



HAL
open science

Cavité gravitationnelle et optique atomique temporelle

Pascal Szniftgiser

► **To cite this version:**

Pascal Szniftgiser. Cavité gravitationnelle et optique atomique temporelle. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1996. Français. NNT : . tel-00011912

HAL Id: tel-00011912

<https://theses.hal.science/tel-00011912>

Submitted on 10 Mar 2006

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

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

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



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

spécialité : Physique Quantique

présentée par

Pascal SZRIFTGISER

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

**Cavité gravitationnelle et optique atomique
temporelle**

Soutenue le 24 juillet 1996 devant le jury composé par :

MM.	C. COHEN-TANNOUJDI,	Président
	J. BAUDON,	Rapporteur
	A. STEANE,	Rapporteur
	P. GLORIEUX,	Examineur
	J.-M. RAIMOND,	Examineur
	C. WESTBROOK,	Examineur
	J. DALIBARD,	Directeur de Thèse

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



THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

spécialité : Physique Quantique

présentée par

Pascal SZRIFTGISER

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

**Cavité gravitationnelle et optique atomique
temporelle**

Soutenue le 24 juillet 1996 devant le jury composé par :

MM.	C. COHEN-TANNOUJJI,	Président
	J. BAUDON,	Rapporteur
	A. STEANE,	Rapporteur
	P. GLORIEUX,	Examineur
	J.-M. RAIMOND,	Examineur
	C. WESTBROOK,	Examineur
	J. DALIBARD,	Directeur de Thèse

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au Laboratoire Kastler Brossel. Je remercie vivement Michèle Leduc et Jacques Dupont-Roc qui m'y ont accueilli et qui m'ont fait bénéficier d'excellentes conditions de recherche.

J'ai été reçu par Claude Cohen-Tannoudji dans son équipe, je le remercie pour les moyens exceptionnels dont j'ai bénéficiés et pour la grande confiance qu'il m'a témoignée lors de mes recherches.

Jean Dalibard a assuré la direction de cette thèse. Sa disponibilité, son imagination, son sens très original de la physique, son enthousiasme et son discernement scientifique ont été une aide précieuse. Bien au-delà de simples aspects matériels et pratiques, je crois qu'il a su me conduire à la maturité scientifique, je l'en remercie.

Plusieurs personnes ont directement participé à ces recherches. Merci à Andrew Steane qui a travaillé plus d'une année sur le dispositif expérimental avec efficacité, imagination et flegme anglais, à Markus Arndt dont l'acharnement au travail est impressionnant, à Pierre Desbiolles qui a, entre autres, entièrement relu le manuscrit et à David Guéry-Odelin qui a assuré au jour le jour les calculs de diffraction.

Yvan Castin et Christophe Salomon ont, en plus de leur constante bonne humeur, souvent amené un éclairage soit théorique soit expérimental sur de nombreux problèmes.

Merci à François Bardou pour les nombreuses discussions, mi-scientifiques, mi-philosophiques, que nous avons eues. A Pierre Lemonde et à Christophe Jurczak pour les nombreux conseils techniques que nous avons échangés.

Je remercie MM. Jacques Baudon, Pierre Glorieux, Jean-Michel Raimond, Chris Westbrook de l'intérêt qu'ils ont porté à ces recherches en acceptant de faire partie du jury de soutenance. Merci à Pierre Glorieux pour son accueil au LSH de Lille.

Ces travaux ont bénéficié de l'aide de toute l'équipe de refroidissement de l'ENS. Merci à Hélène Perrin, Alain Michaud "notre Canadien", Brahim Lounis, Ralf Dum, Philippe Bouyer, Maxim Ol'shanii, Pippa Storey, Jacob Reichel, Maxime Ben Dahan, Bruno Saubamea,

Simone Kulin, John Lawall, Ernst Rasel, Olivier Morice, Carl Aminoff, Axel Kuhn, Denis Boiron, Wolfgang Hänsel, Ekkehard Peik et Pierre Méjean que je regrette profondément.

Je ne saurai oublier l'équipe des "réseaux" pour les nombreux contacts que nous avons eus, merci à Gilbert Grynberg, Philippe Verkerk, Jean-Yves Courtois, Cécile Mennerat, Christine Triché, Samuel Guibal, Luca Guidoni et Constantin Petsas.

Je tiens à remercier également l'équipe d'optique atomique d'Alain Aspect à Orsay qui a mis en évidence les problèmes liés aux défauts de surface des miroirs.

Sans les services techniques, ces recherches n'auraient pas abouti. La majorité des équipements électroniques a été réalisée au laboratoire par André Clouqueur, Patrick Giron ainsi que Lionel Perennes (Yo) qui a fabriqué les "boîtes d'optique atomique". L'expérience n'aurait également pu démarrer si vite sans l'aide des "mécaniciens" Jean-Claude Guillaume, Jean Lagadec et Jean Outrequin, ainsi que de l'ensemble des services généraux du département.

Merci à mes parents et à mon frère, à Marion G. et à C. L.

Ces travaux ont été soutenus par la DRET, le Collège de France, le CNRS et l'Ecole normale supérieure ; que ces institutions soient ici remerciées.

Table des matières

Introduction	5
Liminaires	9
I Optique atomique classique	11
1 Miroir atomique	13
1.1 Les miroirs atomiques	13
1.2 Force dipolaire atomique	14
1.2.1 Les utilisations	14
1.2.2 Potentiel dipolaire	14
1.3 Miroir atomique à onde évanescente	15
1.3.1 L'onde évanescente	15
1.3.2 Potentiel évanescent	17
1.3.3 Point de rebroussement classique	19
1.3.4 "Trajectoire" atomique	19
1.3.5 Condition de rebond, taille effective	20
1.3.6 Courbure du miroir	20
1.3.7 Corrections au potentiel évanescent	22
1.4 Pertes	23
1.5 Réflexions multiples	25
2 Montage expérimental	27
2.1 Introduction	27
2.2 Enceinte à vide	27
2.2.1 Principe	27
2.2.2 Estimation du vide	28
2.2.3 Comparaison avec un jet ralenti	30
2.3 Recapture	30
2.3.1 Transfert	30
2.3.2 Dépendances par rapport à $\delta_{P.M.O.}$ et dB/dz	33
2.3.3 Chargement multiple	34
2.3.4 Couplage piège-cavité	34

2.4	Les lasers	35
2.4.1	Le laser onde évanescente	35
2.4.2	Le système laser piège	36
2.4.3	Détection	39
2.5	Conclusion	40
3	Sélection en vitesse	41
3.1	Introduction	41
3.2	Sélection en vitesse dans la cavité	42
3.2.1	Principe	42
3.2.2	Zone sélectionnée dans l'espace des phases	44
3.2.3	Validité de l'approximation classique	46
3.2.4	Temps d'arrivée	46
3.2.5	Résultats expérimentaux	46
3.3	Effets parasites	48
3.3.1	Influence de la courbure du miroir	48
3.3.2	L'émission spontanée	49
3.4	Autre représentation	51
3.4.1	Propagation libre	51
3.4.2	Fentes spatiales ou temporelles	52
3.5	Mesure de la densité dans l'espace des phases d'une mélasse optique	53
3.5.1	Introduction	53
3.5.2	Reconstruction de la distribution atomique dans l'espace des phases (v_z, z)	55
3.5.3	Applications	57
4	Optique atomique classique	59
4.1	Introduction	59
4.2	Réflexion par un miroir mobile "mou"	60
4.2.1	Potentiel quelconque	60
4.2.2	Potentiel exponentiel ou gaussien	61
4.3	Tennis, lentilles et multi-lentilles atomiques	61
II	Optique atomique ondulatoire	73
5	Modulation de phase d'onde de matière atomique	75
5.1	Introduction	75
5.2	Approche théorique élémentaire	76
5.2.1	Modulation de phase en optique photonique	76
5.2.2	Pour des ondes de matières	77
5.3	Séquence expérimentale	79
5.3.1	Ordres de grandeurs	79
5.3.2	Séquence	79

5.3.3	Choix de la hauteur de la sonde	80
5.4	Résultats expérimentaux	81
5.4.1	Poids et position des bandes	84
5.4.2	Les dissymétries	86
5.5	Interférométrie	88
6	Diffraction par une fente temporelle	97
6.1	La diffraction temporelle d'ondes matérielles	97
6.2	Théorie élémentaire	98
6.2.1	Diffraction d'un faisceau monocinétique	98
6.2.2	Calcul par intégrale de chemin	99
6.2.3	Durée effective des pulses	102
6.3	Conception de l'expérience	103
6.3.1	Résolution des spectres	103
6.3.2	Réseau de fentes incohérentes	103
6.4	Détection par tube photo multiplicateur (P.M.)	106
6.4.1	Optique de collection	106
6.4.2	Exploitation du signal	106
6.5	Effets indésirables	108
6.5.1	défauts de surface du miroir	108
6.5.2	Emission spontanée, fond continu d'atomes	110
6.5.3	Elargissement des spectres par le champ magnétique résiduel	110
6.5.4	Fluctuations du laser créant l'onde évanescente	111
6.6	Résultats expérimentaux	112
6.6.1	Pics de diffraction	112
6.6.2	Augmentation de ΔT avec diminution de τ	113
6.7	Conclusion	114
7	Interféromètre à fentes temporelles	115
7.1	Introduction	115
7.2	Fentes d'Young temporelles	116
7.2.1	Principe	116
7.2.2	Calcul des interférogrammes	117
7.2.3	Interfrange	117
7.3	Résultats expérimentaux	120
7.3.1	Séquence et choix des paramètres	120
7.3.2	Déphasage d'un bras par rapport à l'autre	122
7.4	Pertes de contraste	124
7.4.1	Champ magnétique	124
7.4.2	Non recouvrement des paquets atomiques (temps de cohérence)	124
7.4.3	Déformation du miroir par les Forces de van der Waals	126
7.5	Accélération	127
7.5.1	Vibrations mécaniques	127

7.5.2	Mesures de g	128
7.6	Conclusion	129
Conclusion générale		135
Annexes		139
A Efficacité de détection		139
A.1	Nombre de photon émis par atomes	139
A.2	Composition du bruit de fond résiduel	142
A.3	Comparaison des mesures d'absorption par photodiode et fluorescence par P.M.	143
B Gestion informatique des lasers		145
B.1	Verrouillage assisté par ordinateur	145
B.2	Synthèse des signaux de diffraction et d'interférométrie	146
B.2.1	Réseaux de diffraction	146
B.2.2	Calibration de I_1 par rapport à I_2	148
C Les différents temps de la cavité (fondamentaux ou non)		151
C.1	Notations	151
C.2	Echelles de temps	151
Bibliographie		153

Introduction

Faire de l'optique avec une particule qui n'est pas un photon, mais un atome, avec des éléments optiques qui ne sont pas matériels, mais lumineux, constitue le thème de recherche de cette étude. *L'optique atomique*, consiste, comme en optique photonique, à fabriquer des outils de base comme des miroirs, des prismes (dispersifs ou non), des lentilles ; elle vise également à tirer parti du caractère ondulatoire de la matière pour réaliser des lames séparatrices cohérentes, des fentes et des réseaux de diffraction, ainsi que des interféromètres [1], [2], [3], [4]. La réalisation de ces éléments ouvre des perspectives de recherches et d'applications de plus en plus nombreuses, et de plus en plus à portée de main.

En raison du caractère ondulatoire de la matière, il y a de fortes analogies entre optique photonique et optique atomique ; mais la relation de dispersion des atomes, du fait de leur masse, est différente de celle de la lumière et ceci va dans certains cas modifier profondément l'optique qui leur est liée.

L'optique de particules chargées, comme l'optique électronique, par exemple, est une optique très développée, qui bénéficie de la forte interaction de ces particules avec des champs électriques ou magnétiques et qui a donné lieu à des applications spectaculaires comme la microscopie et la lithographie.

Les applications de l'optique des neutrons sont également nombreuses. Un très grand nombre d'éléments optiques et d'interféromètres ont été réalisés [5], et les neutrons sont des outils précieux dans l'étude de la structure de la matière.

Les intérêts à développer une optique atomique performante sont nombreux. Par exemple, les interféromètres utilisant des atomes sont d'une sensibilité potentiellement supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle des interféromètres à photons, du moins à géométrie identique [6]. Un autre avantage des atomes est leur structure très riche de niveaux internes. Les énergies correspondantes couvrent tout le spectre électromagnétique, du domaine radio-fréquence à l'U.V. lointain, permettant de mettre en jeu des processus d'interaction très variés avec divers champs électromagnétiques. Des processus multiphotoniques, comme les excitations Raman stimulées permettent des mesures fines de vitesse. L'émission spontanée de l'atome est un processus dissipatif qui peut être répété avec un taux

élevé, et qui (bien utilisé) conduit à un refroidissement et à une augmentation importante de la densité des sources atomiques. Ces densités élevées seraient plus difficiles à obtenir avec des particules chargées du fait de la répulsion électrostatique.

C'est grâce à ces processus dissipatifs et à l'apparition de nouvelles technologies lasers, qu'est apparu dans les années 1980 un nouveau domaine de la physique des atomes neutres : le piégeage et refroidissement d'atomes par laser. Une première mélasse optique a été réalisée en 1985 [7]. La température de ces mélasses optiques est limitée par l'énergie de recul associée à un seul photon, ce qui correspond à une température de $\sim 2.5 \mu\text{K}$ sur l'atome de césium [8], [9]. La densité des mélasses a été très fortement augmentée par l'apparition du piège magnéto-optique [10], et il est alors devenu possible de disposer de sources atomiques froides (de l'ordre du μK), denses ($\sim 10^{11}$ atomes/cm³), fiables, et faciles d'accès. Les avantages de ces sources pour l'optique atomique sont nombreux : leur faible température correspond à une "grande" longueur d'onde de de Broglie $\lambda_{dB} = h/p$, ce qui facilite la réalisation d'interféromètres. Elles ont également une luminosité importante et une faible dispersion des énergies, c'est-à-dire une bonne "monochromaticité". Plusieurs espèces sont facilement piégées : alcalins, alcalino-terreux, gaz rares dans un niveau métastable. De nombreuses expériences utilisent désormais ces sources avec des buts très variés : réduction du bruit quantique de la lumière [11], refroidissement sub-recul par résonance sélective en vitesse [12], [13] ou refroidissement Raman [14], étude des réseaux optiques [15], [16], de la diffusion atomique dans de tels réseaux [17], étude de la dynamique chaotique dans un potentiel dépendant du temps [18], [19], amélioration des performances des horloges atomiques [20], [21], et très récemment, point de départ du refroidissement évaporatif [22], [23] vers la condensation de Bose-Einstein [24], [25].

La réalisation de ces sources d'atomes froids a permis le développement d'une voie de recherche distincte du refroidissement lui-même : la mise au point de pièges non dissipatifs. Le caractère non dissipatif est en général nécessaire dans des expériences d'optique atomique pour deux raisons. Tout d'abord, la dissipation est une cause de chauffage, qui se traduit par une perte du nombre d'atomes piégés, ou une augmentation de la dispersion en énergie. Elle est ensuite une gêne car elle détruit la cohérence des ondes de de Broglie atomiques, entraînant ainsi une diminution du contraste dans des applications interférométriques. Il existe principalement deux catégories de pièges non dissipatifs : les pièges magnétiques et les pièges lumineux à force dipolaire auxquels nous nous intéressons plus particulièrement. La géométrie de ce type de piège est très variée : piégeage entre des nappes de lumière [26], par des faisceaux lasers croisés [27], ou encore piégeage combinant la gravité et une onde évanescente [28], l'onde évanescente faisant fonction de "miroir atomique". C'est à ce dernier système que nous allons consacrer ce mémoire.

Nous nous sommes intéressés principalement à des problèmes faisant intervenir un Hamiltonien atomique dépendant du temps. Derrière cette terminologie “savante”, se cache le fait que par modulation de l’intensité du laser qui crée l’onde évanescente, il est possible de fabriquer des éléments d’optique atomique dont la nature et les caractéristiques sont entièrement déterminées par la modulation.

Cette étude est structurée en deux parties : *optique atomique classique* et *optique atomique ondulatoire*. Dans la première partie, après deux chapitres d’introduction portant sur le miroir à onde évanescente et sur le dispositif expérimental, nous étudions des processus d’optique atomique où la nature quantique des atomes n’entre pas en jeu. Dans le chapitre 3, nous présentons en détail une technique de sélection dans l’espace des phases pour une assemblée d’atomes. Cette technique est la transposition au domaine temporel d’une succession de fentes spatiales. La sélection est un outil de base indispensable pour toutes les expériences réalisées ensuite. Dans le chapitre 4, sont présentées des expériences où l’on reproduit des éléments d’optique simples, comme des prismes (“tennis”) ou des lentilles, dans le domaine temporel. Par exemple une lentille atomique temporelle permet de regrouper les trajectoires atomiques passant en un point z_i à un instant t_i , vers un point z_f à un instant t_f , et ce quelles que soient les vitesses atomiques (au moins dans une approximation paraxiale) aux points (z_i, t_i) .

Dans la seconde partie sont regroupés des phénomènes où il est au contraire indispensable de prendre en compte la nature ondulatoire des particules atomiques. Le chapitre 5 est ainsi consacré à l’étude d’un modulateur de phase pour ondes de Broglie atomiques, analogue de la réflexion d’une onde électromagnétique sur un miroir vibrant. Le chapitre 6, présente un phénomène de diffraction par un jeu de deux fentes temporelles. Enfin, ce travail se termine (§ chapitre 7) par la description d’un interféromètre à fentes d’Young, toujours dans le domaine temporel, qui permet de contrôler l’approche d’un atome vers une surface diélectrique.

Liminaires

Dans ce mémoire sont rapportées des expériences menées au laboratoire Kastler Brossel, de début novembre 1993 à fin décembre 1995. Cette série d'expériences, toutes rattachées à un même dispositif expérimental en constante évolution est désignée au laboratoire par le terme générique "cavité gravitationnelle seconde génération". "Seconde génération", car elle succède à une première campagne de recherche menée de septembre 91 à octobre 93, sur un dispositif expérimental différent. La "seconde génération" doit beaucoup à la "première génération". C'est grâce à l'expérience acquise au cours de ces travaux, que la seconde génération a été conçue par Jean Dalibard et Andrew Steane, avec le conseil du reste de l'équipe. Connaissant les difficultés, les effets systématiques et les pièges, le profit tiré de ces recherches au laboratoire est très grand. Les répercussions de la première génération sur la seconde sont incalculables.

Actuellement la seconde génération est toujours productive, loin d'avoir épuisé son potentiel. Ses orientations ont changé : elle est tournée vers la recherche d'effets collectifs comme la condensation de Bose-Einstein. Je suis certain que des développements spectaculaires sont à attendre ; sur ce dispositif et de part le monde.

La seconde génération a débuté matériellement le 1^{er} novembre 93, journée au cours de laquelle nous avons pris possession de la table d'optique. Andrew Steane et moi avons construit lors de la première année le système dans une configuration proche de celle utilisée lors des expériences d'optique atomique. Ce dispositif n'a cessé d'évoluer et d'être perfectionné. C'est pourquoi il n'y a pas dans ce mémoire de représentation globale de celui-ci, il n'en existe pas. Un des exemples les plus frappants est la méthode de détection. Nous avons débuté par une technique des plus rudimentaires : fluorescence et mesure avec photodiode. La détection a ensuite vite évolué vers une mesure d'absorption et de démodulation par détection synchrone. Puis à partir de mai 95, avec Markus Arndt, nous avons mis au point une méthode de collection de la lumière de fluorescence par un photo-multiplicateur. Enfin, les expériences qui continuent reprennent une mesure d'absorption par caméra, dont le but est la localisation, avec une résolution de quelques microns, et un seuil adapté à la détection d'un atome unique.

Une description de la structure centrale de l'expérience est donnée dans le chapitre 2 ; elle est aussi proche que possible du montage lors de la période optique atomique. Dans les chapitres suivants j'introduis les nouveaux éléments expérimentaux utilisés. Je reporte dans des annexes en fin de document certaines descriptions expérimentales plus précises.

J'ai essayé, autant que possible de donner dans des applications numériques les

ordres de grandeur des quantités physiques qui interviennent. Du fait de la grande diversité des expériences réalisées, de nombreux paramètres ont été ajustés et modifiés sans cesse. Comme il n'est pas possible de donner une liste exhaustive des différentes valeurs de nos paramètres, cela signifie que les applications numériques portent sur une valeur "typique". Elles restent des ordres de grandeur pour donner une idée du domaine de valeurs dans lequel nous travaillons, mais elles ne sont pas à prendre avec une précision exagérée.

Chaque chapitre rapporte une expérience différente (à l'exception des chapitres 1 et 2 d'introduction au miroir et au dispositif expérimental). Pour plus de facilité de lecture et de cohérence, l'ordre des chapitres ne suit pas l'ordre chronologique des expériences. Après la construction du dispositif expérimental et l'observation des premiers rebonds, nous avons réalisé l'expérience de modulation de phase. Puis nous nous sommes intéressés à l'optique classique, tout particulièrement aux lentilles atomiques temporelles. Enfin nous sommes revenus à l'optique à caractère ondulatoire avec la diffraction et l'interférométrie.

Partie I

Optique atomique classique

Chapitre 1

Miroir atomique

1.1 Les miroirs atomiques

Un atome arrivant au voisinage immédiat d'une paroi est en général soit adsorbé sur cette paroi, soit diffusé de manière inélastique, après échange de phonons avec cette paroi. Il existe toutefois quelques systèmes où la diffusion est élastique ; F. Knauer et O. Stern ont ainsi observé la réflexion spéculaire d'une fraction d'un jet d'hélium atomique ou d'hydrogène moléculaire, à incidence rasante d'une surface de verre polie en 1929 [29]. Une réflexion d'atomes d'hélium 4, également à incidence rasante, par une surface d'hélium 4 liquide a été observée en 1983 [30]. Pour une importante fraction des ces atomes, la réflexion était spéculaire. Ces expériences utilisant l'hélium liquide comme miroir ont ensuite permis la focalisation d'un jet d'hydrogène atomique par une couche d'hélium en 1989 [31]. La réflexion d'un jet thermique d'atomes de césium à incidence rasante sur une surface en verre polie (sans champ laser) a été observée en 1986 [32]. Plusieurs équipes étudient actuellement la réflexion à incidence normale d'atomes par des miroirs magnétiques. Ces miroirs sont constitués de supports magnétiques comme de la bande audio de magnétophone [33] ; plusieurs rebonds d'atomes de rubidium ont été observés avec un tel miroir. Un taux de réflexion également très élevé ($> 90\%$) a été observé avec des miroirs constitués de réseaux d'aimants permanents de polarités inversées [34].

