+2)} \quad (\text{A.24})$$

Pour la transition $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$, on obtient :

$$\Delta_+^{(-)} \Delta_+^{(+)} = \frac{1}{24} \left(16I + \frac{10J_z}{\hbar} - \frac{J_+ J_- + J_- J_+}{\hbar^2} \right) \quad (\text{A.25})$$

I étant l'opérateur identité.

Le 1^{er} terme de (A.25) est isotrope et son effet est un déplacement global des énergies des différents sous-niveaux. Nous pouvons donc l'omettre dans la suite du calcul. Le terme d'alignement (3^{ème} terme) a une contribution négligeable devant le terme de magnétisation (proportionnel à J_z). De la même manière, on peut montrer que $\Delta_+^{(-)} \Delta_+^{(+)} \sim \frac{1}{12} \left(\frac{J_-}{\hbar} \right)^2$ et qu'on peut donc le négliger devant le terme de magnétisation.

En remplaçant (A.25) dans l'expression (A.21) donnant $H_{//}^{(1)}$ nous pouvons déduire une formule simple donnant $H_{\text{Stark}}^{(//)}$:

$$H_{\text{Stark}}^{(//)} = H_{\text{Stark}}^{(0)} + \frac{5}{12} \delta_L s \varepsilon \cos(\delta_s t) J_z \quad (\text{A.26})$$

Le passage dans le référentiel tournant se fait par la transformation unitaire T définie en (I.C.9). On obtient alors :

$$\widetilde{H}_{//} = H_{\text{Stark}}^{(0)}(z=0) + kv J_z - \Omega_B J_z \cos \delta_s t \quad (\text{A.27})$$

avec

$$\Omega_B = \frac{5}{12} \varepsilon |\delta_L| s \quad (\text{A.28})$$

b) Cas orthogonal (\perp)

La sonde a une polarisation σ^- orthogonale à celle de l'onde qui se propage dans le même sens.

$$\vartheta_s^{(+)}(t) = \vartheta_{\perp}^{(+)} = \Delta_-^{(+)} e^{ikz} e^{-i\delta_s t} \quad (\text{A.29})$$

En utilisant un traitement similaire à celui fait dans (a), on montre que le hamiltonien des déplacements lumineux dans le référentiel en mouvement avec l'atome, est donné par :

$$\widetilde{H}_\perp = H_{\text{Stark}}^{(0)}(z = 0) + kvJ_z + \Omega_B \cos((\delta_s - 2kv)t)J_z \quad (\text{A.30})$$

On remarque que la perturbation induite par la sonde dépend alors des degrés de liberté externes de l'atome.

APPENDICE B

Modifications de la force induites par la sonde dans le cas //

L'expression générale de la force est donnée par la formule [11] :

$$\mathbf{F} = -\langle \nabla_r V_{AL} \rangle = \left\langle \nabla_r \left(\mathbf{d}^{(+)} \cdot \mathbf{E}_{\text{total}}^{(+)} + \mathbf{d}^{(-)} \cdot \mathbf{E}_{\text{total}}^{(-)} \right) \right\rangle \quad (\text{B.1})$$

où $\mathbf{E}_{\text{total}}^{(+)}$ représente le champ total pompes + sonde.

Sachant que

$$\mathbf{d}^{(+)} \cdot \mathbf{E}_{\text{total}}^{(+)} = \frac{\hbar\Omega}{2} (\mathcal{V}^+ + \varepsilon \vartheta_{//}^{(+)}(t)) \quad (\text{B.2})$$

où \mathcal{V}^+ et $\vartheta_{//}^{+}(t)$ sont données respectivement par (A.4) et (A.19), on peut écrire la force totale sous la forme :

$$\mathbf{F} = Tr \left[\rho_{ge} \nabla \left(\frac{\hbar\Omega}{2} (\mathcal{V}^+ + \varepsilon \vartheta_{//}^{+}(t)) \right) \right] + Tr \left[\rho_{eg} \nabla \left(\frac{\hbar\Omega}{2} (\mathcal{V}^- + \varepsilon \vartheta_{//}^{-}(t)) \right) \right] \quad (\text{B.3})$$

Si on ramène l'évolution du système à celle de l'état fondamental (A.8) :

$$\rho_{eg} = \frac{\Omega/2}{\delta_L + i\Gamma/2} \left(\mathcal{V}^+ + \varepsilon \vartheta_{//}^{+}(t) \right) \rho_{gg} \quad (\text{B.4})$$

$$\rho_{ge} = \frac{\Omega/2}{\delta_L - i\Gamma/2} \rho_{gg} \left(\mathcal{V}^- + \varepsilon \vartheta_{//}^{-}(t) \right) \quad (\text{B.5})$$

On obtient, en ne gardant que les premiers termes en ε , l'expression suivante pour la force :

$$\begin{aligned} \mathbf{F} = & -\frac{\hbar\delta_L s}{2} Tr \left\{ \rho_{gg} \nabla (\mathcal{V}^- \mathcal{V}^+ + \varepsilon \mathcal{V}^- \vartheta_{//}^{+}(t) + \varepsilon \vartheta_{//}^{-}(t) \mathcal{V}^+) \right\} \\ & + i\hbar \frac{\Gamma_s}{4} Tr \left\{ \rho_{gg} \left[((\nabla \mathcal{V}^-) \mathcal{V}^+ - \mathcal{V}^- (\nabla \mathcal{V}^+)) \right. \right. \\ & + \varepsilon \left((\nabla \vartheta_{//}^{-}(t)) \mathcal{V}^+ - \vartheta_{//}^{-}(t) (\nabla \mathcal{V}^+) \right) \\ & \left. \left. + \varepsilon \left((\nabla^- \mathcal{V}^-) \vartheta_{//}^{+}(t) - \mathcal{V}^- (\nabla \vartheta_{//}^{+}(t)) \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Le premier terme de (B.6) représente la partie réactive de la force qui est négligeable dans le cas des mélasses $\sigma^+ - \sigma^-$ [9]. Le deuxième terme correspond à la force dissipative \mathbf{F}_d .

La matrice densité $\rho_{gg}(= \sigma)$ décrit en même temps l'état interne (sous-niveaux Zeeman) et l'état externe (distribution en impulsion). En présence de la sonde, elle s'écrit sous la forme :

$$\rho_{gg} = \sigma = \sigma^{(0)} + \sigma^{(1)}(t) \quad (\text{B.7})$$

où $\sigma^{(0)}$ représente la matrice densité stationnaire en absence de la sonde. $\sigma^{(1)}(t)$ est la perturbation du 1^{er} ordre en ε induite par la sonde.

En reportant (B.7) dans l'expression de la force et en ne gardant que la contribution dissipative on obtient :

$$\begin{aligned} \mathbf{F} \simeq \mathbf{F}_d = & \mathbf{F}_d^{(0)} + i\hbar \frac{\Gamma_s}{4} \text{Tr} \left\{ \sigma^{(1)}(t) ((\nabla \nu^-) \cdot \nu^+ - \nu^- (\nabla \nu^+)) \right\} \\ & + i\hbar \frac{\Gamma_s}{4} \text{Tr} \left\{ \sigma^{(0)} \left((\nabla \vartheta_{//}^-(t)) \nu^+ - \vartheta_{//}^-(t) (\nabla \nu^+) + (\nabla \nu^-) \vartheta_{//}^+(t) - \nu^- (\nabla \vartheta_{//}^+(t)) \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

ou encore :

$$\begin{aligned} \mathbf{F} = & \mathbf{F}_d^{(0)} + \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma_s}{4} \text{Tr} \left(\sigma^{(1)}(t) (\Delta_+^{(-)} \Delta_-^{(+)} - \Delta_-^{(-)} \Delta_+^{(+)}) \right) \\ & + \hbar \mathbf{k} \Gamma_s \varepsilon \text{Tr} \left(\sigma^{(0)} \Delta_+^- \Delta_+^+ \cos(\delta_s t) \right) \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

$\mathbf{F}_d^{(0)}$ représente la force de refroidissement dissipative de la mélasse en absence de la sonde.