L'idée d'utiliser une onde évanescente comme miroir atomique a été proposée par Cook et Hill en 1982 [28]. Un tel miroir a permis l'observation de la déflexion d'un jet d'atomes de sodium à incidence rasante à Moscou dès 1987 [35], [36]. La première utilisation de ce miroir dans la configuration de "trampoline", dans laquelle un paquet d'atomes froids est lâché au dessus du miroir, a eu lieu à Stanford en 1990 [37]. Deux rebonds ont été observés : la durée de vie des atomes est limitée par la grande vitesse de recul du sodium, les atomes quittant rapidement la zone réfléchissante. Une dizaine de rebonds d'atomes de césium issus d'un piège magnéto-optique a été observée à Paris en 1993 [38], [39]. Il est possible

d'augmenter le pouvoir réflecteur de ces miroirs de plusieurs ordres de grandeurs par exaltation de l'onde évanescente, grâce à des plasmons de surfaces ou des guides d'onde diélectriques [40], [41], [42], [43], [44]. De nouvelles expériences apportent régulièrement d'autres résultats originaux.

1.2 Force dipolaire atomique

1.2.1 Les utilisations

Le champ électrique d'une onde lumineuse change les niveaux d'énergie interne d'un atome placé dans ce champ. Un gradient d'intensité laser exerce donc une force sur un atome. Pour un atome dans son état fondamental, cette force "dipolaire" est attractive ou répulsive selon que la fréquence de cette onde est respectivement sur le rouge ou le bleu de la transition atomique considérée.

Ces déplacements lumineux ont de nombreuses applications, notamment dans les mécanismes de refroidissement [45]. Dans le but de fabriquer des pièges non dissipatifs comme des miroirs atomiques, on ne s'intéresse ici qu'aux forces dipolaires dans l'approximation où le désaccord de l'onde laser est suffisamment élevé pour que les processus d'émission spontanée puissent être considérés comme de petites perturbations.

La force dipolaire a donné lieu à plusieurs types de pièges de formes très variées. Outre les miroirs à onde évanescente, on piège des atomes dans des "boîtes" dont les parois sont des nappes de lumière [26]. Ces "boîtes", où le taux d'émission spontanée est très faible, sont utilisables pour conserver des atomes, par ailleurs soumis à un mécanisme de "refroidissement Raman", par exemple [46]. Un simple faisceau laser désaccordé sur le rouge constitue également un piège [47] dont on peut améliorer les performances en compensant la gravité par un champ électrique statique [48]. Il est enfin possible de guider des atomes par des modes lasers creux [49], ou à l'intérieur de fibres optiques creuses qui guident elles-même un laser servant de potentiel attractif pour les atomes [50]. Récemment, on a pu faire la spectroscopie d'atomes de rubidium issus d'un jet à l'intérieur de ces fibres [51].

1.2.2 Potentiel dipolaire

Nous rappelons dans cette section quelques notations et résultats concernant le potentiel dipolaire d'un atome à deux niveaux placé dans une onde laser.

Considérons un champ laser de pulsation ω_L et de vecteur de propagation \mathbf{k} :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega_L t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}). \quad (1.1)$$

La pulsation de Rabi d'un atome à deux niveaux placé dans ce champ est définie comme :

$$\hbar\Omega = -\mathbf{d}_{eg} \cdot \mathbf{E}_0, \quad (1.2)$$

\mathbf{d}_{eg} étant l'élément de matrice du dipôle atomique \mathbf{d} qui couple l'état excité et l'état fondamental :

$$\mathbf{d}_{eg} = \langle e | \mathbf{d} | g \rangle = \langle g | \mathbf{d} | e \rangle. \quad (1.3)$$

On note δ le désaccord de l'onde laser par rapport à la transition atomique :

$$\delta = \omega_L - \omega_A, \quad (1.4)$$

$\hbar\omega_A$ étant l'énergie de l'état excité.

Dans une description semi classique du mouvement atomique, valable si la taille du paquet d'onde atomique est petite devant la longueur d'onde lumineuse [52], l'atome est soumis à deux forces appelées respectivement force de pression de radiation et force dipolaire. Nous ignorerons dans ce qui suit la force de pression de radiation. En effet, celle-ci est engendrée par les cycles d'absorption-émission spontanée, et nous supposerons que le désaccord δ est suffisamment grand pour que ces processus d'émission spontanée aient une probabilité négligeable. La force dipolaire dérive, quant à elle, du potentiel [53] :

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln \left[1 + \frac{\Omega^2(\mathbf{r})}{\frac{1}{2}\delta^2 + \frac{1}{8}\Gamma^2} \right], \quad (1.5)$$

qui dans l'approximation de faible saturation, qui nous intéresse ici ($|\delta| \gg \Gamma, \Omega$), s'écrit¹ :

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\Omega^2(\mathbf{r})}{4\delta}. \quad (1.6)$$

Ce n'est autre que le déplacement lumineux de l'état fondamental.

1.3 Miroir atomique à onde évanescente

1.3.1 L'onde évanescente

On fabrique l'onde évanescente par réflexion totale interne d'un laser à un interface vide diélectrique (figure 1.1). Le champ électrique de cette onde a pour expression :

$$\mathbf{E}_t(x, y, z, t) = \boldsymbol{\varepsilon}_t E_t e^{i(\omega t - k_t y)} \exp(-\kappa z) \exp\left[-\frac{x^2}{w_x^2} - \frac{y^2}{w_y^2}\right], \quad (1.7)$$

w_x et w_y sont les cols de l'onde évanescente et $\boldsymbol{\varepsilon}_t$ son vecteur polarisation. Cette onde se propage dans la direction transverse \mathbf{e}_y , avec un vecteur de propagation associé :

$$k_t = \frac{2\pi}{\lambda} n \sin \theta, \quad (1.8)$$

¹Au cours des expériences, δ a varié de 200 à 2000 Γ .

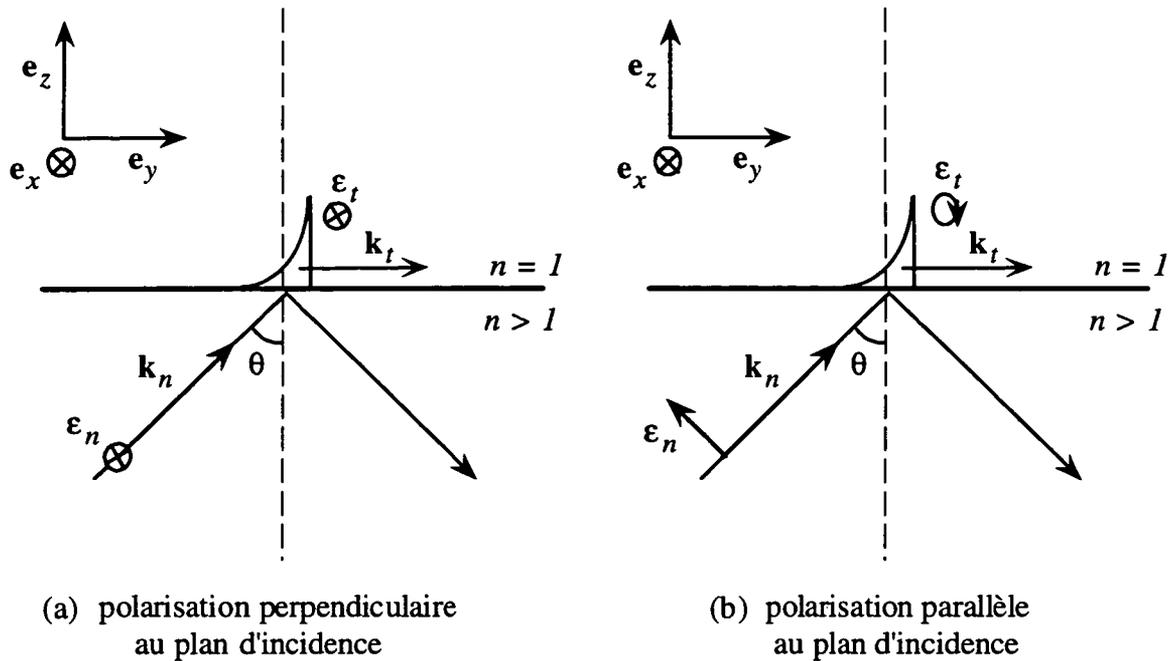


FIG. 1.1 : Polarisation de l'onde évanescente pour deux polarisations du champ laser incident.

λ étant la longueur d'onde dans le vide de ce laser, n l'indice du diélectrique et θ l'angle d'incidence. La longueur caractéristique de la décroissance $1/\kappa$ est donnée par :

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}. \quad (1.9)$$

Dans notre expérience, le diélectrique est un prisme de silice de synthèse d'indice $n = 1.452$, l'angle d'incidence a pour valeur : $\theta = 58^\circ \pm 2^\circ$, ce qui permet de faire l'estimation $1/\kappa \simeq 0.19 \mu\text{m}$.

Pour toutes les expériences présentées dans ce mémoire, la polarisation du laser qui crée l'onde évanescente a été choisie parallèle au plan d'incidence, figure 1.1. On peut montrer que c'est la polarisation qui maximise l'intensité du champ laser transmis E_t . Dans ce cas, la polarisation du champ laser évanescent est elliptique.

Il existe un autre cas particulier intéressant : lorsque la polarisation du laser incident $\boldsymbol{\varepsilon}_n$ est perpendiculaire au plan d'incidence, la polarisation de l'onde évanescente est linéaire, on a la relation simple : $\boldsymbol{\varepsilon}_t = \boldsymbol{\varepsilon}_n$.

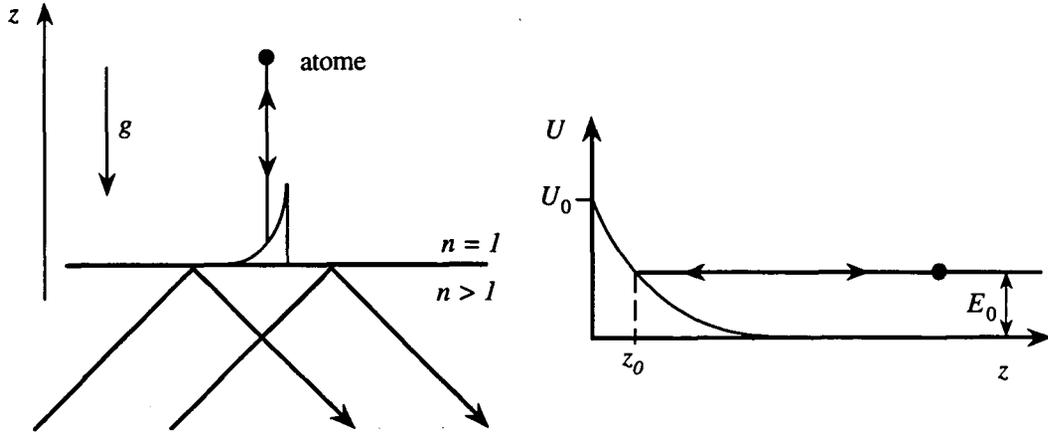


FIG. 1.2 : Réflexion d'un atome d'énergie totale E_0 par une onde évanescente désaccordée sur le bleu de la transition atomique.

1.3.2 Potentiel évanescent

Le potentiel dipolaire pour un atome placé au dessus du prisme diélectrique s'écrit :

$$U(x, y, z) = U_0 \exp(-2\kappa z) \exp\left[-2\frac{x^2}{w_x^2} - 2\frac{y^2}{w_y^2}\right]. \quad (1.10)$$

Le désaccord de l'onde évanescente $\delta_{O.E.}$ est pris positif, de telle sorte que le potentiel (1.10) soit répulsif ($U_0 > 0$). Si U_0 est supérieur à l'énergie totale E_0 des atomes, il va alors être possible de réfléchir un atome par cette onde (figure 1.2).

L'atome de césium qui est utilisé pour ces expériences de rebonds n'est pas un atome à deux niveaux. Un extrait de la structure des niveaux d'énergies de cet atome est donné figure 1.3. Le laser utilisé pour les rebonds est désaccordé sur le bleu de la transition D2 à 852.1 nm, et les atomes sont lâchés dans l'état fondamental $F_g = 4$. Dans l'approximation où le désaccord de l'onde évanescente est grand devant la structure hyperfine de l'état excité, la valeur du potentiel U_0 (eq 1.10), a été calculée par P. Desbiolles [54] :

$$U_0(F_g = 4, m_F) = \alpha(m_F) \frac{\hbar\Omega_1^2(\mathbf{r})}{6\delta_{O.E.}}, \quad (1.11)$$

et $\alpha(m_F)$ est défini par :

$$\alpha(m_F) = 1 + \frac{m_F}{8} (|c_+|^2 - |c_-|^2). \quad (1.12)$$

Pour les expressions 1.11 et 1.12, l'axe de quantification est pris parallèle à \mathbf{e}_x , et les coefficients c_+ et c_- sont les coordonnées du vecteur polarisation $\boldsymbol{\varepsilon}_t$ de l'O.E.

dans la base standard ($\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_{+1}, \mathbf{e}_{-1}$), où :

$$\mathbf{e}_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_y \pm \mathbf{e}_z), \quad (1.13)$$

et $\Omega_1^2(\mathbf{r})$ est la pulsation de Rabi effective :

$$\Omega_1^2(\mathbf{r}) = \Gamma^2 \frac{I(\mathbf{r})}{I_{sat}}, \quad (1.14)$$

où Γ est la durée de vie de l'état excité, I_{sat} l'intensité de saturation et $I(\mathbf{r})$ l'intensité du laser évanescent. Pour l'atome de césium, $I_{sat} = 2.2 \text{ mW/cm}^2$. La hauteur de la barrière de potentiel U_0 dépend donc *a priori* du sous niveau magnétique dans lequel l'atome se trouve.

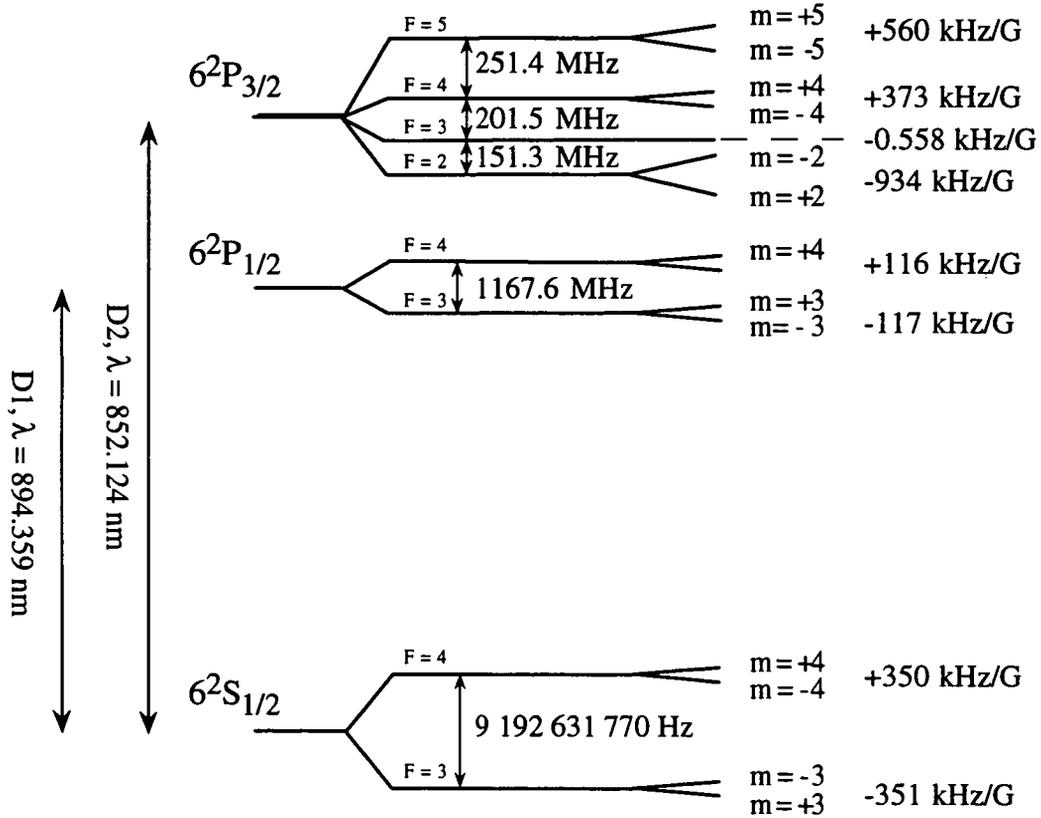


FIG. 1.3 : Niveaux d'énergies du césium 133.

Dans le cas où la polarisation ϵ_n , du laser incident est parallèle au plan d'incidence, on a :

$$c_{\pm} = \frac{i}{\sqrt{4n^2 \sin^2 \theta - 2}} \left[n \sin \theta \pm \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1} \right]. \quad (1.15)$$

Dans le cas où elle est perpendiculaire au plan d'incidence, on a $|c_+| = |c_-|$ et U_0 ne dépend plus de m_F .

1.3.3 Point de rebroussement classique

Une quantité fondamentale dans ce travail est le point de rebroussement classique des atomes dans le champ laser. Supposons pour simplifier que l'onde évanescente a un profil d'intensité circulaire, $w_x = w_y = w$. L'altitude z_0 de ce point est atteinte lorsque la hauteur de la barrière est égale à l'énergie totale :

$$\frac{P_i^2}{2M} = U_0(m_F) \exp(-2\kappa z_0) \exp\left[-2\frac{(x^2 + y^2)}{w^2}\right], \quad (1.16)$$

ce qui donne :

$$z_0 = \frac{1}{2\kappa} \ln\left[\frac{2MU_0(m_F)}{P_i^2}\right] - \frac{1}{\kappa} \frac{x^2 + y^2}{w^2}, \quad (1.17)$$

où M est la masse de la particule réfléchiée et $P_i = Mv_i$ son impulsion à l'entrée de l'onde évanescente. On peut tout de suite remarquer que la position du point de rebroussement, i.e. "la position effective du miroir", est liée à l'intensité du laser qui crée le miroir. Par variation de cette intensité au cours du temps, on change la position effective du miroir. L'amplitude de ce déplacement dépend de la puissance laser disponible, et est typiquement de l'ordre de grandeur de $1/\kappa \simeq 0.2 \mu\text{m}$. Le miroir a alors une vitesse v_m :

$$v_m(t) = \frac{dz_0(t)}{dt} = \frac{1}{2\kappa} \frac{I'_{O.E.}(t)}{I_{O.E.}(t)}. \quad (1.18)$$

Cette vitesse v_m est indépendante de x , y et de m_F . En modulant l'intensité laser $I_{O.E.}$ au cours du temps, on va communiquer ou prélever de l'énergie aux atomes réfléchis par ce miroir. Cette propriété a été utilisée de manière systématique ([55], référence reproduite au chapitre 4).

1.3.4 "Trajectoire" atomique

Lors d'une expérience de rebond, on laisse tomber les atomes issus d'une mélasse optique sur le miroir. La hauteur de chute de ces atomes, de l'ordre du millimètre, est très supérieure à leur longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} , qui varie d'une fraction de micron au niveau de la mélasse, à ~ 10 nm au niveau de la surface du miroir. Le potentiel de l'onde évanescente a une portée $1/\kappa$ qui est également très petite par rapport à la hauteur de chute. La trajectoire atomique suit donc principalement les lois d'une chute libre classique, sauf lors de la réflexion où le recours à la mécanique quantique peut se révéler indispensable (§ partie II) [56].

Un paramètre important est le temps de rebond, c'est à dire le temps de passage τ_{refl} d'un atome dans l'onde évanescente. Pour une vitesse incidente moyenne

$v_i \sim 25$ cm/s à l'entrée de l'onde évanescente, ce temps est donné par :

$$\tau_{refl} = \frac{1}{\kappa v_i} \sim 1 \mu s. \quad (1.19)$$

Ce temps de rebond est court comparé au temps de vol total (plusieurs dizaines de ms). La réflexion peut donc être considérée comme quasi instantanée. Pour mémoire, remarquons que la trajectoire classique d'une particule réfléchie par un champ exponentiel est calculable explicitement, [57] (la gravité est négligée) :

$$z(t) = z_0 + \kappa^{-1} \ln \cosh(t/\tau_{refl}). \quad (1.20)$$

Une solution exacte de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement quantique d'une particule dans un potentiel exponentiel est donnée dans la référence [58], et la structure de modes des fonctions d'ondes a été étudiée dans [59] et [60].

1.3.5 Condition de rebond, taille effective

Pour qu'un atome rebondisse, il faut une barrière de potentiel suffisamment élevée conduisant à $z_0 > 0$. Cela détermine le diamètre D du miroir :

$$D(m_F) = w \sqrt{2 \ln \left[\frac{2MU_0(m_F)}{P_i^2} \right]}. \quad (1.21)$$

On définit également un désaccord maximal δ_{\max} , au-delà duquel le rebond ne se fait plus même en $x = y = 0$:

$$\frac{\delta_{\max}}{I_t} = \alpha(m_F) \frac{\hbar M \Gamma^2}{3I_{sat} P_i^2}, \quad (1.22)$$

où I_t est l'intensité de l'O.E. du côté du vide du diélectrique.

1.3.6 Courbure du miroir

Pour assurer la stabilité transverse des trajectoires, la surface du diélectrique est choisie sphérique de rayon de courbure R (figure 1.4 extraite de [39]). Il existe alors des trajectoires stables pour des atomes lâchés sans vitesse initiale au dessus du miroir à une hauteur H , si [59] :

$$H < \frac{R}{2}. \quad (1.23)$$

Les effets de cette courbure sur les trajectoires atomiques seront traités comme des perturbations.