Sachant que :

$$\Delta_+^{(-)} \Delta_+^{(+)} - \Delta_-^{(-)} \Delta_-^{(+)} = \frac{(2j+3)}{(2j+1)(j+1)} J_z \quad (\text{B.10})$$

et en utilisant (A.24), nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_d = & \mathbf{F}_d^{(0)} + \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma_s}{4} \frac{(2j+3)}{(2j+1)(j+1)} \text{Tr}(\sigma^{(1)}(t) J_z) \\ & + \varepsilon \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma_s}{2(2j+1)(2j+2)} \text{Tr}(\sigma^{(0)} (4(j+1)^2 I + 2(2j+3) J_z) \cos(\delta_s t)) \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Les modifications de la force dissipative $\mathbf{F}_d^{(1)}$ dues à la présence de la sonde comportent donc deux contributions (au 1^{er} ordre en ε)

$$\mathbf{F}_d^{(1)} = \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_P \quad (\text{B.12})$$

où pour $j = 1$

$$F_B = \frac{5}{24} \hbar k \Gamma s \text{Tr}(\sigma^{(1)}(t) J_z) \quad (\text{B.13a})$$

$$F_P = \hbar k \Gamma s \varepsilon \left(\frac{2}{3} + \frac{2}{12} \text{Tr}(\sigma^{(0)} J_z) \right) \cos \delta_s t \quad (\text{B.13b})$$

Dans l'expression de F_P , on a négligé le terme lié à l'orientation ($\langle J_+ J_- + J_- J_+ \rangle$) qui a une contribution négligeable devant le terme de magnétisation $\langle J_z \rangle$.

L'origine de F_P est l'interférence entre l'onde sonde polarisée σ^+ avec l'onde pompe copropageante qui, en modifiant l'intensité totale I_{σ^+} , change la pression de radiation exercée sur un atome dont l'état interne est déterminé par les ondes pompes seules (trace sur $\sigma^{(0)}$). En d'autres termes, F_P est associée à la pression de radiation d'une onde polarisée σ^+ se propageant dans la direction $+z$ et proportionnelle à la somme des taux de départ à partir des sous-niveaux Zeeman $|g, m\rangle$ pondérés par les populations $\Pi_m^{(0)}$ de ces sous-niveaux en absence de la sonde :

$$F_P = 2 \hbar k \Gamma s \varepsilon \left(\frac{1}{3} - \frac{50}{17} \frac{\delta_L^2}{4\delta_L^2 + 5\Gamma^2} \frac{kv}{|\delta'|} \right) \cos(\delta_s t) \quad (\text{B.14})$$

$$F_P \simeq \frac{2}{3} \hbar k \Gamma s \varepsilon \cos(\delta_s t) \quad (\text{B.15})$$

car $kv \ll |\delta'|$.

Le deuxième terme de la force dissipative F_B traduit l'influence des modifications de magnétisation, induites par la sonde et décrites par $\sigma^{(1)}(t)$, sur les pressions de radiation exercées par les ondes-pompes. En effet, la force totale subie par l'atome est due à la magnétisation induite par le terme inertiel V_{rot} . La présence de la sonde modifie cette magnétisation par l'intermédiaire du hamiltonien de perturbation $H_{//}^{(1)} = -\Omega_B J_z \cos(\delta_s t)$ qui a la même allure que V_{rot} . On peut donc évaluer F_B en effectuant dans l'expression (1.C.14), donnant la force, la transformation suivante :

$$kv \rightarrow kv - \Omega_B \cos(\delta_s t) \quad (\text{B.16})$$

On obtient alors :

$$F_P = \frac{50}{17} \frac{\delta_L^2}{4\delta_L^2 + 5\Gamma^2} \frac{\Omega_B}{|\delta'|} \hbar k \Gamma s \cos(\delta_s t) \quad (\text{B.17})$$

En résumé, la force totale subie par un atome dans une mélasse $\sigma^+ + \sigma^-$ en présence d'une sonde de polarisation ($//$) s'écrit sous la forme :

$$F = -\alpha v + \varepsilon (f_B + f_P) \cos(\delta_s t) \quad (\text{B.18a})$$

$$f_P = \frac{2}{3} \hbar k \Gamma s \quad (\text{B.18b})$$

$$f_B = \frac{250}{204} \frac{\delta_L^2}{4\delta_L^2 + 5\Gamma^2} \hbar k \Gamma s \quad (\text{B.18c})$$

APPENDICE C

Nous allons établir dans cet appendice l'expression du signal de transmission de la sonde.