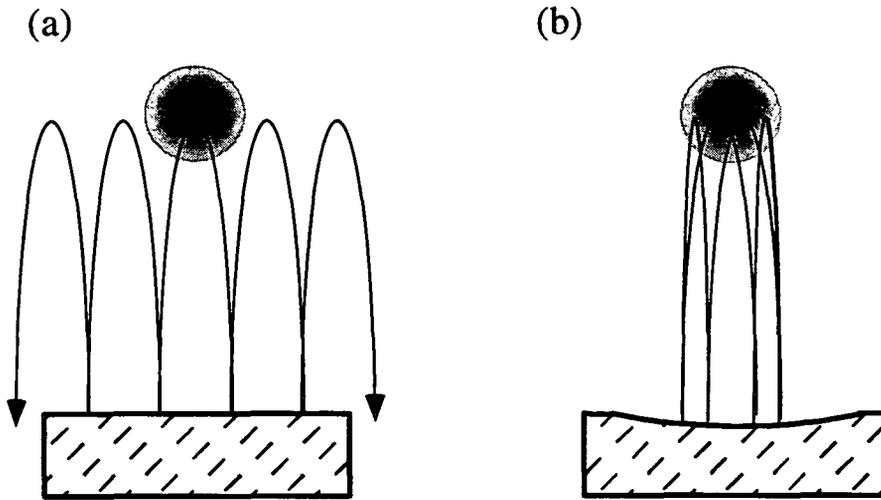


FIG. 1.4 : (a) Un miroir plan n'assure pas la stabilité des trajectoires contrairement à (b) un miroir sphérique.

Courbure effective

Le rayon de courbure du miroir lumineux R_{eff} est en fait différent de celui du ménisque $R_m = 2$ cm. Il faut en effet prendre en compte la correction de courbure due à l'onde évanescente gaussienne, en sommant les inverses des courbures :

$$\frac{1}{R_{eff}} = \frac{1}{R_m} - \frac{4}{\kappa w^2}. \quad (1.24)$$

En pratique, le col w de l'O.E. a varié entre 300 et 400 μm , si bien que la différence entre R_m et R_{eff} ne dépasse pas 20 % ($R_{eff} < 2.4$ cm).

Remarque

Il existe une valeur de $w = w_0$ pour laquelle $R_{eff} = \infty$. La courbure du faisceau gaussien compense la courbure géométrique du diélectrique. Ceci peut être exploité pour fabriquer un miroir plan. On trouve pour $R_m = 2$ cm :

$$w_0 = \sqrt{\frac{4R_m}{\kappa}} = 120 \mu\text{m}. \quad (1.25)$$

Prisme

Le schéma du prisme diélectrique que nous avons utilisé est donné dans la figure 1.5. Il s'agit d'un prisme super-poli en silice de synthèse. La figure montre

le trajet de deux rayons optiques et donne une idée de la divergence de ces rayons liée à la courbure.

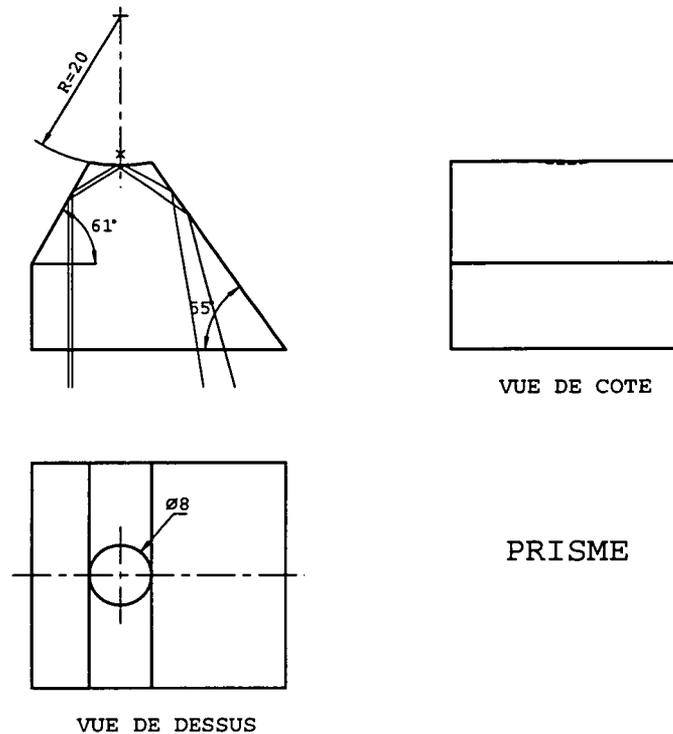


FIG. 1.5 : Représentation du prisme à l'échelle 1. La courbure du ménisque assure la stabilité des trajectoires atomiques aux temps longs (après plus de deux rebonds). On a tracé deux rayons lumineux espacés de 0.5 mm à l'entrée du prisme et dont les points d'impacts sur le ménisque sont symétriques par rapport au centre. La hauteur de lâcher moyenne des atomes est dans notre expérience de 3.3 mm.

1.3.7 Corrections au potentiel évanescent

Au potentiel créé par le champ laser, il faut ajouter les interactions atome-surface, qui se traduisent par un potentiel attractif [61] :

$$U_{vdW} = -\frac{u}{(\kappa z)^3}, \quad (1.26)$$

pour $1/\kappa = 0.19 \mu\text{m}$, $u = h \times 110 \text{ kHz}$. La figure 1.6 (extraite de [62]) donne l'allure de la modification du potentiel. Si l'énergie des atomes incidents est suffisamment basse devant U'_0 , les interactions atome surface sont négligeables. En pratique, à cause de la forme gaussienne du mode de l'onde évanescente, il y a toujours des

atomes qui “voient” la déformation du potentiel et le traitement quantitatif des effets décrits plus loin doit prendre en compte cette interaction de van der Waals.

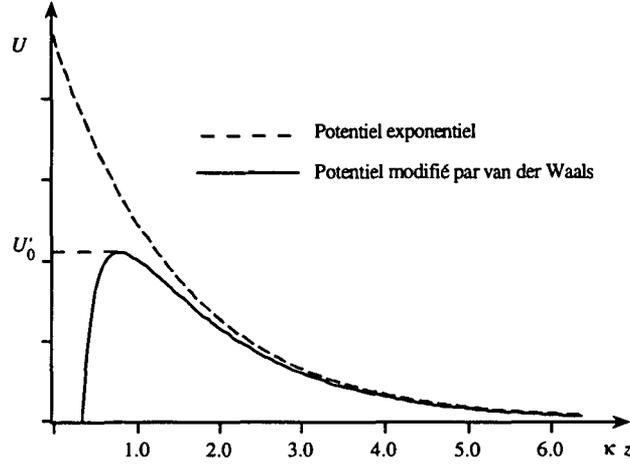


FIG. 1.6 : Potentiel évanescent modifié par des interactions atome-surface

1.4 Pertes

Si le miroir sphérique est stable, le temps de séjour des atomes dans la cavité n'est pas infini, mais limité par de nombreuses causes de pertes. Elles sont principalement dues à l'émission spontanée de photons et aux collisions avec les particules du gaz résiduel².

(i) L'émission spontanée

L'émission spontanée va induire un chauffage qui fini par faire sortir les atomes de la zone réfléchissante ; elle peut également changer l'atome de sous-niveau hyperfin fondamental, ce qui va modifier profondément le potentiel évanescent “vu” par l'atome. On distingue deux causes d'absorption de photons par l'atome :

- **Dans l'onde évanescente.** On montre, dans l'hypothèse de faible saturation, que le nombre moyen de photon émis par rebond n_{sp} est [37], [54] :

$$n_{sp} = \frac{\Gamma}{\delta_{O.E.}} \frac{Mv_i}{\hbar\kappa} \simeq 0.5 \text{ pour } \delta_{O.E.} = 1.0 \text{ GHz.} \quad (1.27)$$

²Il est apparu d'autres causes de pertes que celles mentionnées ici, notamment liées à des défauts de surface du dioptré supportant l'O.E. Nous reviendrons plus loin sur ce problème (§6.5.1).

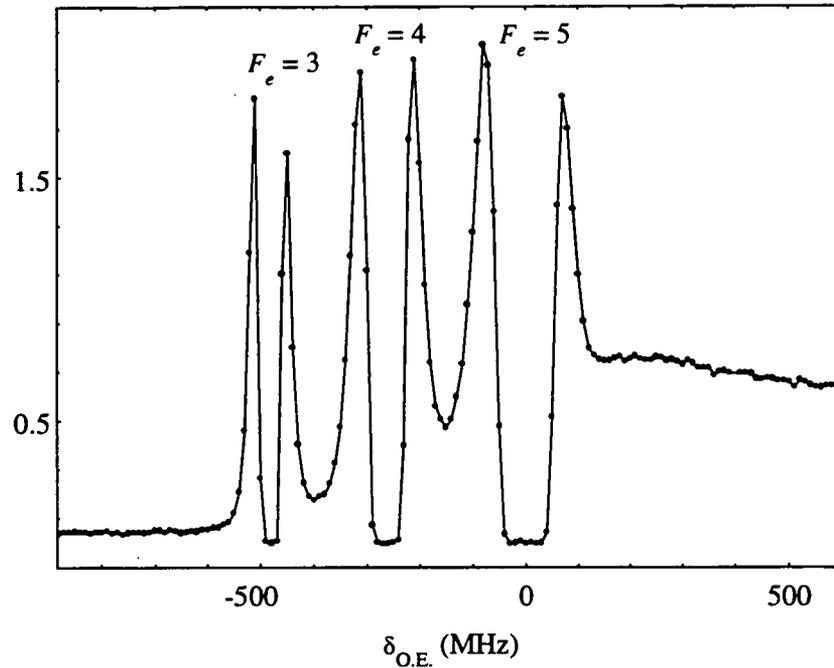


FIG. 1.7 : Signal proportionnel au nombre d'atomes à 3.3 mm au dessus du prisme en fonction du désaccord de l'onde évanescente, les résonances correspondent à des atomes qui ne tombent pas lorsqu'il y a équilibre entre pression de radiation et pesanteur.

Ce résultat est indépendant de l'intensité de l'onde évanescente³.

- **En vol libre.** La surface du prisme, dont le poli est imparfait, diffuse une partie de l'O.E., cette lumière diffusée est susceptible d'être absorbé par les atomes. On estime très précisément le nombre de photons ainsi absorbés par des mesures de "lévitation" : pour une fréquence de l'O.E. précise, δ_{lev} , l'accélération des atomes induites par l'absorption de photons diffusés compense exactement l'accélération due à la pesanteur g , (correspondant à 2800 photons par seconde). Les atomes "lévitent" au dessus du prisme, le même phénomène à lieu pour $-\delta_{lev}$. On en déduit le nombre de photons spontanés par seconde n_{lev} :

$$n_{lev} \simeq 2800 \left(\frac{\delta_{lev}}{\delta_{O.E.}} \right)^2. \quad (1.28)$$

En pratique, on mesure $\delta_{lev} = 60$ MHz, pour la transition $F_g = 4$ vers $F_e = 5$ (voir figure 1.7), soit 10 photons par seconde pour $\delta_{O.E.} = 1$ GHz. Cette

³On ne tient pas, ici, compte des interaction de van der Waals, qui vont notablement modifier ce résultat.

technique de lévitation est également un moyen de suivre l'évolution de la lumière diffusée par le prisme sur une échelle de l'année (celui se dégrade lentement suite à l'apparition progressive d'une couche de césium).

Enfin, un chauffage peut être induit par de la lumière diffusée par les lasers des pièges, proches de résonance, bien qu'ils soient *a priori* obturés.

(ii) Collisions avec le gaz résiduel

Cette cause est plus difficile à quantifier. Les pertes correspondantes ont été estimées de l'ordre de 10 % des pertes totales pour une pression de 10^{-8} mbar sur le dispositif de première génération [39]. Avec notre système dont la pression est meilleure de plus d'un ordre de grandeur (§2.2), les pertes par collisions doivent être négligeable.

Une dernière cause de pertes est encore envisageable : les collisions entre atomes froids piégés. La densité d'atomes dans la cavité étant très faible, ces pertes sont complètement négligeables.

1.5 Réflexions multiples

En laissant tomber sur le miroir un nuage atomique d'une température de quelques micro-Kelvin, et d'une hauteur de quelques millimètres, nous observons plusieurs rebonds successifs (figure 1.8). Les détails expérimentaux (système à vide, pièges et détection) de l'obtention de la courbe de la figure 1.8 sont présentés dans le chapitre suivant, mais la procédure peut être résumée ici : on laisse les atomes tomber, on attend un délai t , puis on mesure le nombre d'atomes présents à cet instant. La procédure est ensuite répétée pour différentes valeurs de t . Une dizaine de rebonds a ainsi été observée, avec une durée de vie à $1/e$ des atomes dans la "cavité" de 200 ms.

Comme il existe des trajectoires stables des atomes piégés au dessus du ménisque, et que plusieurs rebond ont été observés, nous donnons souvent à ce système le nom de "cavité gravitationnelle". Précisons que dans la mesure, où le nombre de rebonds reste assez faible, cette dénomination est légèrement abusive, le facteur de qualité de ce "résonateur" étant de l'ordre de l'unité.

Remarque

Sous certaines conditions, en laissant tomber les atomes dans l'état $F_g = 3$, avec une valeur $\delta_{O.E.}$ bien choisie pour permettre l'absorption d'un photon en moyenne par rebond, on effectue une transition Sisyphus de $F_g = 3$ vers $F_g = 4$, qui se traduit par une perte importante d'énergie des atomes, et donc par une réduction de la hauteur à laquelle ils remontent. Cette réduction entraîne une diminution

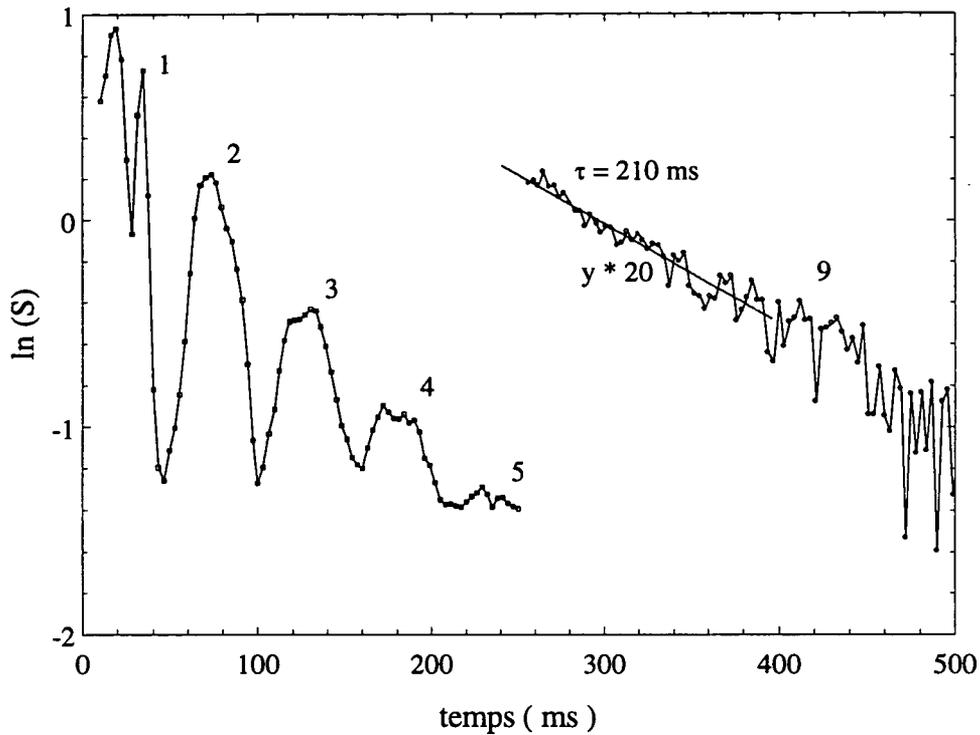


FIG. 1.8 : Nombre d'atomes stockés dans la cavité en fonction du temps. Le temps de stockage à $1/e$ est de l'ordre de 200 ms.

importante du taux de pertes par rebond. Ajoutant à cela un piègeage magnétique transverse, nous avons observé des durées de vie de 700 ms.

Cet effet Sisyphe dans une cavité gravitationnelle a fait l'objet d'une étude détaillée et devrait avoir des applications en termes de gain en densité dans l'espace des phases. On pourra, pour plus de détails, consulter les références : [63], [64] et [65].

Chapitre 2

Montage expérimental

2.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la description du montage expérimental. Le système à deux pièges que nous avons développé est présenté en détail. L'idée d'utiliser un piège à atomes neutres pour en charger un autre a initialement été exploitée à Boulder (Colorado) [66] ; dans cette expérience une mélasse d'atomes froids était lancée vers le haut par une fontaine atomique pour être capturée dans un piège.

Pour disposer d'un bon vide et d'un temps de chargement du piège court, tout en bénéficiant des avantages du chargement à partir d'une vapeur atomique à température ambiante, nous avons mis au point un système à double cellule. Il comprend deux pièges magnéto-optiques (P.M.O.), le premier servant à charger le second. Il s'agit du premier système où un P.M.O. est transmis vers un P.M.O.

Dans la section 2.2, nous décrivons les aspects essentiels du système à vide. La section 2.3 est consacrée au problème du transfert des atomes d'un piège vers l'autre. Dans la section 2.4, quelques précisions sont données sur la partie laser de cette expérience, montage qui utilise exclusivement une technologie de diodes lasers.

2.2 Enceinte à vide

2.2.1 Principe

Un schéma de ce dispositif est donné sur la figure 2.1. Il est formé de deux cellules placées l'une au dessous de l'autre, chacune pompée par une pompe ionique (et plus récemment par une pompe à sublimation de titane pour la cellule du bas). La première cellule contient une vapeur de césium. Elle est séparée de la seconde par un tube en verre dont le rôle est de maintenir un vide différentiel entre les deux

chambres. Ce tube a une longueur d'environ 14 cm pour un diamètre intérieur de 9 mm. Il est prolongé d'un autre tube en acier inoxydable de diamètre plus important qui lui sert de support. La conductance de l'ensemble est de l'ordre de 0.5 l/s. Pour une vitesse de pompage de 25 l/s et compte tenu de la distance des pompes aux cellules, on s'attend à un facteur 20 entre les deux pressions (ce qui s'est révélé proche des valeurs trouvées expérimentalement).

On charge à partir de la vapeur de césium un premier P.M.O. [67], [68]. On laisse ensuite tomber ce piège par gravité, après une phase de refroidissement en mélasse, dans la seconde cellule à travers le tube de vide différentiel. Le nuage atomique en chute libre est capturé par un second P.M.O. dans la cellule du bas, à une hauteur de 3 mm environ au dessus du prisme sur lequel les expériences de rebonds sont réalisées.

2.2.2 Estimation du vide

La constante de temps de chargement du piège en haut est de l'ordre de 0.5 s. La durée de vie des atomes dans le piège du bas est de 12 s. Cela nous permet donner une borne supérieure à la valeur du vide, dans la cellule inférieure, d'environ $2 \cdot 10^{-9}$ mbar. C'est une borne supérieure car la durée de vie du piège est limitée à environ une dizaine de secondes par des collisions entre atomes froids [69]. Au delà de ce temps, la durée de vie du P.M.O. n'est plus une bonne indication du vide. Nous manquons donc de moyens pour estimer la valeur réelle du vide qui est probablement inférieure à $2 \cdot 10^{-9}$ mbar ; ainsi les indications de courant des pompes ioniques donnent un vide plutôt aux alentours de 10^{-10} mbar. Le point à retenir est que ces valeurs sont suffisamment basses pour que les pertes d'atomes dans la cavité par collision avec les particules du gaz résiduel soient négligeables.

La pression partielle de césium

Nous n'avons pas réussi à charger un P.M.O. directement à partir de la vapeur de césium de la cellule du bas ; cela signifie que les atomes de césium sont expulsés par collision avec les autres particules du gaz résiduel dans un temps plus court que le temps de chargement. La pression partielle de césium dans cette zone est donc très inférieure à la pression globale, au moins par un ordre de grandeur. Ceci n'est pas le cas dans la cellule du haut, où le gaz, au contraire, est principalement constitué de césium. Notons que le comportement du césium, est différent de celui des autres particules de gaz comme l'azote, la vapeur d'eau ou des gaz rares qui sont les principaux composants du gaz résiduel. Le césium interagit fortement avec les parois qui font ainsi office de pompe jusqu'à être saturées. Cette saturation des parois est atteinte dans la cellule du haut où il y a eu un apport massif de césium par chauffage de l'enceinte à vide jusqu'à la cellule. Le césium ne progresse ensuite le long d'une paroi que par mouillage de celle-ci. C'est ce qui explique que le rapport entre les pressions partielles de césium dans la chambre du haut et

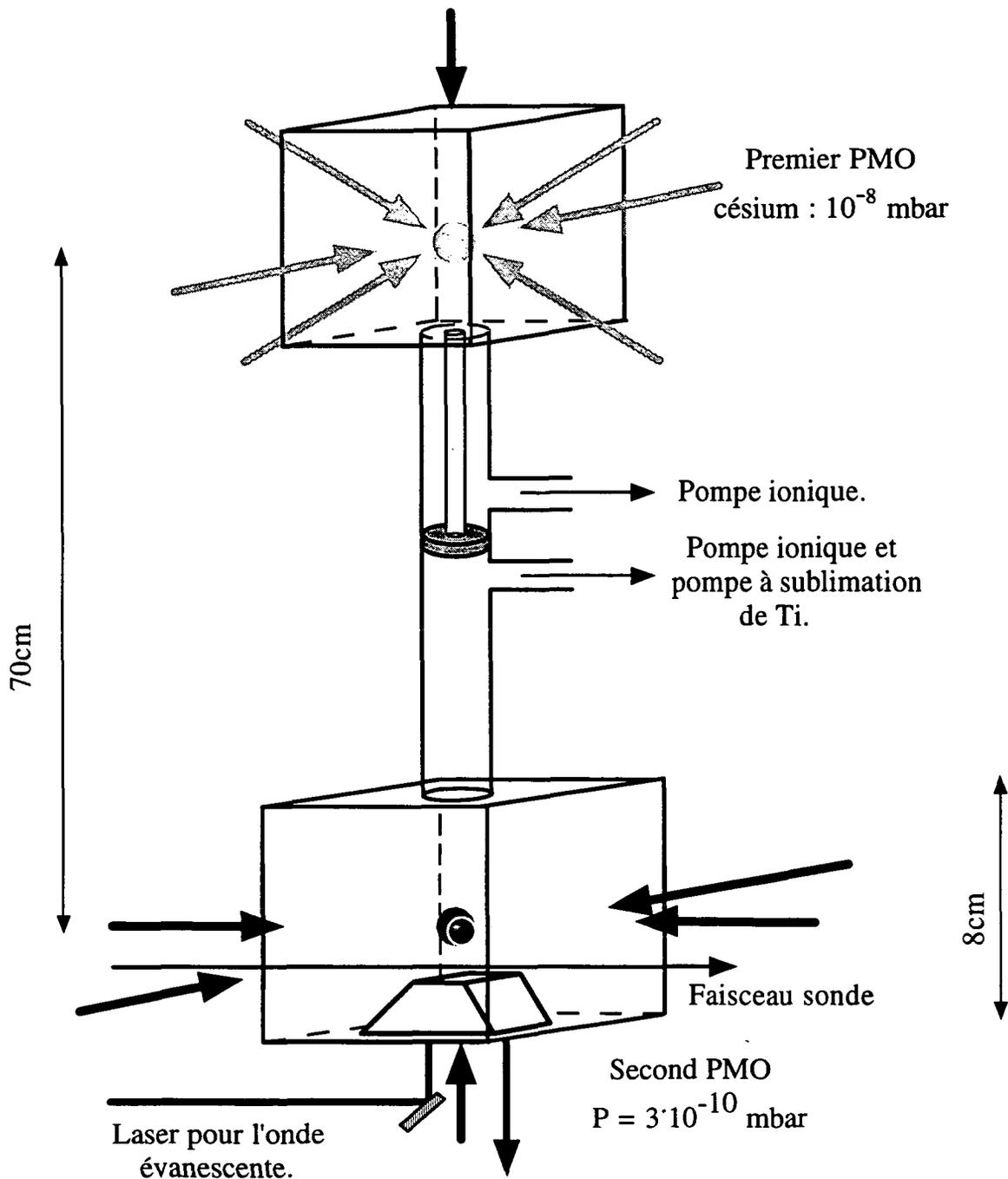


FIG. 2.1 : Enceinte à vide. On capture à partir d'une vapeur de césium un premier P.M.O. On laisse tomber le nuage capturé à travers un tube de vide différentiel. Il est ensuite recapturé par un second P.M.O. dans la cellule du bas. Dans cette cellule, les conditions de vide sont meilleures de plus d'un ordre de grandeur, et la pression partielle de vapeur de césium est négligeable devant la pression totale.

la chambre du bas soit très supérieur à un facteur 20. A température ambiante, le temps de propagation très lent nous permet de préserver la cellule du bas du césium sur un temps supérieur à l'année. Dans le montage le plus récent, nous avons introduit du graphite pour renforcer la séparation des deux zones.

2.2.3 Comparaison avec un jet ralenti

Une alternative au système à double cellule est le jet ralenti. Nous ne prétendons pas que le vide soit potentiellement meilleur dans un système à double cellule, mais simplement que, à vide équivalent, cette technique est plus simple à réaliser, plus compacte et nécessite moins d'entretien. Il n'est pas nécessaire, par exemple, de casser le vide pour remplir un four de césium tous les deux ou trois mois. L'autonomie d'un tel système dépasse largement l'année.

La présence de deux P.M.O. implique de doubler certaines chaînes, ou éléments expérimentaux : double cellule, double pompe à vide¹, double compensation de champ magnétique. En revanche un seul laser maître est suffisant. Il injecte deux diodes esclaves de puissance qui délivrent les faisceaux de chaque piège. Un laser repompeur unique est utilisé pour les deux pièges. Par ailleurs, dans la comparaison avec un montage avec un jet ralenti, il ne faut pas oublier que celui-ci nécessite aussi des lasers supplémentaires pour le ralentissement des atomes avant leur capture.

2.3 Recapture

2.3.1 Transfert

Une fois le piège du haut chargé, on lance une séquence d'optimisation de la température et de la densité du nuage. On effectue une première phase de mélasse, le champ magnétique est coupé et l'intensité des faisceaux du piège est réduite. Cette phase ne dure que 1 ou 2 ms. On passe ensuite à une seconde phase de mélasse, qui dure 20 ms environ, où le désaccord est changé de 2 à 9 Γ . Les atomes sont ensuite largués par coupure des faisceaux lasers du piège (§2.4), et ils seront capturés par le piège du bas 340 ms plus tard. Dans la séquence de refroidissement il n'y a pas de changement de polarisation des faisceaux pièges lors de cette phase. La polarisation de la mélasse est la même que celle du piège : $\sigma^+ - \sigma^-$. La séquence qui consiste à laisser tomber les atomes depuis le piège du bas sur le miroir est

¹Suite à une augmentation incontrôlée de la pression de césium, il y a eu une panne de la pompe du haut. Il n'était pas possible de réparer cette pompe sans casser le vide. Pour éviter cela (le temps de redémarrage étant de l'ordre de deux semaines), nous avons arrêté la pompe défectueuse et continué à travailler uniquement avec celle du bas. Aucune dégradation du vide n'a été constatée. Dans une nouvelle version de ce système, il doit être possible de concevoir un dispositif avec une pompe unique.

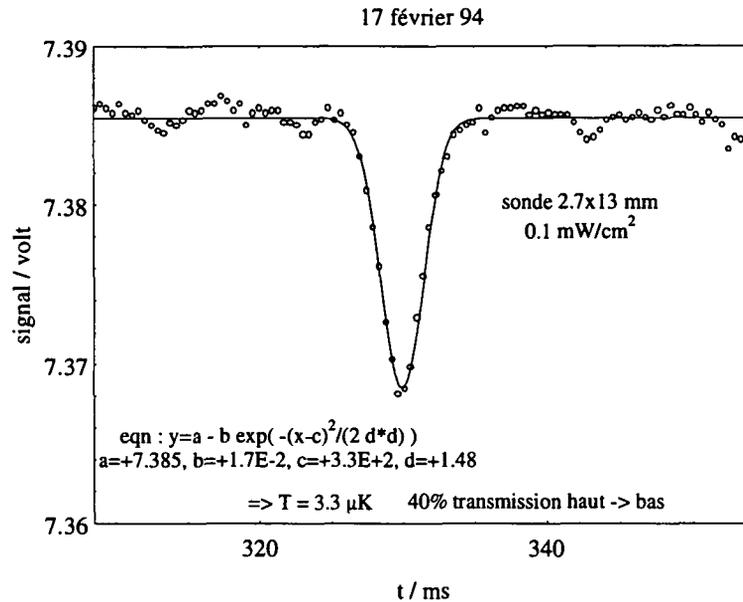


FIG. 2.2 : Temps de vol de la cellule du haut vers la cellule du bas. On déduit de ce temps de vol une température de $3.3 \mu K$. Par comparaison avec un autre temps de vol effectué un centimètre au dessous du piège, dans la cellule du haut, on met en évidence une transmission de 40 %. (Le système à vide est un prototype utilisé pour la mise au point du transfert, où il n'est pas possible d'inclure le prisme. Avec le système final la transmission s'est avérée encore meilleure : $\sim 50 \%$).

la même. L'ensemble des paramètres de ces séquences, désaccord de la mélasse, intensité des faisceaux, champ magnétique et bien sûr les délais, sont contrôlés par le micro-ordinateur qui gère l'expérience. Pour les expériences d'optique atomique, il y a plus de cent paramètres expérimentaux gérés de manière informatique.

D'une cellule à l'autre

La figure 2.2 reproduit un signal de temps de vol des atomes provenant de la première chambre. La température de ces atomes est de $3.3 \mu K$, et en comparant ce temps de vol à un temps de vol effectué dans la cellule du haut, on déduit une efficacité de transfert des atomes d'une cellule à l'autre pouvant atteindre 50%. Les causes de pertes sont :

- géométriques par étalement du nuage et collage des atomes sur les parois du tube de vide différentiel. C'est la cause principale de pertes, le transfert de 50% est à peu près la valeur optimale attendue pour une température de $3.3 \mu K$ de la mélasse avant la chute.

- dues à une mauvaise inclinaison du système. C'est une cause de perte négligeable. L'assiette de l'ensemble de la structure à vide peut être réglée, la précision angulaire étant meilleure que 10^{-3} radian. Le réglage de la verticalité de la structure s'effectue à l'aide de fils à plombs!
- dues aux collisions avec la vapeur de césium présente dans la cellule du haut. C'est une cause en général négligeable.
- dues à la déflexion des trajectoires par des gradients de champ magnétique. Cette cause de pertes est également négligeable pour ce montage.

D'un piège à l'autre

La figure 2.3 reproduit un signal de fluorescence du piège, au moment où le paquet d'atomes arrive en bas. La vitesse de ces atomes est alors de 4 m/s environ, et ils sont facilement capturés par le piège du bas. Une vitesse de capture typique pour un P.M.O. est 15 m/s ; un système de ralentissement supplémentaire est donc inutile.

Si 50% des atomes de la mélasse du haut arrivent bien en bas, le rendement global du transfert d'un piège à l'autre, mesuré en comparant les fluorescences des deux pièges, est plus faible. Il semble que seuls 20% des atomes soient recapturés. Les causes de non recapture restent d'ailleurs assez mystérieuses.

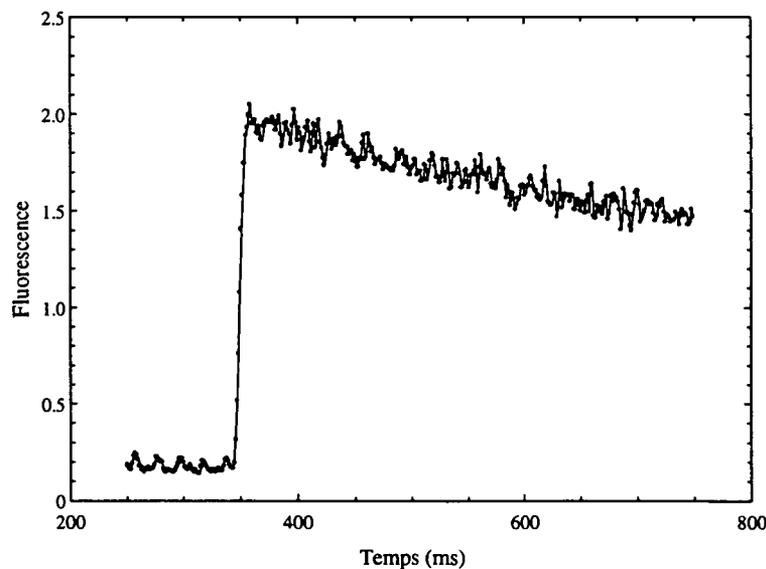


FIG. 2.3 : Fluorescence de la zone de piègeage à l'instant de recapture. Le temps de montée (de 10 à 90 %) est de 8.1 ms.

En pratique on collecte dans le piège inférieur, avec une cadence de 1 à 2 seconde, $20 \cdot 10^6$ atomes avec des observations allant jusqu'à $60 \cdot 10^6$ atomes.

Remarquons que habituellement, le faisceau repompeur est mélangé dans deux bras de directions différentes du P.M.O. Dans le cas du piège du bas, ce n'est pas nécessaire, et mélanger le repompeur à un seul des faisceaux piège suffit à assurer le fonctionnement optimal du piège.

Stabilité du système

Le tube de vide différentiel est emboîté dans un autre tube qui lui-même est posé sur une bride qui sépare les deux parties. Les blindages des pompes sont posés sur un support, qui repose sur la table, elle-même en suspension sur un coussin d'air. Le prisme n'est pas fixé, mais simplement emboîté dans un support en aluminium posé sur le fond de la cellule sans fixation ; ce support reste en place par les seules forces de friction. L'ensemble constitue un système très stable qui ne se dérègle pas à l'échelle de plusieurs mois. La verticalité a une stabilité à l'échelle de l'année.

2.3.2 Dépendances par rapport à $\delta_{P.M.O.}$ et dB/dz

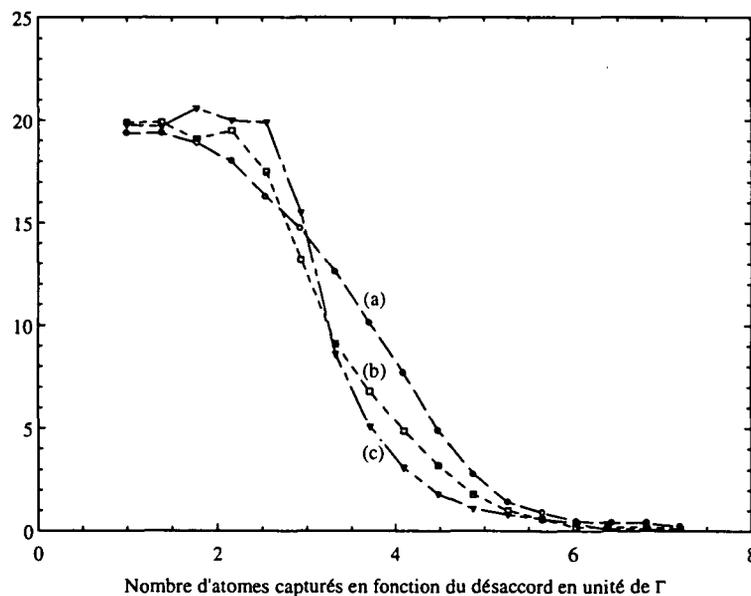


FIG. 2.4 : Signal proportionnel au nombre d'atomes recapturés dans la cellule du bas. La recapture est effectuée pour trois valeurs de gradient de champ magnétique : (a) $dB/dz = 10 \text{ G/cm}$, (b) $dB/dz = 15 \text{ G/cm}$, (c) $dB/dz = 20 \text{ G/cm}$ en fonction du désaccord.

Nous avons étudié la dépendance du nombre d'atomes recapturés en fonction du désaccord des faisceaux piège $\delta_{P.M.O.}$ et du gradient de champ magnétique dB/dz .

La procédure de mesure est la suivante : on capture un nuage pour un couple de valeurs de $\delta_{P.M.O.}$ et dB/dz . Après quelques dizaines de milli-secondes (pour être sûr d'avoir atteint un état stationnaire du piège), on revient à des conditions de piège identiques pour toutes les mesures. On mesure alors la fluorescence du piège (le retour à des conditions identiques permet de comparer les mesures entre elles). Ces résultats sont reproduits dans la figure 2.4. Le nombre d'atomes recapturés varie peu autour d'une valeur de 15 G/cm du gradient, qui a été conservée par la suite dans les expériences, et il est optimum à faible désaccord. On retrouve en cela que le mécanisme de capture dans un piège est principalement le "mécanisme Doppler" [70], et donc efficace à petit désaccord.

2.3.3 Chargement multiple

Une idée que nous pensions initialement exploiter est le chargement multiple du piège du bas : celui-ci reste constamment allumé pendant que l'on charge, refroidit et lâche le piège du haut. Nous espérons ainsi augmenter le nombre d'atomes en bas par captures multiples successives. En pratique cela n'a pas très bien fonctionné et nous avons gagné dans le meilleur des cas 30% d'atomes. Une des limitations importantes est la perte d'atomes en bas, lors du passage à grand désaccord nécessaire pour le refroidissement en haut. Ce passage est nécessaire dans le cas particulier de notre montage car le désaccord des deux pièges n'est pas indépendant (figure 2.7), et le piège du bas subit inutilement un passage à grand désaccord.

Il faut toutefois préciser que lors de ces essais, la configuration des faisceaux du piège en bas était : un faisceau rétro-réfléchi horizontal, et dans le plan perpendiculaire à ce faisceau, deux faisceaux pièges faisant un angle de 45° avec l'horizontale. Le point de croisement de ces faisceaux au dessus du prisme est déterminé par les dimensions transverses du prisme, qui impose une hauteur de chute élevée. Nous avons ensuite changé la configuration des faisceau piège : figure 2.5. Un bras du piège passe verticalement par le tube de vide différentiel. Pour conserver un piège en bas ce faisceau doit rester résonnant, mais il doit aussi être coupé au moment du transfert et l'on ne peut plus envisager de transfert multiple. Nous ne concluons donc pas quant à la possibilité d'effectuer des chargements multiples plus efficaces avec un dispositif plus approprié.

2.3.4 Couplage piège-cavité

Pour un remplissage optimal de la cavité, il est nécessaire de régler au mieux la position du piège. Les bobines qui produisent le gradient de champ magnétique sont montées sur une triple translation et il est possible de les déplacer dans les trois directions de l'espace, ce qui permet de régler la position du centre du P.M.O.

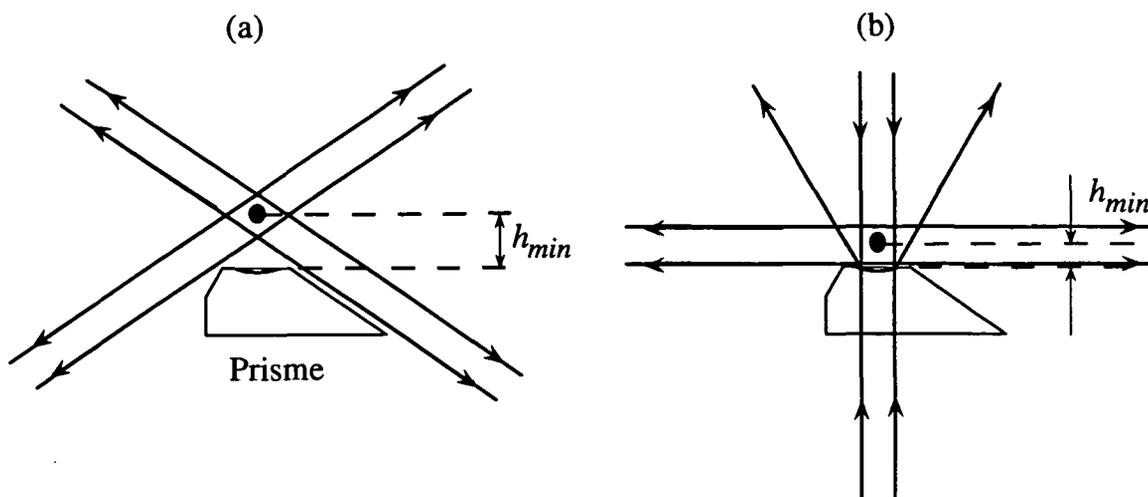


FIG. 2.5 : Il y a deux configurations envisageables pour les faisceaux pièges. La configuration (a) ($h_{min} \sim 1$ cm) permet un chargement multiple du piège du bas, alors que la configuration (b) l'interdit. Cependant, c'est cette dernière configuration qui a été choisie précisément parce qu'elle autorise un P.M.O. au voisinage immédiat de la surface du prisme.

au dessus du centre du ménisque à une hauteur comprise entre 1 et 5 mm au dessus du miroir. Au cours des expériences, la hauteur est restée aux alentours de 3.3 mm. Ce réglage se fait avec une précision de l'ordre du dixième de millimètre.

La séquence de contraction et refroidissement du second piège est similaire à celle utilisée pour le piège supérieur.

2.4 Les lasers

2.4.1 Le laser onde évanescente

Le choix de la technologie laser est souvent crucial dans une expérience de physique atomique. Pour l'onde évanescente, on recherche le laser qui fournit la puissance la plus élevée possible, tout en étant monomode transverse et longitudinal. Dans le cas de l'atome de césium, à 852 nm, plusieurs technologies sont disponibles : diodes lasers, laser à cristal titane-saphir pompé par laser à argon, ou colorant également pompé par laser à argon. Les diodes lasers les plus puissantes fournissent 200 mW monomode longitudinal (il existe des diodes de technologie MOPA, mais leur coût est rédhibitoire). Un laser titane-saphir fournit couram-

ment le watt, et c'est effectivement un tel laser qui a été utilisé lors de la "première génération". Mais plusieurs problèmes sont liés à son utilisation : encombrement, temps de maintenance important, temps de démarrage de l'ordre de l'heure avant d'atteindre un régime thermiquement stable. Mais surtout le laser pompe à Argon nécessite un circuit de refroidissement à eau qui est une cause de vibrations mécaniques. Ces vibrations sont une gêne pour deux raisons partiellement liées : elles entraînent des fluctuations de puissance du laser de plusieurs pour-cents, sur une large bande de fréquences, ce qui revient à faire vibrer le miroir atomique. De même les vibrations mécaniques déplacent le prisme. La solution qui consiste à mettre le laser titane-saphir et le laser de pompe sur une table séparée ne permet plus d'utiliser la suspension à air du dispositif principal qui découple la table optique des vibrations du sol. On peut enfin envisager d'utiliser une fibre pour guider l'onde évenescence mais ceci se traduit par une perte de 50 % de la puissance laser. C'est donc la solution diode laser monomode de 200 mW que nous avons retenue. Pour conserver une tache réfléchissante et un désaccord suffisamment grands, on compense la différence de puissance par un faisceau plus focalisé. La figure 2.6 donne le schéma de principe de ce laser.

2.4.2 Le système laser piège

Un schéma simplifié du montage optique est reproduit figure 2.7. L'élément central de cette optique est le laser maître.

Le laser maître

Il s'agit d'un laser constitué par une diode laser à cavité externe formée par un réseau de diffraction ("diode sur réseau") [71]. Le montage d'une diode en cavité externe est une technique qui permet de réduire aisément la largeur spectrale d'une diode laser à une valeur inférieure à 100 kHz.

Ce laser est verrouillé sur la transition $F_g = 4$, $F_e = 5$ du césium en utilisant un signal d'absorption saturée de la vapeur de césium contenue dans une cellule annexe. Pour varier le désaccord $\delta_{P.M.O.}$ de ce laser par rapport à la transition $F_g = 4$, $F_e = 5$, on applique à la vapeur de césium un champ magnétique créé par un petit solénoïde. Le champ magnétique va déplacer les différents sous niveaux Zeeman. A l'aide d'un cube polariseur, on impose à la lumière à l'entrée de la cellule une polarisation σ^+ . Comme la saturation de ce laser est de l'ordre de 1, les atomes sont très rapidement pompés dans le sous niveau $|F_g = 4, m_F = 4\rangle$. Ils subissent des cycles de fluorescence entre ce niveau et l'état excité $|F_e = 5, m_F = 5\rangle$, transition dont le déplacement est parfaitement déterminé par le champ magnétique. Par variation du courant dans le solénoïde, on contrôle le déplacement de la raie de 0 à -9Γ , et donc de la valeur de $\delta_{P.M.O.}$ qui est asservie sur cette raie. La figure 2.8 donne la calibration du désaccord du piège en fonction du courant dans la bobine.