1) Polarisation dans le milieu

La polarisation totale dans le milieu est donnée par :

$$\mathcal{P} = n\langle \mathbf{d} \rangle = nd \text{Tr}(\rho \Delta) \quad (\text{C.1})$$

où \mathbf{d} est le dipôle atomique, n la densité volumique du nuage d'atomes froids et ρ la matrice densité.

$$\mathcal{P} = nd \left[\text{Tr}(\rho_{ge} \Delta^{(+)}) + \text{Tr}(\Delta^{(-)} \rho_{eg}) \right] \quad (\text{C.2})$$

Ces deux termes sont conjugués l'un de l'autre, il suffit de ne garder que le deuxième terme de fréquence positive.

Si l'évolution du système atomique est ramenée à son état fondamental, on remplace ρ_{eg} par (A.8) et l'on obtient :

$$\mathcal{P}^{(-)} = nd \frac{(\Omega/2)}{\delta_L + i\Gamma/2} \text{Tr} \left(\left(\Delta^{(-)} \cdot \hat{\mathbf{e}}_s^* \right) (\mathcal{V}^{(+)} + \varepsilon \vartheta_s^+(t)) \rho_{gg} \right) \quad (\text{C.3})$$

La résolution de la matrice densité se fait au premier ordre en champ sonde

$$\rho_{gg} = \sigma = \sigma^{(0)} + \sigma^{(1)}(t) \quad (\text{C.4})$$

La composante de la polarisation qui rayonne à la fréquence de la sonde avec une polarisation $\hat{\mathbf{e}}_s$ est donnée au 1^{er} ordre en ε par

$$P_s = (\mathcal{P} \cdot \hat{\mathbf{e}}_s) = nd \left(-\frac{\Omega}{2} \right) \frac{\delta_L - i\Gamma/2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} \text{Tr} \left\{ (\Delta^{(-)} \cdot \hat{\mathbf{e}}_s^*) \varepsilon \vartheta_s^+ \sigma^{(0)} + (\Delta^{(-)} \cdot \hat{\mathbf{e}}_s^*) \mathcal{V}^+ \sigma^{(1)} \right\} \quad (\text{C.5})$$

Le premier terme proportionnel à $\text{Tr} [(\Delta^{(-)} \cdot \hat{\mathbf{e}}_s^*) \varepsilon \vartheta_s^+ \sigma^{(0)}]$ représente l'absorption linéaire de la sonde. Il est négligeable pour des désaccords assez élevés ($|\delta_L| > 2\Gamma$). L'expression de la polarisation non-linéaire est alors :

$$P_s = nd \left(-\frac{\Omega}{2} \right) \frac{\delta_L - i\Gamma/2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} \text{Tr} \left\{ \vartheta_s^- \mathcal{V}^+ \sigma^{(1)} \right\} \quad (\text{C.6})$$

où ν^\pm (et ϑ_s^\pm) sont les opérateurs sans dimension caractérisant le couplage atome-champs pompes (atome-champ sonde respectivement).

On peut introduire l'opérateur Λ_s

$$\Lambda_s = \vartheta_s^- \nu^+ \quad (\text{C.7})$$

qui représente l'opérateur absorption d'un photon pompe, émission d'un photon sonde.

2) Spectre de transmission

L'équation de propagation du champ total s'écrit [69] :

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathcal{P}}{\partial t^2} \quad (\text{C.8})$$

En projetant (C.8) sur la polarisation de la sonde et en utilisant l'approximation de l'enveloppe lentement variable [69], on obtient une équation de propagation pour le champ sonde :

$$2ik \frac{\partial}{\partial z} E_s = -\mu_0 \omega^2 P_s \quad (\text{C.9})$$

Le transfert d'énergie entre le milieu non-linéaire et l'onde sonde est donné par :

$$\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_t = - \left\langle \mathbf{E}_s \cdot \frac{d\mathbf{P}_s}{dt} \right\rangle_t \quad (\text{C.10})$$

Dans le cas d'un milieu dilué où E_s varie peu, on obtient en substituant (C.6) dans (C.10) et en intégrant (C.9) sur une longueur d'interaction L l'équation suivante :

$$\left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_t = \frac{ndE_s \Omega \omega}{\delta^2 + \Gamma_2/4} \text{Im} \left\{ \left(\delta_L - i \frac{\Gamma}{2} \right) \text{Tr} \left(\Lambda_s \sigma^{(1)} \right) \right\} \quad (\text{C.11})$$

ou en normalisant par rapport à l'amplitude de la sonde :

$$T = \frac{1}{\varepsilon} \left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle_t = nL \frac{\hbar \Omega^2 \omega}{2(\delta_L^2 + \Gamma^2/4)} \text{Im} \left\{ \left(\delta_L - i \frac{\Gamma}{2} \right) \text{Tr} \left(\Lambda_s \sigma^{(1)} \right) \right\} \quad (\text{C.12})$$

Le transfert d'énergie entre les atomes et la sonde implique la valeur moyenne de l'opérateur Λ_s sur la matrice densité perturbée $\sigma^{(1)}$.