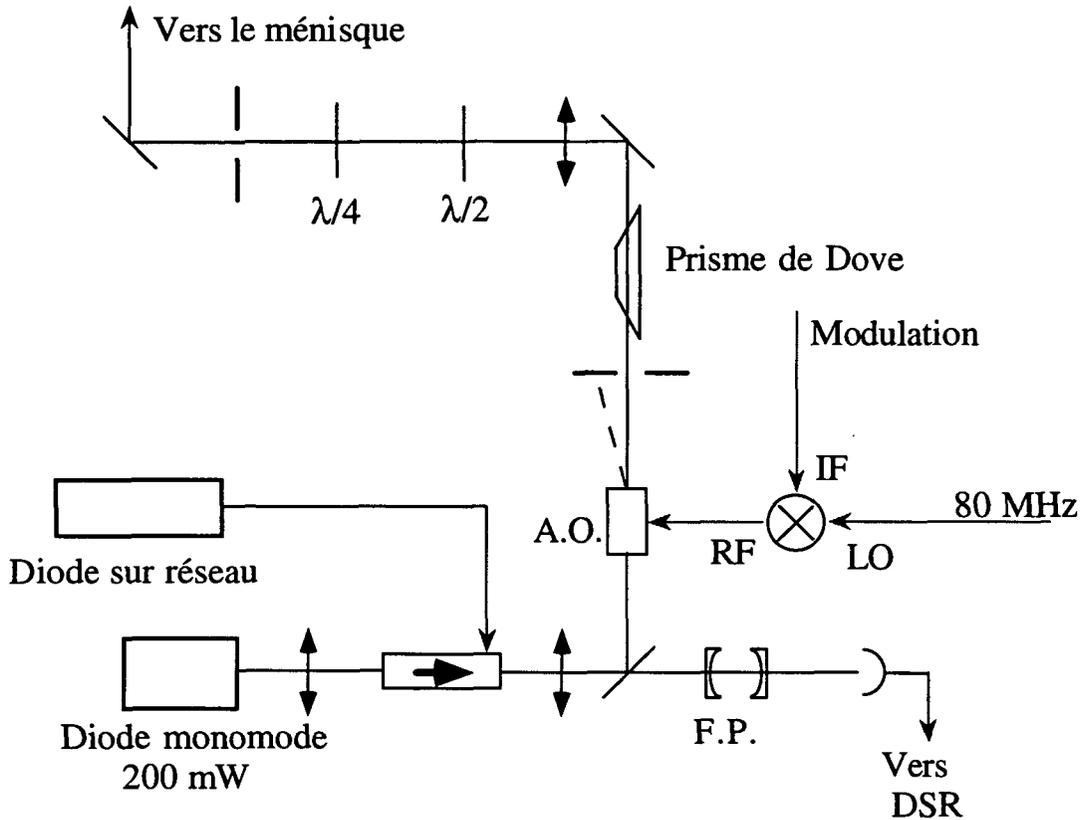


FIG. 2.6 : Le laser onde évanescente : une diode laser maître affinée par un réseau (DSR) injecte une diode laser de puissance 200 mW. La puissance effectivement disponible sur le ménisque est de l'ordre de 120 mW. Le faisceau esclave est légèrement elliptique et on adapte le mode pour que la tache finale sur le ménisque soit circulaire. La puissance de ce laser est contrôlée au cours du temps, avec un temps de réponse inférieur à la micro-seconde, grâce à un modulateur acousto-optique (A.O.) par ajustement de la puissance radio-fréquence à l'aide d'un mélangeur. Lorsque la puissance radio-fréquence est maximale, l'atténuation de l'onde évanescente est également maximale. Comme le modulateur acousto-optique est utilisé dans l'ordre zéro, on ne peut pas couper complètement l'onde évanescente. En pratique, on peut l'atténuer par un facteur 10, ce qui est suffisant pour assurer qu'aucun atome ne rebondisse.

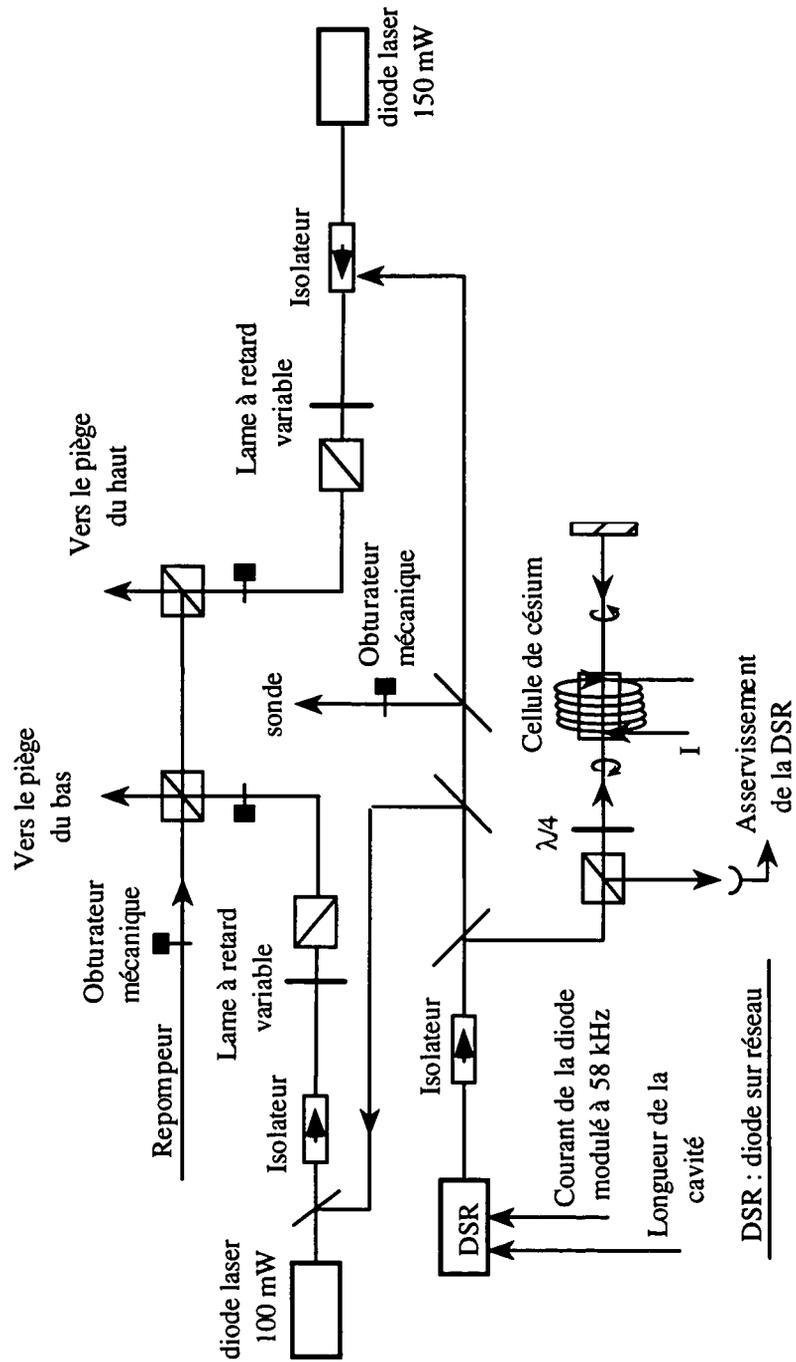


FIG. 2.7 : Système laser des pièges et de la détection.

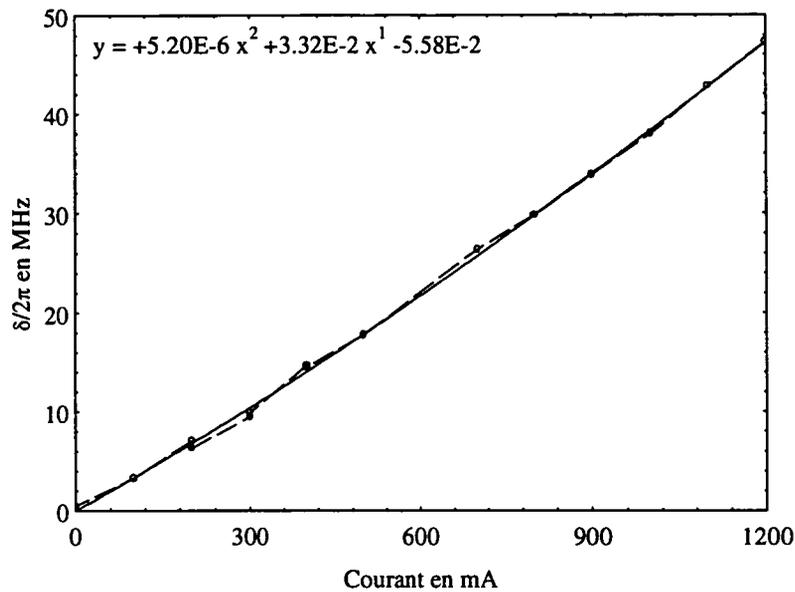


FIG. 2.8 : Désaccord en fonction du courant dans la bobine.

Injection

Deux diodes lasers esclaves sont injectées par le laser maître. Elles sont chacune utilisées pour former un des deux pièges. La puissance de ces lasers est ajustable électroniquement par une lame à retard variable à cristaux liquides suivie d'un cube polariseur. On "coupe" ces lasers pour laisser tomber les atomes, en les mettant rapidement ($\sim 10 \mu\text{s}$) hors résonance (plusieurs GHz), en faisant sortir leur courant de la plage d'injection. Des obturateurs mécaniques plus lents sont utilisés ensuite pour assurer l'absence totale de lumière.

2.4.3 Détection

La détection des atomes se fait en introduisant au dessus du miroir un laser sonde (ce laser est une dérivation du laser maître). Pour sonder on ramène la fréquence de laser proche de la résonance atomique : $\delta = -\Gamma/2$. Le laser maître est modulé en fréquence sur une plage² de Γ , à une fréquence de 58 kHz (par l'intermédiaire du courant de la diode). Cette modulation a une double utilité : elle sert à asservir le laser au sommet de la raie atomique comme décrit précédemment, et elle intervient lors de la détection. En effet, cette modulation est utilisée pour mesurer, par détection synchrone, l'absorption du faisceau sonde. En pratique, le

²Nous avons vérifié qu'une modulation en fréquence sur une plage aussi importante ne détériore pas les performances du refroidissement.

rapport signal sur bruit de cette détection est de 1 en une milli-seconde pour un paquet de cinq cents atomes. La limite de cette détection est imposée par le bruit électronique de l'amplificateur. Un schéma simplifié de l'optique de détection est donné figure 2.9.

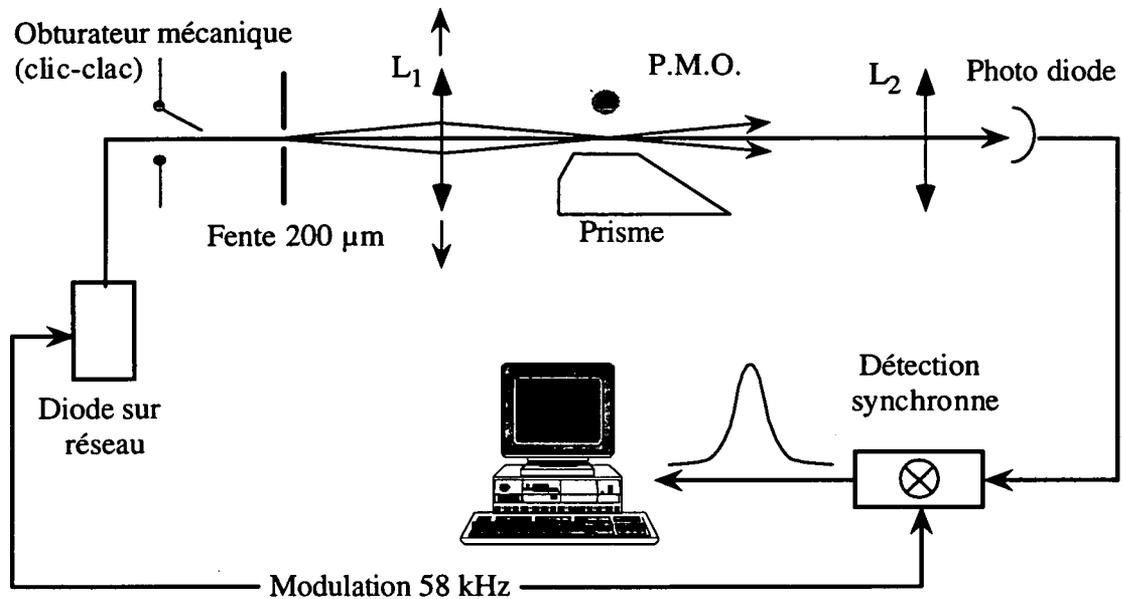


FIG. 2.9 : La détection se fait par mesure de l'absorption du faisceau sonde. Ce faisceau traverse une fente de $200 \mu\text{m} \times 2 \text{mm}$ imagée au dessus du ménisque, à une hauteur facilement ajustable par déplacement de la lentille L_1 . Le détecteur est une diode P.I.N. de faible bruit : $10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, et de faible capacité : 10 pF .

2.5 Conclusion

En conclusion, c'est une expérience entièrement diode-laser. Cette technologie confère au dispositif expérimental une grande fiabilité. Ce système donne d'un jour à l'autre des performances comparables, et son temps de mise en route est très court : l'expérience étant initialement arrêtée, moins de dix minutes sont nécessaires pour obtenir quelques rebonds.

Ce dispositif a également servi, en collaboration avec Oxford, pour une étude exhaustive du piège magnéto-optique et des mélasses optiques en fonction de paramètres tel que désaccord, intensité des faisceaux pièges etc...[72]. Mais cette étude sort du cadre de cette thèse.

Chapitre 3

Sélection en vitesse

Ce chapitre a pour but de montrer, comment en utilisant le miroir atomique, nous opérons une sélection en vitesse et en position des atomes relâchés du piège magnéto-optique. Cette sélection en vitesse (suivant la direction verticale) nécessite l'utilisation du miroir en mode pulsé. Cette technique originale constitue un outil indispensable pour la réalisation d'une optique temporelle, qui sera discutée dans les chapitres suivants.

Nous introduisons également une représentation diagrammatique simple en (t, z) . Elle sera régulièrement utilisée car elle donne rapidement une idée des expériences considérées, ainsi que des variations possibles.

3.1 Introduction

Deux techniques ont été développées pour l'analyse en vitesse d'un nuage atomique. La plus simple est le temps de vol. La source peut être un P.M.O. ou un jet thermique. Les vitesses sont associées aux temps d'arrivées atomiques. La limite de résolution de cette méthode balistique est donnée par la hauteur de chute, l'épaisseur de la source et de la sonde.

La seconde technique est la spectroscopie Raman [73]. Elle est basée sur une résonance sélective en vitesse. La résolution de cette méthode qui utilise deux niveaux fondamentaux est potentiellement très grande. Une résolution de $v_{rec}/20$ a été obtenue¹ [75]. Elle est limitée en pratique par la précision avec laquelle les raies atomiques peuvent être déterminées, en particulier par l'élargissement Zeeman lié au champ magnétique résiduel.

La méthode de sélection présentée dans ce chapitre utilise un miroir à atomes. Elle est dans son principe équivalente à un temps de vol. Elle offre une précision comparable aux temps de vols classiques pour une hauteur de chute nettement réduite, et elle permet d'avoir accès à la distribution en position.

¹L'utilisation des résonances Raman dans le domaine du refroidissement laser permet bien plus que la simple analyse des vitesses ; elle est utilisée pour faire aussi bien de la sélection que du refroidissement [74], [14].

3.2 Sélection en vitesse dans la cavité

3.2.1 Principe

Cette sélection en vitesse (une des opérations les plus élémentaires que nous puissions réaliser, à part la simple réflexion) se schématise sur un diagramme spatio-temporel (figure 3.1). On représente la hauteur d'un atome au dessus du miroir ainsi que l'intensité de l'onde évanescente en fonction du temps. On suppose les degrés de libertés dans le plan horizontal découplés de la position et de la vitesse selon l'axe (z) (le miroir est quasi-plan).

La sélection s'effectue de la manière suivante : l'onde évanescente est allumée pour deux courtes impulsions de durée τ . Ces deux impulsions sont séparées par un temps T correspondant à deux fois le temps de chute moyen des atomes depuis le piège jusqu'au miroir. Les atomes qui arrivent en $z = 0$ avant le début ou après la fin du premier pulse sont perdus. Seuls peuvent se propager les atomes dont les temps de rebonds coïncident avec les deux pulses. On sélectionne ainsi, juste après le deuxième rebond, une classe de vitesse centrée autour de :

$$v = \frac{gT}{2}, \quad (3.1)$$

où T est le temps qui sépare les centres des deux pulses ; ce temps est choisi égal au temps moyen nécessaire aux atomes pour décrire une arche complète. Si on suppose les distributions en vitesse et position de la source atomique suffisamment grandes, alors la distribution sélectionnée $P(v)$ est triangulaire (figure 3.2) de largeur à mi-hauteur :

$$\Delta v = \frac{g\tau}{2}. \quad (3.2)$$

On a supposé ici que l'étalement en temps d'arrivée (~ 5 ms) des atomes est grand devant la durée τ des pulses utilisés (~ 1 ms). La distribution en position et en vitesse initiale dans le P.M.O. est considérée comme plate. En pratique, le fait que le P.M.O. soit fini dans l'espace des phases modifie légèrement l'allure des distributions.

Sélection en énergie

La réflexion des atomes sur le miroir étant quasi instantanée, la sélection en vitesse est également une sélection en énergie. La largeur (à mi-hauteur) de la distribution finale en énergie est proportionnelle au rapport des deux temps τ et T (largeur à mi-hauteur) :

$$\Delta E = 2E_0 \frac{\tau}{T}. \quad (3.3)$$

Remarques

- Si E_0 est l'énergie sélectionnée par les deux impulsions, on s'arrange lors des expériences, dans le but de maximiser le signal, pour que cette énergie soit

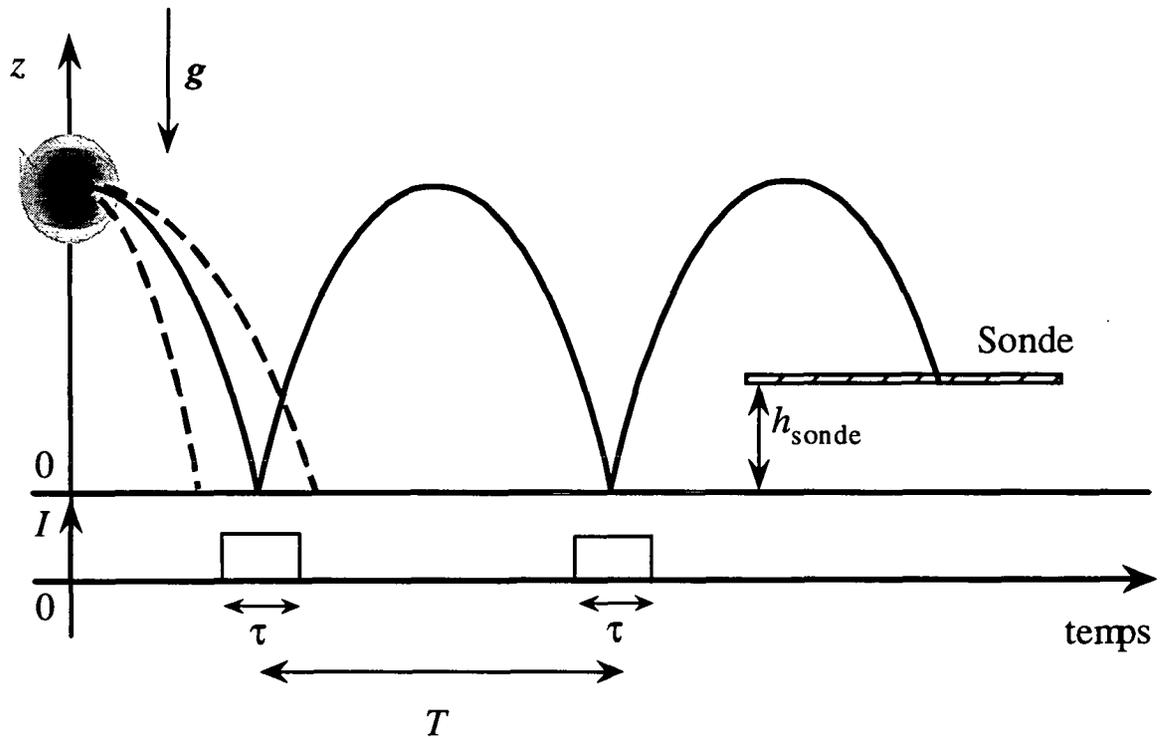


FIG. 3.1 : *Principe de la sélection. En pulsant l'onde évanescente, on sélectionne une classe de vitesse. Le premier pulse est centré en $T/2$, temps moyen de chute des atomes de la mélasse. Le deuxième pulse est centré un temps T après. Les trajectoires dessinées en pointillé n'aboutissent pas à la sonde. N.B. : pour plus de clarté, les échelles de temps et de longueurs ne sont pas respectées sur ce type de figure.*

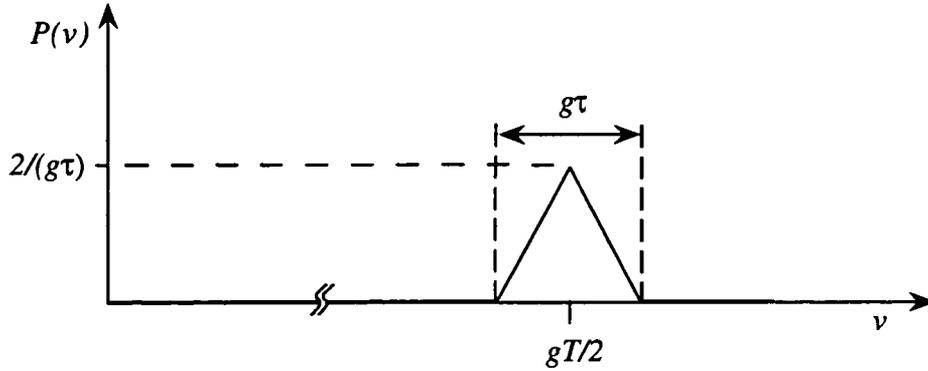


FIG. 3.2 : Distribution de vitesse sélectionnée juste après le second rebond ou juste avant le troisième rebond.

également l'énergie totale moyenne $\langle E \rangle$ des atomes :

$$E_0 \simeq \langle E \rangle \quad (3.4)$$

Dans la suite, E_0 désignera donc indifféremment l'une ou l'autre de ces quantités.

- La sélection est d'autant meilleure que τ est petit. Cependant il faut bien préciser qu'il ne s'agit pas d'un refroidissement. Le signal va décroître comme τ^2 . Il n'est pas possible d'augmenter la densité dans l'espace des phases avec un tel processus purement hamiltonien.

3.2.2 Zone sélectionnée dans l'espace des phases

Par un pulse unique

Dans le cas où il n'y a qu'un seul pulse, centré à $T_1 = T/2$ par exemple, les atomes transmis sont originaires d'une bande de l'espace des phases (v_z, z) à $t = 0$ comprise entre les deux droites :

$$v_z = \frac{g(T_1 + \tau/2)}{2} - \frac{z}{T_1 + \tau/2}, \quad (3.5)$$

et :

$$v_z = \frac{g(T_1 - \tau/2)}{2} - \frac{z}{T_1 - \tau/2}. \quad (3.6)$$

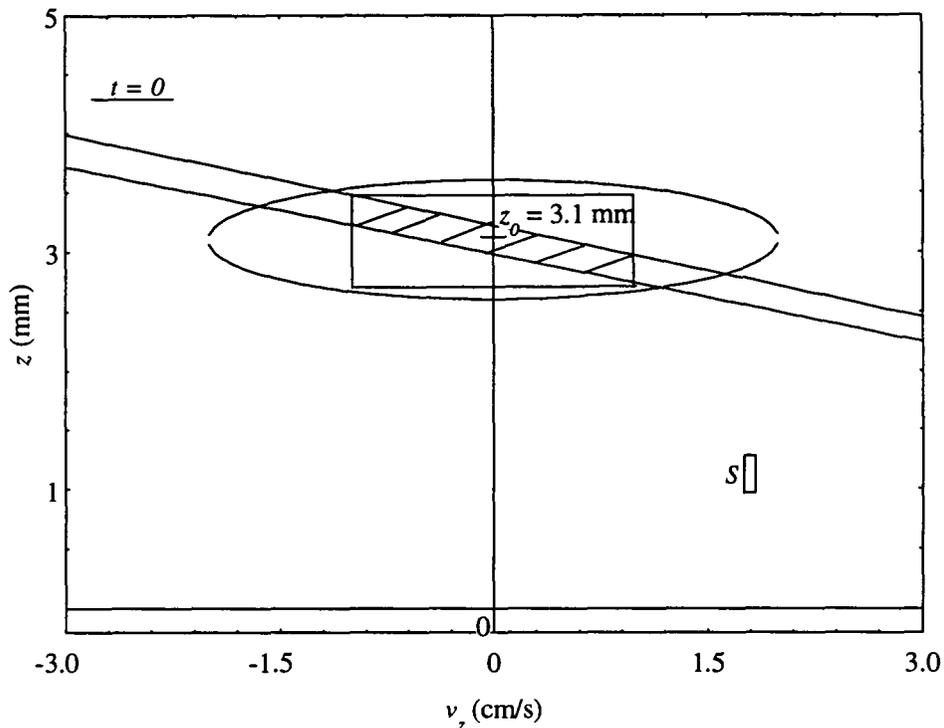


FIG. 3.3 : Représentation dans l'espace des phases des zones sélectionnées par un pulse (bande) de durée 1.0 ms, et deux pulses de même durée (partie hachurée). L'ellipse symbolise le recouvrement d'un nuage atomique de vitesse rms 2 cm/s et de rayon rms 0.5 mm. S est une surface de $100 \hbar/M$.

Par deux pulses

Supposons que la hauteur moyenne du nuage atomique $\langle z \rangle$ soit centrée en $z = \frac{1}{2}g(T/2)^2$ et que la vitesse moyenne du nuage soit nulle. On connaît alors la position z et la vitesse initiale v_z des atomes qui vont être sélectionnés. Ces grandeurs, dans l'approximation où $\tau \ll T$, sont incluses dans les intervalles :

$$-g\tau \leq v_z \leq g\tau, \quad (3.7)$$

$$\langle z \rangle - \frac{3}{4}gT\tau \leq z \leq \langle z \rangle + \frac{3}{4}gT\tau. \quad (3.8)$$

La figure 3.3 représente la zone "extraite" par sélection de l'espace des phases. Cette zone est l'intersection de la bande transmise par le premier pulse et des zones données par 3.7 et 3.8.

3.2.3 Validité de l'approximation classique

Lorsque l'onde évanescente est constante

On a supposé ici le mouvement atomique descriptible par la mécanique classique. Cela se justifie bien : la longueur d'onde de de Broglie λ_{dB} des atomes varie d'une fraction de micron dans le piège, à une dizaine de nanomètres à la surface du miroir, ce qui est très faible comparé à la hauteur de chute de l'ordre du millimètre.

Lorsqu'elle est pulsée

Lors du processus de sélection décrit plus haut (3.2.1), on fait plus qu'une simple sélection en énergie : l'instant de départ des atomes du miroir est également imposé. Or, on ne peut pas connaître à la fois l'instant du deuxième rebond et l'énergie après ce deuxième rebond. La limite inférieure à la finesse qu'il est possible d'obtenir est une limite fondamentale, elle est bornée par une relation d'incertitude de type temps énergie :

$$\Delta E_{Qu} \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (3.9)$$

où ΔE_{Qu} est la dispersion en énergie dans un traitement quantique. Cette limitation est discutée en détail dans le chapitre 6, et elle intervient pour des pulses dont la durée est inférieure à 40 μs . Les durées de pulses utilisées pour les expériences d'optique classique (chapitre 4) ou de modulation de phase (chapitre 5) étant toutes supérieures ou égales à 400 μs , l'approximation de trajectoires classiques demeure très bonne dans ce domaine de durée de pulses.

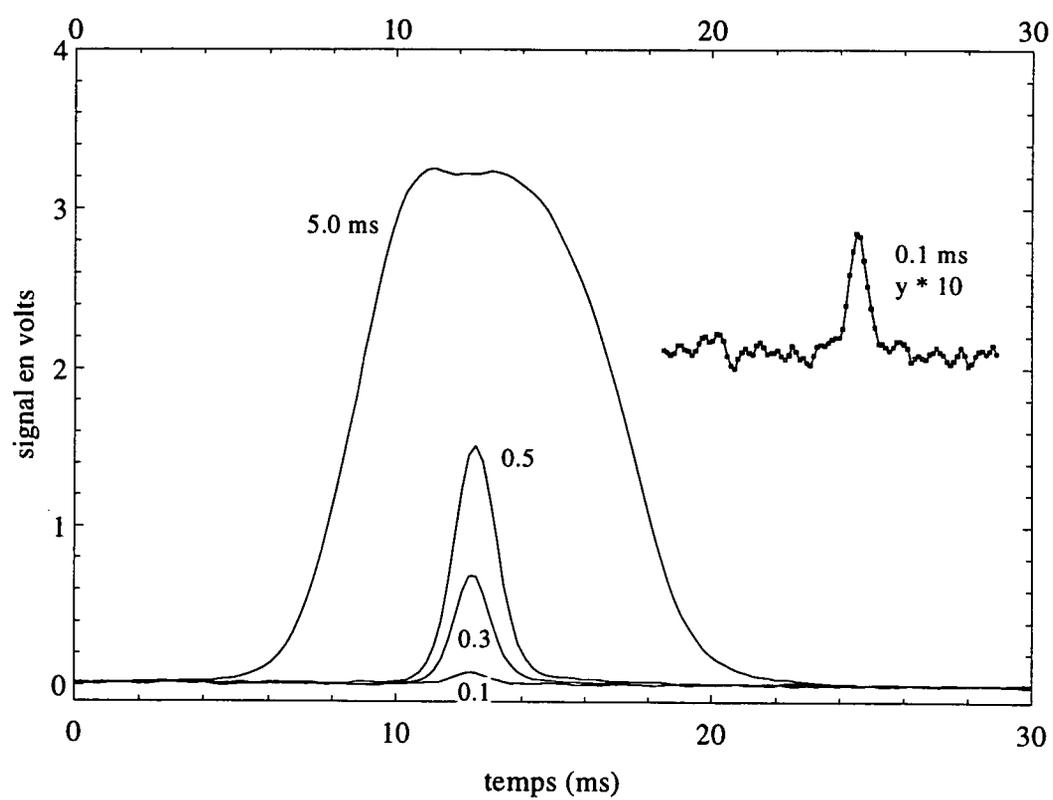
3.2.4 Temps d'arrivée

Si la distribution en vitesse sélectionnée $P(v)$ est triangulaire, la distribution des temps d'arrivée des atomes au troisième rebond est trapézoïdale. Le temps d'arrivée d'un atome dont la vitesse est exactement la vitesse la plus probable (équation 3.1) appartient à l'intervalle $[2.5T - \tau/2, 2.5T + \tau/2]$. La distribution de vitesse est obtenue, quant à elle, par convolution de deux créneaux carrés de durée τ , c'est à dire un triangle, figure 3.2. La distribution des temps d'arrivées est donc donnée par la convolution de ce triangle de base $g\tau$, par un autre pulse carré de durée τ , c'est à dire un trapèze.

Expérimentalement, on a accès à cette distribution en mesurant l'absorption d'une sonde introduite après le second pulse. (La hauteur h_{sonde} de cette sonde est très facilement ajustable expérimentalement (figure 3.1). En général, on prend $h_{sonde} = 0$).

3.2.5 Résultats expérimentaux

Dans l'expérience, $T = 50$ ms est un paramètre fixé par la hauteur du piège et, $g = 9.81$ m/s² à Paris. La figure 3.4 reproduit des résultats de sélection pour des

FIG. 3.4 : *Pics de sélection.*

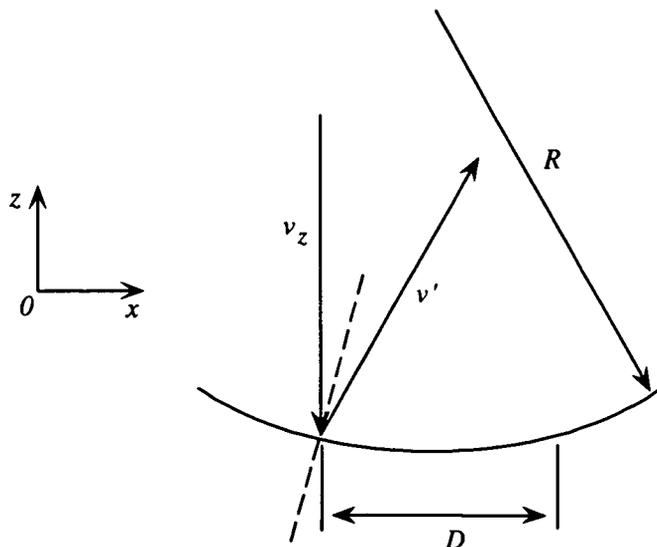


FIG. 3.5 : *Effet de la courbure du miroir lors de la réflexion.*

valeurs de τ allant de 0.1 à 5.0 ms. On retrouve bien pour la plus grande valeur de τ une forme en trapèze. Pour les plus petits τ , cette forme s'estompe en raison de la convolution du signal par la sonde d'épaisseur $200 \mu\text{m}$. Le temps de passage dans la sonde est de l'ordre de 0.5 ms et la largeur des signaux est limitée par ce temps, ce qui donne une limite à la résolution en vitesse. Sur les courbes de la figure 3.4, la vitesse sélection en vitesse la plus fine est de l'ordre de $v_{rec}/4$, pour $\tau \sim 500 \mu\text{s}$.

3.3 Effets parasites

3.3.1 Influence de la courbure du miroir

Quelle est la validité de l'approximation faite plus haut qui consiste à dire que le mouvement vertical est découplé du mouvement transverse ? En toute rigueur, le miroir étant courbe, ces mouvements sont couplés (figure 3.5). Néanmoins comme nous allons le voir ci-dessous, ce couplage a une influence négligeable sur la largeur en vitesse de la distribution sélectionnée, $g\tau/2$.

Si D est le diamètre de la tache réfléchissante, la déflexion est maximale pour un atome rebondissant sur le bord du miroir à une distance $D/2$ du centre, là où l'angle que fait la tangente au miroir avec l'horizontale est la plus grande. Pour

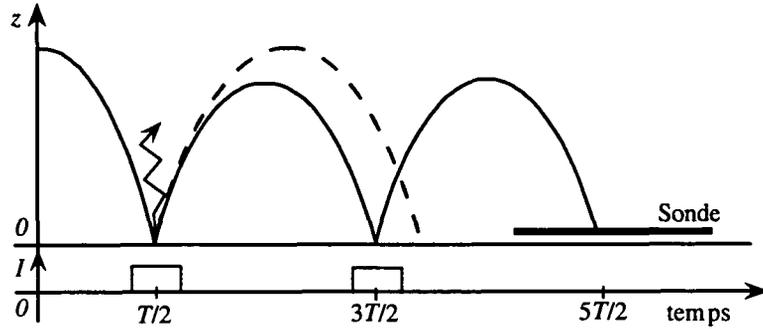


FIG. 3.6 : *Processus d'émission spontanée dans l'onde évanescentes.*

que le changement de vitesse verticale lié à la courbure :

$$|v_z - v'_z| \sim v_z \left(\frac{D}{R}\right)^2 \quad (D \ll R), \quad (3.10)$$

soit de l'ordre de grandeur ou supérieur à la largeur de la distribution $g\tau/2$ trouvée plus haut, il faut des durées de pulses τ plus courtes que :

$$\tau \leq \frac{v_z}{g} \left(\frac{D}{R}\right)^2, \quad (3.11)$$

ce qui avec les ordres de grandeurs de notre expérience donne :

$$\left. \begin{array}{l} R = 2 \text{ cm} \\ v_z = 0.25 \text{ m/s} \\ D = 500 \text{ } \mu\text{m} \end{array} \right\} \Rightarrow \tau \approx 20 \text{ } \mu\text{s}.$$

Une valeur aussi petite pour τ vient du fait que la modification de v_z est du second ordre par rapport au coefficient de couplage entre la direction verticale et les directions transverses. Si on cherchait une bonne résolution en vitesse selon x , le couplage entre v_z et v_x est alors du premier ordre, et la courbure joue un rôle bien plus important.

En conclusion, la courbure du miroir permet d'assurer la stabilité des trajectoires dans la cavité sans pour autant être une limite à la qualité de la sélection.

3.3.2 L'émission spontanée

La principale cause d'émission spontanée est l'absorption d'un photon de l'onde évanescente, puis la réémission dans les modes vides du champ (§1.4).

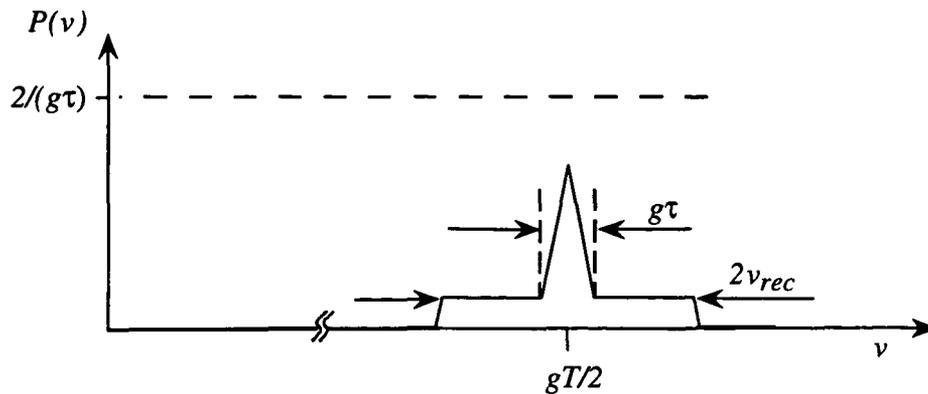


FIG. 3.7 : Allure de la distribution finale $P_f(v)$ juste après le second pulse lorsqu'une fraction non négligeable des atomes a subi une émission spontanée dans l'onde évanescente.

Emission lors du premier pulse

Remarquons qu'un tel processus, lors du premier rebond, ne perturbe en rien le mécanisme de sélection de vitesse. Comme la vitesse d'un atome qui arrive sur le miroir est aléatoire, on ne peut pas savoir *a priori*, si un atome incident lors du premier pulse a la bonne vitesse pour atteindre le second. En cas d'émission spontanée à l'intérieur de l'onde évanescente, deux cas de figure se présentent :

- L'atome serait arrivé sur le second pulse, mais l'émission l'en détourne.
- Sa vitesse initiale ne l'aurait pas conduit vers le second pulse, mais l'impulsion acquise lors du processus d'émission spontanée lui donne la bonne vitesse pour l'atteindre (figure 3.6).

Ces deux cas de figure sont équiprobables. En moyenne, le signal reste inchangé (et ce quel que soit le nombre moyen de photons absorbés par seconde). De plus la dispersion en vitesse n'est en rien affectée. Puisque l'émission se fait à $z = 0$, un atome détecté a obligatoirement la vitesse imposée par la sélection. L'émission d'un photon lors du premier pulse n'a aucune conséquence.

Emission lors du second pulse

L'émission d'un photon lors du second pulse vient en revanche modifier la distribution en vitesse sélectionnée. La vitesse v_{zf} d'un atome qui émet un photon

est équirépartie (si on moyenne sur les différentes polarisations de lumière réémise) autour de sa vitesse initiale v_{zi} dans un intervalle de vitesse [76] :

$$v_{zf} \in [v_{zi} - v_{rec}, v_{zi} + v_{rec}]. \quad (3.12)$$

On montre que lors d'une sélection subrecul, l'émission spontanée se traduit par une perte de signal. Comme la distribution en vitesse après diffusion d'un photon est plate, la distribution des atomes ayant émis un photon, est la convolution de la distribution triangulaire $P(v)$ par une distribution normalisée, constante sur un support donné par 3.12. C'est une distribution en forme de trapèze. La distribution finale $P_f(v)$ est alors proportionnelle à la somme de $P(v)$ et de cette distribution trapézoïdale, $P_f(v)$ et $P(v)$ étant pondérées par des coefficients donnés par le taux d'émission spontanée. La figure 3.7 donne l'allure de $P_f(v)$ lorsque la sélection est subrecul et qu'une fraction notable d'atomes ne subit pas d'émission spontanée ($\delta_{O.E.} > 1$ GHz).

Signalons pour finir que, comme cela a été mentionné au chapitre 1, l'absorption d'un photon de la lumière diffusée par le prisme, est un processus plus rare. Son effet est identique à celui de l'émission dans le second pulse.

3.4 Autre représentation

Dans cette section, nous allons redécrire le mécanisme de sélection présenté précédemment par un autre type de schéma analogue à ceux utilisés en optique photonique classique.

3.4.1 Propagation libre

Considérons tout d'abord la propagation libre d'une particule (matérielle ou non). La figure (3.8, a) représente la trajectoire d'une telle particule dans un plan (x, y) . Elle coupe successivement plusieurs plans espacés d'une même longueur L . L'angle θ entre l'axe des x et la direction de propagation permet de savoir à quelle cote l_{n+1} elle va couper le $n + 1^{\text{ième}}$ plan :

$$l_{n+1} = l_n + \theta L \quad (\theta \ll 1). \quad (3.13)$$

Considérons maintenant la cavité gravitationnelle. Un atome dans cette cavité rebondit avec une période $2v/g$ sur le miroir, où v est la vitesse de l'atome en $z = 0$. La trajectoire est complètement déterminée par la donnée de cette période et le temps d'impact sur le miroir. On représente dans la figure (3.8, b) une trajectoire atomique du système miroir-gravité par une droite dans un plan (t_1, t_2) . En abscisse, seuls les plans espacés de T ont un sens. La particule qui se propage

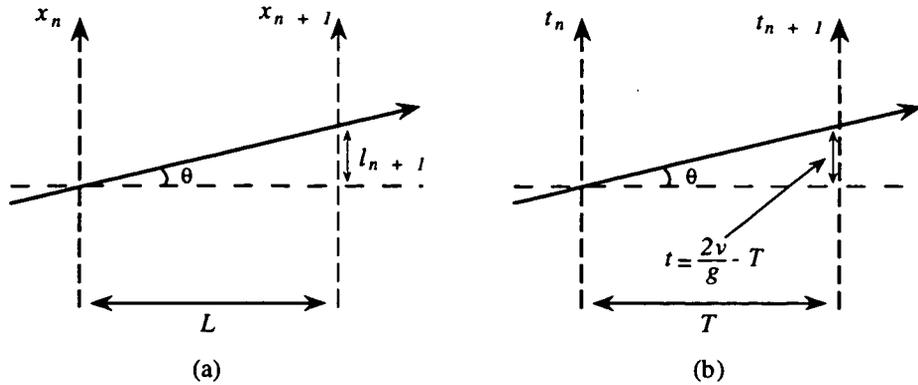


FIG. 3.8 : *Rayons optiques, ou propagation dans la cavité.*

dans la cavité coupe les plans espacés de T à un instant déterminé par v . Dans cette représentation, l'angle θ correspond à une paramétrisation de la vitesse :

$$\theta = \frac{2v}{gT} - 1. \quad (3.14)$$

3.4.2 Fentes spatiales ou temporelles

Considérons à nouveau le processus de sélection décrit au 3.2.1. On a représenté la même procédure par le schéma de la figure 3.9. Un pulse de durée τ est représenté par une fente, la sélection en vitesse se fait par l'ouverture définie par les deux fentes. Cette sélection en vitesse est équivalente à celle qui consiste à fabriquer un pinceau lumineux à partir d'une source lumineuse étendue et de deux fentes. Lorsque les relations de dispersion des particules ne jouent pas de rôle, les trajectoires d'optique photonique, représentées sur un schéma du type de la figure 3.9, sont équivalentes aux trajectoires des atomes dans la cavité (figure 3.1).