3) Cas de la mélasse $\sigma^+ - \sigma^-$ sonde parallèle

L'opérateur Λ_s prend la forme suivante

$$\begin{aligned}\Lambda_s &= \left(\Delta_+^{(-)} \Delta_+^{(+)} + \Delta_+^{(-)} \Delta_-^{(+)} e^{-2ikz} \right) \\ &= \frac{1}{24} \left(16I + 10 \frac{J_z}{\hbar} - \frac{J_+ J_- + J_- J_+}{\hbar^2} + \frac{2(J_-)^2}{\hbar^2} e^{-2ikz} \right)\end{aligned}\quad (\text{C.13})$$

Les trois premiers termes représentent les contributions au signal dues à l'interaction de l'onde pompe avec une variation de population (1^{er} terme), de magnétisation (2^{ème} terme) et d'alignement (3^{ème} terme). Le dernier terme dans (C.13) représente la diffraction vers l'arrière de l'onde pompe qui se contre-propage avec la sonde et qui subit une rotation de polarisation due à l'alignement induit par la sonde. Le premier terme est nul car on a conservation de la population totale dans le milieu $Tr \{ I \sigma^{(1)} \} = 0$. Les deux derniers termes ont des contributions négligeables devant celle du deuxième. On peut donc conclure que le spectre de transmission est dû essentiellement à la magnétisation du milieu atomique

$$P_s = P_{//} = nd \left(\frac{-\Omega}{2} \right) \frac{\delta_L - i\Gamma/2}{\delta_L^2 + \Gamma^2/4} \frac{5}{12} \left\langle \frac{J_z}{\hbar} \right\rangle^{(1)} = \chi \langle J_z \rangle^{(1)} \quad (\text{C.14})$$

où

$$\langle J_z \rangle^{(1)} = Tr \left\{ \sigma^{(1)} J_z \right\} \quad (\text{C.15})$$

REFERENCES

- [1] T. Hänsch and A. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975)
- [2] D.W. Wineland and H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975)
- [3] J.P. Gordon and A. Ashkin, *Phys. Rev. A* **21**, 1606 (1980)
- [4] J. Dalibard, S. Reynaud and C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. B* **17**, 4577 (1984)
- [5] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Phys. B* **18**, 1661 (1985)
- [6] P. Lett, R. Watts, C. Westbrook, W. Phillips, P. Gould and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 169 (1988)
- [7] J. Dalibard, Ch. Salomon, A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste and C. Cohen-Tannoudji, in “Atomic Physics 11”, S. Haroche, J.C. Gay and G. Grynberg, eds (World Scientific, Singapore 1989)
- [8] S. Chu, Y. Shevy, D. Weiss and P. Ungar, in “Atomic Physics 11”, S. Haroche, J.C. Gay and G. Grynberg, eds (World Scientific, Singapore 1989)
- [9] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J.O.S.A. B* **6**, 2023 (1989)
- [10] P.J. Ungar, D.S. Weiss, R. Riis and S. Chu, *J.O.S.A. B* **6**, 2058 (1989)
- [11] C. Cohen-Tannoudji, in *les Houches, Session LIII, 1990 - “Fundamental Systems in Quantum Optics”*, ed. J. Dalibard, J.M. Raimond, et J. Zinn-Justin (Elsevier Science Publishers B.V.), (1992)
- [12] Ch. Salomon, J. Dalibard, W.D. Phillips, A. Clairon and S. Guellati, *Europhys. Lett.* **12**, 683 (1990)
- [13] Y. Castin, J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Proceedings of Light Induced Kinetic Effects”, L. Moi et al. Eds, Isola d’Elba (May 1990)
- [14] J. Javanainen and S. Stenholm, *Appl. Phys.* **21**, 35 (1980)
- [15] Y. Castin and J. Dalibard, *Europhys. Lett.* **14**, 761 (1991)
- [16] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, “*Mécanique Quantique*”, tome 1 (ed. Hermann, 1973)