Cette représentation a deux avantages : elle permet de visualiser un plus grand nombre de trajectoires, notamment différents chemins passant par un même pulse, alors que sur un diagramme (t, z) , plusieurs trajectoires qui traversent un même pulse, ou un grand nombre de pulses sont difficiles à distinguer. Elle est aussi plus proche conceptuellement de l'optique traditionnelle. Cela permet de faire un lien entre les représentations d'optique photonique et d'optique atomique. On peut s'en inspirer pour concevoir des expériences d'optique atomique avec pour point de départ des expériences d'optique photonique. A l'inverse, elle permet de redécrire une expérience d'optique atomique en terme d'optique photonique.

Remarques

- Avec cette représentation, il est facile de voir que la répartition des temps

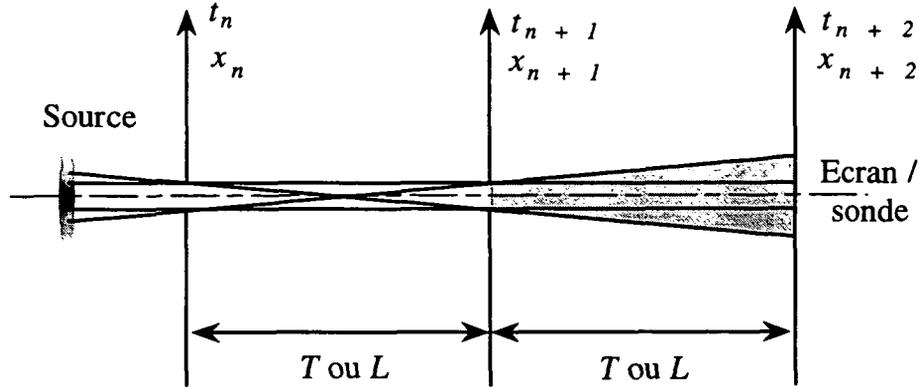


FIG. 3.9 : Fentes spatiales ou temporelles.

d'arrivée est trapézoïdale car elle correspond à la surface recouverte entre la deuxième fente et l'écran (la sonde). C'est la zone grisée de la figure 3.9.

3.5 Mesure de la densité dans l'espace des phases d'une mélasse optique

Pour illustrer la méthode de sélection en vitesse décrite ci-dessus, nous décrivons maintenant un exemple d'application d'un miroir pulsé, qui consiste à mesurer la distribution dans l'espace des phases de la source d'atomes froids.

3.5.1 Introduction

En supposant les distribution de positions et de vitesses gaussiennes, la densité dans l'espace des phases est donnée par :

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \frac{N}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \Delta x \Delta y \Delta z} \frac{h^3/M}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} (\Delta v_{P.M.O.})^3} \times \exp\left(-\frac{x^2}{2\Delta x^2} - \frac{y^2}{2\Delta y^2} - \frac{z^2}{2\Delta z^2}\right) \exp\left(-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2\Delta v_{P.M.O.}^2}\right) \quad (3.15)$$

Δx , Δy , Δz sont les rayons du nuage à $1/\sqrt{e}$, $\Delta v_{P.M.O.}$ la dispersion en vitesse, N le nombre d'atomes. Une quantité particulièrement intéressante est la densité maximale dans l'espace des phases :

$$n\Lambda_T^3 = \rho(\mathbf{0}, \mathbf{0}), \quad (3.16)$$

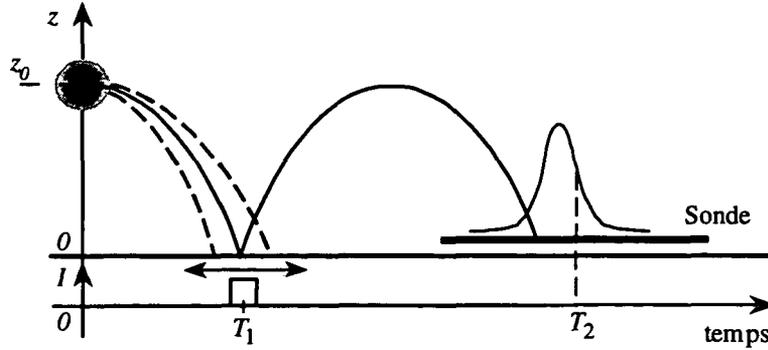


FIG. 3.10 : Une impulsion unique est balayée.

où n est la densité spatiale au centre du P.M.O., Λ_T la longueur d'onde de de Broglie thermique. On a :

$$\Lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B \Theta}}, \quad (3.17)$$

où Θ est la température du nuage :

$$\frac{1}{2} M \Delta v_{P.M.O.}^2 = \frac{1}{2} k_B \Theta. \quad (3.18)$$

Il est difficile, *a priori*, de faire une mesure de densité dans l'espace des phases d'un piège magnéto-optique ou d'une mélasse. Traditionnellement, on effectue séparément une mesure de taille et du nombre d'atomes par imagerie du nuage, puis une mesure de température par temps de vol [77]. On en déduit alors une valeur pour $n\Lambda_T^3$. Mais il s'agit là d'une mesure indirecte puisque les deux grandeurs importantes, température et densité, sont mesurées séparément. La température estimée peut en effet ne pas correspondre à celle du nuage lors de la mesure de densité. Ces deux mesures sont différées, la première (estimation de la densité) a lieu nécessairement en présence des faisceaux lasers puisqu'elle utilise la fluorescence, alors que la seconde (température) est effectuée par temps de vol, après extinction des faisceaux. Or rien ne prouve que cette phase d'extinction soit isotherme.

De plus, l'existence d'un halo d'atomes peu dense et chaud autour d'un noyau central dense et froid risque d'induire des erreurs dans l'interprétation des résultats². Les atomes qui se trouvent dans ce halo émettent de la lumière, ils contribuent au signal de fluorescence du piège (mesuré à la photodiode). Comme ce halo est peu dense, il risque de passer inaperçu à la caméra. Cela a pour conséquence d'augmenter la densité apparente du nuage. Comme il est chaud, le halo risque de passer également inaperçu dans un temps de vol, car les atomes rapides dont il est constitué sortent de la zone recouverte par le faisceau sonde

²Un tel halo a effectivement été observé [72].

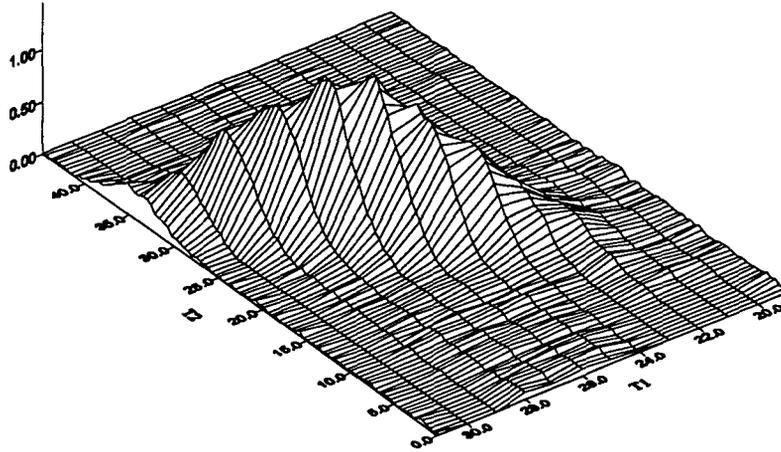


FIG. 3.11 : *Signal expérimental de temps de vol en fonction de T_1 et T_2 (en ms)*

avant d'arriver à hauteur de celui-ci. A cela s'ajoutent les problèmes d'aberrations sphériques des caméras.

Ces biais expérimentaux rendent difficile l'interprétation des résultats et ont en général pour conséquence de surestimer la valeur de $n\Lambda_T^3$.

3.5.2 Reconstruction de la distribution atomique dans l'espace des phases (v_z, z)

En utilisant le miroir, nous avons effectué une mesure de la densité et la distribution dans l'espace des phases d'un nuage atomique produit par une mélasse (suivant les axes z, v_z).

La méthode est la suivante (figure 3.10) : le nuage sur lequel porte la mesure est relâché dans la cavité. Le signal mesuré est proportionnel au flux d'atomes qui arrivent dans la sonde à un instant T_2 , après qu'ils ont rebondi sur un pulse unique dont la position T_1 est balayée. L'expérience est répétée pour différentes valeurs de T_1 . La sonde est supposée rasante, $h_{sonde} = 0$. Le signal en fonction de T_1 et T_2 est représenté sur la figure 3.11. Pour une trajectoire coupant l'axe $z = 0$ à T_1 et T_2 il correspond un seul couple (dans l'hypothèse d'un rebond unique) de position et vitesse initiale $(z_{ini}, v_{z\ ini})$ à $t = 0$. On a :

$$z_{ini} = g \left(\frac{1}{2} T_1 T_2 - T_1^2 \right), \quad (3.19)$$

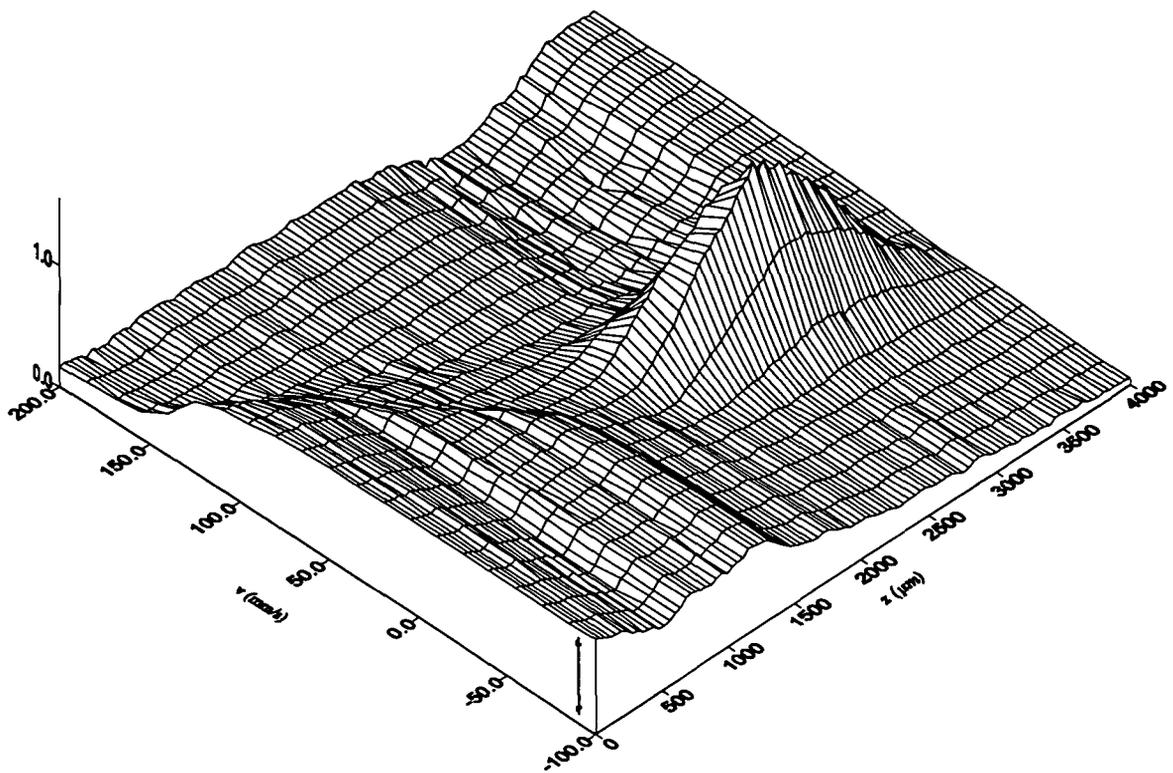


FIG. 3.12 : *Distribution de la mélasse en (z, v_z) . On retrouve bien une hauteur moyenne de lâcher de 3.3 mm pour la mélasse. La partie surélevée indiquée par la double flèche est un fond d'atomes chauds issus de la source atomique, qui n'ont pas rebondi sur le miroir. (Leur hauteur et leur vitesse initiales sont suffisantes pour donner des signaux de temps de vols à plus de 50ms.)*

$$v_{z \text{ ini}} = \frac{1}{2}g(3T_1 - T_2). \quad (3.20)$$

En utilisant les relations 3.19, 3.20, et le signal de la figure 3.11, on retrouve la distribution originelle en (z, v_z) du nuage juste après l'extinction des faisceaux lasers. Cette distribution est reconstituée sur la figure 3.12. On remonte, en calibrant la sonde, au nombre d'atomes contenu à $t = 0$ dans une cellule de l'espace des phases centrée en $(z_{\text{ini}}, v_{z \text{ ini}})$.

Avec ce type d'expérience, les mesures portent sur le nuage après extinction des faisceaux et il n'est pas nécessaire de préjuger de la nature des phénomènes qui interviennent lors de cette coupure. On prend une "photo" de la source atomique, puis on analyse les paramètres de celle-ci.

Résultats

On observe alors, tous paramètres optimisés, la température minimale de $\Theta = 3.6 \mu\text{K}$ avec un rayon $\Delta z \sim 440 \mu\text{m}$. Ces résultats permettent de faire l'estimation :

$$n\Lambda_T^3 \sim 2.3 \cdot 10^{-5}.$$

ce qui correspond à peu près à la meilleure valeur que l'on obtient avec un P.M.O. refroidi par une phase de mélasse.

3.5.3 Applications

Optimisation des signaux

En pointant le sommet de la distribution, c'est à dire si en prenant $T_1 = T/2$, on obtient en un seul lâcher un signal proportionnel à $n\Lambda_T^3$. Ceci est utilisable comme phase intermédiaire d'optimisation d'une expérience puisque d'une manière générale les signaux de nos expériences sont proportionnels à ce produit.

En pratique, c'est un signal de sélection de vitesse tel que celui décrit plus haut (section 3.2.1, figure 3.1), que l'on optimise. C'est alors l'aire de ce signal (et non plus sa hauteur) qui est proportionnelle à $n\Lambda_T^3$. On fixe un temps T entre les deux pulses égal à 50 ms, puis on adapte les paramètres de l'expérience, hauteur du piège, équilibrage de l'intensité du faisceau vertical, optimisation de la séquence de refroidissement, etc... L'utilisation de pulses permet de découpler les effets des nombreux paramètres qui interviennent dans l'optimisation.

Corrélations

Une application éventuelle de cette technique qui reconstitue la "carte" du nuage dans (z, v_z) est la recherche de corrélations entre positions et vitesses dans le nuage.

Sur les résultats présentés ici (figure 3.12), la loi est une gaussienne à deux dimensions. Aucune corrélation n'est visible. La source utilisée est une mélasse

optique où il n'existe pas de structure spatiale à grande échelle de longueur (plus grande que λ_{opt} [78]), et donc où l'on n'attend pas *a priori* de corrélations. En utilisant comme source de départ un P.M.O. plutôt qu'une mélasse, il est possible qu'il existe un régime de désaccord, intensité et gradient de champ magnétique pour lequel de telles corrélations apparaissent. C'est une voie ouverte, et le miroir est un bon outil pour l'explorer.

Chapitre 4

Optique atomique classique

4.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre plusieurs expériences d’optique “classique”, ce qualificatif signifiant qu’un traitement quantique du mouvement atomique n’est pas nécessaire. A la base de ces expériences, se trouve la loi donnant la vitesse finale v_f d’une particule rebondissant sur un miroir mobile de vitesse v_m au moment du rebond :

$$v_f = v_i + 2v_m, \quad (4.1)$$

où v_i désigne la vitesse initiale de la particule. Après une brève discussion de la validité de (4.1) dans le cas d’un miroir lumineux, nous montrons comment utiliser cette loi pour fabriquer des lentilles pour atomes. Ces lentilles sont d’un type inhabituel puisqu’elles agissent dans le domaine temporel (leurs dimensions, diamètre et focale sont des temps). Alors qu’une lentille usuelle, d’axe optique z , regroupe toutes les trajectoires passant par un point (x_1, z_1) en un autre point (x_2, z_2) , la lentille que nous considérons ici focalise les trajectoires passant au point z_1 à un instant t_1 en un point z_2 à un instant t_2 .

Ces lentilles temporelles viennent compléter l’arsenal dont dispose l’opticien atomiste en se rajoutant aux lentilles plus traditionnelles (i.e. spatiales) réalisées au cours de ces dernières années. Ces lentilles sont basées soit sur l’utilisation d’un masque matériel (lentilles à zones de Fresnel [79], [80]), ou sur l’utilisation de la force dipolaire. On se sert dans ce dernier cas d’une onde stationnaire [81], [82], ou d’une onde gaussienne progressive [83], [84], très désaccordée par rapport à la résonance atomique, de manière à défléchir les trajectoires atomiques tout en évitant les processus d’émission spontanée.

Ce chapitre est essentiellement constitué par la reproduction d’un article décrivant les résultats expérimentaux que nous avons obtenus dans le domaine de l’optique atomique classique (§4.3). Auparavant dans la section 4.2, sont détaillées

quelques particularités liées au fait que le potentiel créé par notre miroir n'est pas infiniment raide, mais exponentiel.

4.2 Réflexion par un miroir mobile "mou"

4.2.1 Potentiel quelconque

Nous nous intéressons ici à la réflexion d'une particule matérielle, d'impulsion $P_i = mv_i$, par un miroir formant une barrière de potentiel $U(z, t)$ (supposée suffisamment élevée et de portée finie), se déplaçant avec une vitesse constante v_m :

$$U(z, t) = U(z - v_m t). \quad (4.2)$$

Dans l'hypothèse où la réflexion a lieu (le miroir ne recule pas plus vite que la particule n'arrive), la vitesse finale de la particule est donnée par (4.1), et ce quelque soit la forme du potentiel U . En effet, si on se place dans le référentiel lié au miroir (figure 4.1), la vitesse de la particule incidente est $v_i - v_m$. Dans ce référentiel, après réflexion, la vitesse est inversée : $-v_i + v_m$. En revenant dans le référentiel lié au laboratoire, on trouve la relation (4.1) pour la vitesse finale de la particule, exactement comme dans le cas d'une réflexion par un potentiel infiniment raide.

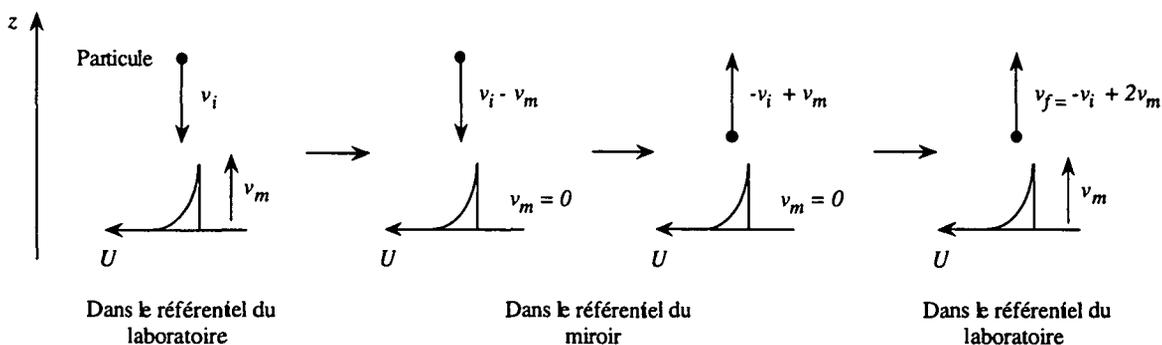


FIG. 4.1 : Particule réfléchi par un miroir mobile mou.

En toute rigueur, ce raisonnement n'est valable que parce que nous avons pris v_m constant. Si le miroir a une accélération a non nulle, le référentiel qui lui est lié n'est plus galiléen et le théorème de l'énergie cinétique ne s'applique plus. La vitesse communiquée dépend alors du temps passé dans le potentiel, et donc *a posteriori* de la forme de ce dernier. Toutefois, dans le cas où $|a|$ est suffisamment petit pour que le changement de vitesse du miroir soit négligeable pendant le temps de rebond τ_{refl} (eq. 1.19), c'est à dire si :

$$|a| \ll \frac{v_m}{\tau_{refl}}, \quad (4.3)$$

la relation (4.1) reste une bonne approximation.

4.2.2 Potentiel exponentiel ou gaussien

Déplacer un miroir dont le potentiel est donné par (eq. 1.10) avec une vitesse v_m est strictement équivalent à varier l'intensité du laser qui crée le potentiel :

$$U(z - v_m t) = U_0 \exp[-2\kappa(z - v_m t)] = U_0 \exp(2\kappa v_m t) \exp(-2\kappa z). \quad (4.4)$$

C'est une propriété que nous exploitons pour obtenir un tel miroir mobile : il est plus simple de changer la puissance d'un laser que de déplacer un prisme en silice.

Cette propriété de l'exponentielle ne se généralise pas. Lors de la réflexion d'une particule par un potentiel gaussien (une nappe de lumière de col w par exemple) dépendant du temps de la forme :

$$U(t) = U_0 \epsilon(t) \exp(-2z^2/w^2), \quad (4.5)$$

où $\epsilon(t)$ est une fonction arbitraire du temps comprise entre 0 et 1, le point de rebroussement classique est donné par :

$$z_0(t) = \frac{w}{\sqrt{2}} \left[\ln \frac{2\epsilon(t) MU_0}{P_i^2} \right]^{1/2}. \quad (4.6)$$

Cela correspond à une vitesse de déplacement du miroir :

$$v_m = \frac{dz_0(t)}{dt} = \frac{w}{2\sqrt{2}} \frac{\epsilon'(t)}{\epsilon(t)} \left[\ln \frac{2\epsilon(t) MU_0}{P_i^2} \right]^{-1/2}. \quad (4.7)$$

Quelque soit le choix de $\epsilon(t)$, la vitesse du miroir dépend de P_i . Un tel miroir est "chromatique".

4.3 Tennis, lentilles et multi-lentilles atomiques

Atom optics in the time domain

Atom optics in the time domain

M. Arndt, P. Szriftgiser, and J. Dalibard

Laboratoire Kastler Brossel, 24 rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France

A. M. Steane

Clarendon Laboratory, Parks Road, Oxford OX1 3PU, England

(Received 2 November 1995)

Atom-optics experiments are presented using a time-modulated evanescent light wave as an atomic mirror in the trampoline configuration, i.e., perpendicular to the direction of the atomic free fall. This modulated mirror is used to accelerate cesium atoms, to focus their trajectories, and to apply a "multiple lens" to separately focus different velocity classes of atoms originating from a point source. We form images of a simple two-slit object to show the resolution of the device. The experiments are modelled by a general treatment analogous to classical ray optics. [S1050-2947(96)08705-7]

PACS number(s): 03.75.Be, 32.80.Pj, 42.50.Vk

I. INTRODUCTION

The manipulation of the external degrees of freedom of atoms has attracted much interest during the last few years since powerful techniques such as laser cooling have become available. Today's experiments are typically in a regime where a classical analysis in terms of atomic trajectories is sufficient in some part of the experiment and where a quantum description is required in another region [1]. The present paper reports on a simple classical model and several experiments concerning the controlled manipulation and measurement of position and momentum of laser cooled atoms using a mirror formed by a time-modulated evanescent light field. This type of atom mirror has the advantage that it can be tailored without any major effort to interact with the atoms over a wide range of time and distance scales. For slow modulation the atoms follow classical trajectories during their reflection, while for fast modulation a full quantum description is necessary [2]. This is the temporal equivalent of the transition between ray optics and wave optics for light.