- [17] Y. Castin, thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris (1992)
- [18] N.W. Ashcroft et N.D. Mermin; "Solid State Physics" (H.R.W. International Edition, 1976)
- [19] Le principe du piège magnéto-optique à une dimension fut proposé par J. Dalibard en 1987.
- [20] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- [21] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990)
- [22] D. Grison, thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris (1992)
- [23] D. Sesko, T. Walker, C. Wieman, J.O.S.A. **B8**, 946 (1991)
- [24] S. Steane, C. Foot, Europhys. Lett. **14**, 231 (1991)
- [25] A. Clairon, Ph. Laurent, A. Nadir, M. Drewsen, D. Grison, B. Lounis and Ch. Salomon, Proc. of the 6th European Frequency and Time Forum ESA SP-340, 27 (1992)
- [26] T. Walker, D. Sesko, C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990)
- [27] J. Dalibard, Optics Comm. **68**, 203 (1988)
- [28] M. Prentiss, A. Cable, J.E. Bjorkholm, S. Chu, E. Raab and D.E. Pritchard, Optics. Lett. **13**, 452 (1988)
- [29] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **63**, 961 (1989)
- [30] B. Sheehy, S. Shang, P. Van der Straten, S. Hatamian and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **64**, 858 (1990)
- [31] Y. Castin and K. Mølmer, J. Phys. **B23**, 4101 (1990)
- [32] A.M. Steane, M. Chowdhury and C. Foot, J. Opt. Soc. Am. **B9**, 2142 (1992)
- [33] M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, B. Lounis, Ch. Salomon, à paraître

- [34] Y. Castin à paraître
- [35] B. Dahmani, L. Hollberg and R. Drullinger, *Opt. Lett.* vol 12, n°11, 876 (1987)
- [36] Ph. Laurent, thèse de Doctorat de l'Université de Paris Sud, (1989)
- [37] M. de Labachellerie and P. Cerez, *Optics Comm.* **55**, 174 (1985)
- [38] G.C. Bjorklund, *Opt. Lett.* **5**, 15 (1980)
R. Raj, D. Bloch, J.J. Snyder, G. Camy and M. Ducloy, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1251 (1980)
- [39] R.W.P. Drewer, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley and H. Ward, *Appl. Phys.* **B31**, 97 (1983)
- [40] J.L. Hall, L. Hollberg, T. Baer and H.G. Robinson, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 680 (1981)
- [41] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985)
- [42] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu and R. De Voe, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 612 (1989)
- [43] A. Clairon, Ch. Salomon, S. Guellati and W.D. Phillips, *Europhys. Lett.* **16**, 1571 (1990)
- [44] M. Kasevich and S. Chu *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741 (1992)
- [45] P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters and G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118 (1961) ; N. Bloembergen, "Non-linear Optics", Benjamin New-York (1965)
- [46] A. Yariv and D.M. Pepper, *Optics Lett.* **1**, 16 (1977)
- [47] S.D. Wandzura, *Opt. lett.* **4**, 208 (1979)
- [48] M. Ducloy and D. Bloch, *J. Phys. (France)* **42**, 711 (1981)
- [49] D. Grison, B. Lounis, Ch. Salomon, J.Y. Courtois and G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **15**, 149 (1991)
- [50] J. Tabosa, G. Chen, Z. Wu, R. Lee and H.J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3245 (1991)

- [51] F. Wu, S. Ezekiel, M. Ducloy, B. Mollow, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1077 (1977)
- [52] M. Gruneisen, K. Mac. Donald, R. Boyd., *J.O.S.A.* **B5**, 123 (1988)
- [53] S. Haroche and F. Hartmann, *Phys. Rev.* **A6**, 1280 (1972)
- [54] C.I. Westbrook, R.N. Watts, C.E. Tanner, S.L. Rolston, W.D. Phillips, P.D. Lett. and P.L. Gould, *Phys. Rev.* **65**, 33 (1990)
- [55] P. Martin, in *Many-Body Physics, Les Houches 1967*, C. de Witt and R. Balian eds (Gordon and Breach, 1968); voir aussi C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, in *Photons and atoms*, (Wiley, New-York 1989) p. 352
- [56] J.-Y. Courtois and G. Grynberg. *Phys. Rev.* **A46**, 7060 (1992)
- [57] J.-Y. Courtois and G. Grynberg, *Soumis à Phys. Rev A*
- [58] C. Cohen-Tannoudji and J. Dupont-Roc, *Phys. Rev.* **A5**, 968 (1972)
- [59] W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972)
- [60] J.-Y. Courtois, *Communication privée*
- [61] G. Grynberg and P.R. Berman, *Phys. Rev.* **A39**, 4016 (1989)
- [62] G. Grynberg, M. Vallet et M. Pinard, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 701 (1990)
- [63] J. Guo, P.R. Berman, B. Dubetsky and G. Grynberg *Phys. Rev. A* **46**, 1426 (1992)
- [64] C. Valentin, M.C. Gagné, J. Yu and P. Pillet, *Europhys. Lett.* **17**, 133 (1992)
- [65] O. Emile, R. Kaiser, C. Gerz, H. Wallis, A. Aspect and C. Cohen-Tannoudji, *soumis au J. Phys. (France)*, (1993)
- [66] R.H. Dicke, *Phys. Rev.* **89**, 472 (1953)
- [67] P. Jessen, C. Gerz, P. Lett., W. Phillips, S. Rolston, R. Spreewn and C.I. Westbrook, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 49 (1992)
- [68] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc et G. Grynberg, "Processus d'interaction entre photons et atomes" (InterEditions 1988)
- [69] Y.R. Shen, "The principle of Non-Linear Optics", Wiley-Interscience (1984)

- [70] C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", Wiley, (New York, 1962)
- [71] A. Hemmerich and T.W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **70**, 410 (1993)
- [72] K. Berg-Sørensen, Y. Castin, K. Mølmer and J. Dalibard, soumis à Europhys. Lett., (1993)
- [73] R. Feynman, R. Leighton and M. Sands, "The Feynman Lectures on Physics" (Addison-Wesley, Reading, Mass, 1963), Vol I
- [74] P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolson, C.E. Tanner, R.N. Watts and C.I. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2084 (1989)
- [75] R.A. Fisher "Optical Phase Conjugation", Academic Press (1983)
- [76] E.U. Condon et G.H. Shortley, "The theory of atomic spectra" (Cambridge University Press) (1935)

Brahim LOUNIS

“ATOMES REFROIDIS PAR LASER :
DE LA MELASSE AU CRISTAL OPTIQUE”

RESUME

L'objet de cette thèse est l'étude de deux applications des atomes refroidis par laser. La première porte sur la production d'atomes refroidis à quelques microKelvins en microgravité. Un allongement considérable du temps de séjour des atomes dans un volume réduit a été ainsi démontré. La deuxième, plus fondamentale, met à profit les méthodes de l'optique non-linéaire pour étudier les mécanismes de refroidissement eux-mêmes. Les signaux de spectroscopies Raman et Rayleigh stimulées donnent accès à une mesure directe de la force subie par un atome dans une mélasse en “tire-bouchon” à une dimension. Ils permettent aussi, dans le cas des mélasses “Sisyphé” (à une, deux ou trois dimensions), la mise en évidence de la localisation des atomes au fond des puits du potentiel créé par la lumière. Ces derniers étant situés sur un réseau bien ordonné, l'image du milieu visqueux créé par les photons laser cède la place à l'image d'un cristal optique induit par la lumière.

ABSTRACT

The aim of this thesis is to study two applications of laser-cooled atoms. In the first one we have produced and studied a sample of cooled atoms under microgravity conditions. Because of the very low temperature ($18 \mu\text{K}$), the atoms released in free flight in microgravity exhibit a very long residence time in a small (1 cm^3) volume. The second and more fundamental application uses the methods of nonlinear optics to study the cooling mechanisms themselves. Stimulated Raman and Rayleigh spectroscopy provide a method of directly measuring the force acting on an atom in one-dimensional “corkscrew” molasses. They also enable us to demonstrate the localization of the cold atoms in the potential wells created by the light field in one-, two- and three-dimensional “Sisyphus” molasses. As these potential wells are arranged in a well-ordered array, the molasses picture of a viscous medium created by the laser photons gives way to a picture of a light-induced optical crystal.

MOTS-CLES

Refroidissement radiatif — Piège magnéto-optique — Microgravité — Optique non-linéaire — Forces radiatives — Quantification du mouvement — Potentiels périodiques — Cristaux optiques