For atom optics one wants to have optical components such as precisely shaped lenses, apertures, prisms, and mirrors of selectable orientation and position. Matter optics, with electrons, neutrons, and recently also atoms, has for the most part taken its inspiration from light optics, so that one envisages the relevant wave moving through a series of "optical components" fixed in space. However, one can influence the atomic (or electron, or neutron) motion not only using optical elements with a spatially varying structure (such as lenses) but also in a very general manner by using devices that are made to undergo a prescribed time variation. Sideband generation is a simple example and nowadays a standard application (using electro-optic modulators) of this idea in optics. It was realized for neutrons by Felber and his colleagues [3] using a resonant mode of vibration of a crystal on which neutrons were reflected. Phase modulation for atom waves was realized by Steane *et al.* [4] using a modulated atomic mirror similar to that which will be at the heart of the experiments to be described in this paper.

The manipulation made possible by a time-modulated mirror controls the atomic motion along the direction z nor-

mal to the mirror surface, rather than in the transverse direction x as for most standard optical instruments. For example, a standard lens will, in general, form the image of a point (x_i, z_i) at a point (x_f, z_f) . All the rays emerging from (x_i, z_i) arrive at (x_f, z_f) , no matter what their initial angle of inclination to the z axis. In our case, we form the image of an initial event (z_i, t_i) at a final event (z_f, t_f) . All rays leaving the initial event arrive at the final event, no matter what their initial velocity along the z direction.

Fast optical components are needed in order to manipulate the atoms that typically have short interaction times with the modulating device. While it is difficult to get massive material objects, such as a mirror substrate, to move fast enough (at a frequency of about 1 MHz) (see, however, [3,5-7]) one can circumvent this problem by using light fields to produce all the optical components. These can easily be made to vary rapidly in time.

The purpose of this article is to point out some general insights into the manipulation of atoms using time-dependent fields and, in particular, evanescent fields [8]. In Sec. II we start out with a derivation of the requirements that have to be fulfilled by a moving mirror in order to represent the equivalent of an atom lens in the time domain. The treatment remains classical and one-dimensional in this section and leads to imaging matrices known from standard optics that can be simplified using a paraxial approximation. The equations are then generalized to include gravity and are analyzed for some sample cases. In our experiment the reflecting mirror potential is generated using an evanescent light field; in order for the matrix treatment to be applicable to this situation, the exponential shape of the light potential has to be taken into account. This is done in Sec. III. Section IV describes the experimental setup, while Sec. V presents the realization of a moving mirror employed to play tennis with atoms, to image a double slit in the time domain, and to split an atomic beam into a choosable number of resultant beams sorted according to their velocity.

II. MOVING MIRROR

A. Imaging of particles with a moving mirror

We first consider the effect of a mirror moving at constant velocity, without specifying the exact nature of the experi-

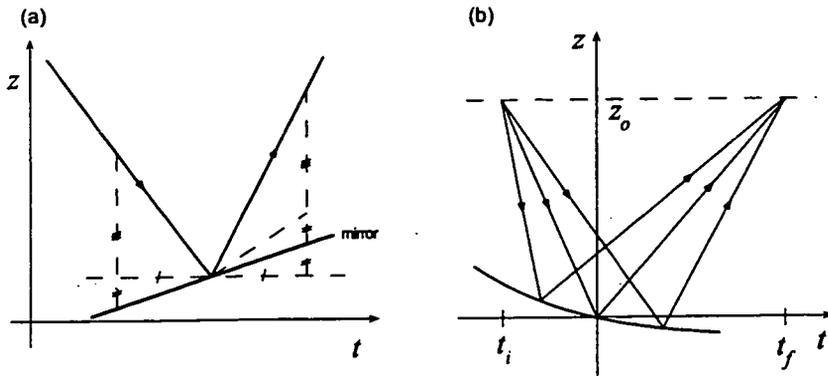


FIG. 1. (a) Reflection of a classical particle on a moving mirror. (b) Imaging of a pulse using an accelerating mirror. Particles emitted from an initial position z_0 at time t_i are reflected on the accelerating mirror. This gives them the velocity change necessary to compensate for the spreading, causing all the particles to come together again at z_0 at time t_f .

mental device that will be discussed in Sec. IV. While the effect of a stationary mirror is just to invert the sign of the momentum of the reflected particle ($v_f = -v_i$), a potential barrier moving at constant speed v_m can impart an additional momentum kick to the arriving atoms as a tennis racket does to an incoming tennis ball. After the reflection, the particle has the velocity

$$v_f = -v_i + 2v_m. \quad (1)$$

This is illustrated in Fig. 1(a). Regarding the particle trajectory as a ray, we see that the moving mirror can map a ray striking its surface onto a ray departing at any angle in space-time by appropriately choosing the velocity of the mirror.

By allowing more general motions of the mirror surface, we can use it as a quite general “optical element,” which maps a group of incident rays onto whatever group of departing rays we require. For example, consider the case of “imaging” in space-time, illustrated in Fig. 1(b). We start with the assumption that atoms are emitted at position $z = z_i$ at time $t = t_i < 0$. The atomic cloud spreads out due to its initial velocity distribution and thus arrives at any given position z with a spread of arrival times. However, by making the mirror surface move appropriately, we can arrange that the faster parts of the pulse are slowed down, while the slower parts are speeded up, with the result that the pulse is recompressed and the whole arrives at position z_f at a single time instant t_f . We define $t = 0$ to be the time when the center of the pulse hits the mirror.

The appropriate motion of the mirror surface $z_m(t)$ is calculated as follows. We consider a particle having initial velocity v_i when arriving at the mirror surface at time t and we require this particle to travel after the reflection a distance $z_f - z_m(t)$ in time $t_f - t$. Therefore, it must leave the mirror surface at velocity v_f , which—according to Eq. (1)—imposes the following requirement for the mirror movement:

$$2 \frac{dz_m}{dt} = \frac{z_f - z_m(t)}{t_f - t} + \frac{z_m(t) - z_i}{t - t_i}. \quad (2)$$

The solution for the time-dependent displacement of the reflecting surface can then be shown to be

$$z_m(t) = \frac{t_f z_i - t_i z_f}{t_f - t_i} \left(1 - \sqrt{\frac{(t_f - t)(t_i - t)}{t_f t_i}} \right) + \frac{t(z_f - z_i)}{t_f - t_i}, \quad (3)$$

where we imposed the initial condition $z(0) = 0$. Note that we have assumed the situation $|t_f|, |t_i| > |t|$ and $t_f t_i < 0$, thus keeping the argument of the square root positive. The form of $z_m(t)$ is shown in Fig. 1(b), for the example case $t_f = -2t_i$, $z_i = z_f$. It is reminiscent of a “concave mirror,” although in our case the mirror surface is “curved” in space-time, not in space. Since a concave mirror has imaging properties similar to a lens, we will use the phrase “temporal lens” as well.

B. Paraxial and thin lens approximation

The formula (3) for $z_m(t)$ may be expanded in powers of t around $t = 0$ to yield

$$z_m(t) = ut + \frac{1}{2} at^2, \quad (4)$$

where

$$u = \frac{1}{2} \left(\frac{z_f}{t_f} + \frac{z_i}{t_i} \right), \quad (5)$$

$$a = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{t_f} - \frac{1}{t_i} \right) \left(\frac{z_f}{t_f} - \frac{z_i}{t_i} \right). \quad (6)$$

We will use this to construct a “paraxial approximation” for our time-dependent optical element. Let the “optical axis” be defined by the rays

$$z(t) = \begin{cases} t z_i / t_i & (t < 0) \\ t z_f / t_f & (t > 0). \end{cases} \quad (7)$$

We consider only rays close to this axis. A general paraxial ray starts at time $t = t_i$ from position $z(t_i) = z_i + dz_i$, with velocity $v(t_i) = z_i / t_i + dv_i$. By calculating the relevant particle trajectories, and keeping only terms to first order in dz_i , dv_i , one finds

$$\begin{pmatrix} dz_f \\ dv_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -t_f / t_i & 0 \\ 1/t_f - 1/t_i & -t_i / t_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dz_i \\ dv_i \end{pmatrix}, \quad (8)$$

where dz_f and dv_f give the final position and velocity of the ray, $z(t_f) = z_f + dz_f$, $v(t_f) = z_f / t_f + dv_f$. Regarding the positional distribution at time t_f as an image of the distribution at time t_i , Eq. (8) shows that the magnification is $|t_f / t_i|$. The transfer matrix in Eq. (8) can also be considered as a free

propagation for time t_i , followed by the effect of the moving mirror, followed by a free propagation for time t_f :

$$\begin{pmatrix} -t_f/t_i & 0 \\ (1/t_f - 1/t_i) & -t_i/t_f \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 1 & t_f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -t_i \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

where the focal length of the system f is given by

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{t_f} - \frac{1}{t_i} = \frac{2a}{u - z_i/t_i}. \quad (10)$$

Equation (10) is the temporal equivalent of the well known Gaussian formula for thin lenses $1/f = 1/d_o + 1/d_i$ where d_o, d_i are the distances between object (image) and lens. The minus sign in front of the lens matrix in Eq. (9) is caused by the fact that the velocity is reversed upon reflection. In all practical situations, $u > z_i/t_i$ since otherwise the mirror moves downward so fast that the rays never strike it. To find the position of the ray at some more general time $t \neq t_f$, one simply replaces t_f in the first matrix in Eq. (9) by t . The expression for the focal length f , Eq. (10), is the relative velocity of the mirror and the incident ray (evaluated at the reflection) divided by twice the acceleration of the mirror surface.

While the paraxial approximation implies that the velocity spread is small compared to the average velocity, we want to point out that in certain experiments—such as in the realization of a Fresnel lens (see Sec. V)—a further simplification is justified. This second approximation uses the fact that in the particular case $u = 0$ the mirror coordinate varies only in second order as a function of time and can thus be assumed to be stationary [$z(t) = 0$ for all times t , though $\dot{z} \neq 0$]. This assumption is the analogue of the ‘‘thin lens approximation’’ in light optics in which the lens has no extension along the direction of propagation of the rays.

C. Moving mirror and gravity

In the preceding section, we solved the problem of imaging a pulse in a one-dimensional space-time using a moving flat mirror, for the case in which the freely propagating rays are straight. We next consider the case of motion in a gravitational field. This will be important for the description of our experiments later in this article. We assume a constant gravitational acceleration of $-g$ in the z direction (that is, the z axis is directed vertically upward). An analysis similar to that above leads then to the solution

$$\begin{aligned} z_m(t) = & \left(\frac{t_f z_i - t_i z_f}{t_f - t_i} - \frac{g}{2} t_f t_i \right) \left(1 - \sqrt{\frac{(t_f - t)(t_i - t)}{t_f t_i}} \right) \\ & + \frac{t(z_f - z_i)}{t_f - t_i} + \frac{gt}{2}(t_f + t_i - t), \end{aligned} \quad (11)$$

where the boundary condition $z_m(0) = 0$ has been imposed. This gives the following paraxial solution for $z_m(t)$:

$$z_m(t) \approx ut + \frac{1}{2}at^2, \quad (12)$$

where

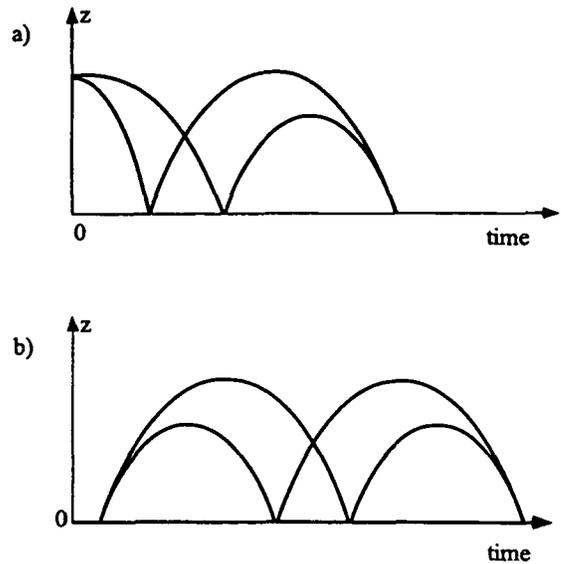


FIG. 2. Sample imaging situations. (a) An image is formed at the mirror surface of the atomic position distribution in a source such as a magnetic or magneto-optical trap positioned above the mirror. (b) An image is formed at the mirror surface of an object also at the mirror surface.

$$u = \frac{1}{2} \left(\frac{z_f}{t_f} + \frac{z_i}{t_i} \right) + g \left(\frac{t_f + t_i}{4} \right), \quad (13)$$

$$a = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{t_f} - \frac{1}{t_i} \right) \left(\frac{z_f}{t_f} - \frac{z_i}{t_i} \right) - \frac{g}{8} \left(\frac{t_f}{t_i} + \frac{t_i}{t_f} + 6 \right), \quad (14)$$

where the optical axis is now defined by the rays

$$z(t) = \begin{cases} t(z_i/t_i + gt/2) - gt^2/2 & (t < 0) \\ t(z_f/t_f + gt/2) - gt^2/2 & (t > 0). \end{cases} \quad (15)$$

One finds that the effect of reflection of a paraxial ray on the mirror is once again given by Eqs. (8) and (9), where the focal length in the mirror matrix has now to be replaced by

$$f = \frac{u - z_i/t_i - gt_i/2}{2(a + g)}, \quad (16)$$

which is twice the relative acceleration of the ray and mirror surface divided by their relative velocity.

Two simple examples will give a more intuitive understanding of imaging with the moving mirror. We restrict ourselves to the case $u = 0$ (so that the thin lens approximation applies) and consider first the imaging of a source such as a magneto-optical trap (MOT) positioned above the mirror. Atoms are released from the trap at $t = t_i$, and we choose to form an image just above the surface of the mirror, after one reflection at time $t_f = -2t_i$ and a free flight ($z_i \rightarrow z_f = 0$). This is shown in Fig. 2(a). From Eq. (14) we derive the required mirror acceleration $a = -g/4$ and find $M = |t_f/t_i| = 2$ as the magnification of the object in the image plane. This can be utilized to map the vertical spatial structure of the magneto optical trap above the moving mirror without being hindered by the velocity distribution of the launched particles.

The second example is the imaging of a time-dependent object at $z=0$. This is sketched in Fig. 2(b). The definition of the object is most conveniently done using the modulated mirror, which can be made to reflect only a small packet of atoms out of the falling cloud. The object (temporal slit) is thus formed on the mirror at $z_i=0$ and, since the probe is also very close to the mirror, it is imaged to $z_f=0$ as well. Using this, we find the appropriate mirror acceleration $a=-g/2$ using the same method as before, which then yields an image with a magnification of $M=1$. In this particularly simple and symmetric situation, the prediction within the paraxial approximation is actually identical to the exact solution of the equations of motion.

III. EXPONENTIAL POTENTIAL

In our experiments, we used an evanescent light field propagating along the surface of a piece of glass to act as a mirror for incident cesium atoms [9–17]. For such a field, the light intensity decreases exponentially in the direction normal to the glass surface. The light field produces a repulsive potential for atoms in the ground state through the light shift (ac Stark shift) of the ground state energy level. The potential $V(z,t)$ for the atom takes the form [8,9]

$$V(z,t) = \frac{\hbar\Omega^2(z=0,t)}{4\delta} e^{-2\kappa z}, \quad (17)$$

where z is the distance from the glass surface and Ω is the Rabi frequency of the interaction between the light and the atom. Ω^2 is proportional to the light intensity, which depends on both z and time t . With $\delta = \omega_L - \omega_A$, we designate the detuning between the light frequency ω_L and the atomic resonance frequency ω_A .

To create a moving mirror, we require that the mirror potential $V(z,t)$ move in the z direction. This can be done, for example, by moving the glass surface, which would move the origin of z in Eq. (17). This is not convenient in practice. However, the exponential function has the special property that a change in its amplitude is equivalent to a displacement of the function along the z axis. Therefore, to cause the mirror to move, it is sufficient to cause the light intensity to vary in time, which can be done easily in practice. The time variation of V required to reproduce the effect of a moving mirror with trajectory $z_m(t)$ is

$$V(t)e^{-2\kappa z} \equiv V(0)e^{-2\kappa[z-z_m(t)]}. \quad (18)$$

To obtain the solution to the imaging problem in a gravitational field, one substitutes the expression for $z_m(t)$ into Eq. (18), which, for the particular case of paraxial motion, [Eq. (12)] takes the simple form

$$V(t) = V(0)e^{-2\kappa(ut+at^2/2)}. \quad (19)$$

We now discuss the limitations on the maximal mirror velocity and acceleration that arise from the facts that (i) there are some experimental limitations on the maximal and minimal values of $V(t)$ and (ii) this exponential potential is not a “hard” mirror and the reflection of atoms with incident velocity v_i takes a time of order

$$\tau_b \equiv \frac{1}{\kappa v_i}, \quad (20)$$

referred to as the “bouncing time.”

We require τ_b to be small compared to the free flight time (of order v_i/g) between bounces, $\tau_b \ll |v_i/g|, |v_i+2v_m|/g$; otherwise, the motion cannot be divided into separate reflections and free flights as we are doing. For our experiments, $\tau_b \approx 1 \mu\text{s}$, while the free flights last several tens of milliseconds, so the condition is well satisfied. The bouncing time also limits the maximum acceleration of the mirror surface, since we require that the change of mirror velocity $a\tau_b$ during the time spent by a given atom in the exponential potential is small compared with a typical mirror velocity v_m . This condition requires $|a| \ll |v_m|/\tau_b$. For our experiments $|v_m|$ does not exceed $\sim 1 \text{ cm/s}$, for reasons given in the next paragraph, so the limitation corresponds to $|a| \ll 10^4 g$. Since we use typically $a \sim g$, we work well within the range of this approximation. Neither of the requirements described so far represent intrinsic limits of the experimental technique; they merely circumscribe the degree to which the simple matrix methods we have presented can be used to calculate the atomic trajectories.

In practice the limitation of the available power gives an upper limit on the potential: $V(t) < V_{\text{max}}$. On the other hand, we should not decrease $V(t)$ below a certain value V_{min} , for which the atoms incident on the mirror will not be reflected at all, but will stick to the glass. This puts an upper bound on the time Δt during which the mirror can be moved continuously; considering, for instance, a mirror with constant velocity $u=v_m$ ($a=0$), we get

$$\Delta t \leq \frac{1}{2\kappa v_m} \ln \frac{V_{\text{max}}}{V_{\text{min}}}. \quad (21)$$

Consider atoms arriving on the mirror at velocity v_i . In order to get the required output velocity $v_f = -v_i + 2v_m$ for at least some fraction of the atoms, Δt should be much longer than the bouncing time τ_b of the atoms on the exponential potential. This implies

$$v_m \leq \frac{v_i}{2} \ln \frac{V_{\text{max}}}{V_{\text{min}}}. \quad (22)$$

In practice, $v_i \sim 20 \text{ cm/s}$ and $V_{\text{max}}/V_{\text{min}} \sim 2$ so that we are limited to $v_m \leq 1 \text{ cm/s}$.

The limit on Δt is quite severe. For $v_m = 1 \text{ cm/s}$ and $1/\kappa = 2 \times 10^{-5} \text{ cm}$, we find $\Delta t = 6 \mu\text{s}$. This poses a problem, because it means that the useful properties of the moving mirror are only available during a very short time. Fortunately, we can overcome this restriction by realizing the equivalent of a Fresnel lens. Whenever the mirror potential reaches the limiting value V_{min} (respectively V_{max}), we multiply (respectively divide) this potential by $V_{\text{max}}/V_{\text{min}}$. After this, the potential $V(t)$ is varied continuously according to (19) until the next shift. The required mirror velocity, which is the essential feature for imaging in the thin lens approximation, can then be obtained over times much greater than Δt , except for $\delta(t)$ -function spikes occurring at the multiplication (division) events. We will denote this repeated multiplying of $V(t)$ at the required instants by the notation

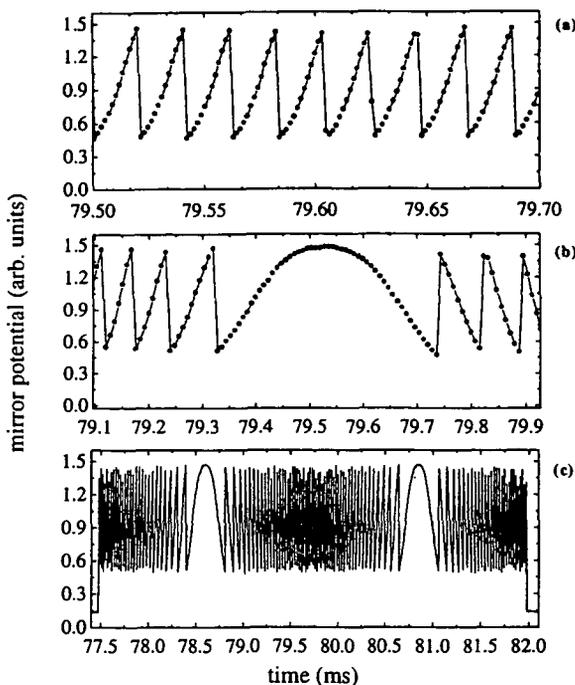


FIG. 3. Modulation schemes for the experiments. The curves show the power of the evanescent wave used in the experiment, as a function of time. The waveforms were generated by a programmable function generator. (a) Constant mirror velocity. (b) Constant mirror acceleration, lens experiment. (c) Multiple lenses. The temporal resolution in this figure is limited by the sampling time of a digital oscilloscope used to record the laser power. The function generator produced a new voltage level each microsecond.

$$[V(t)]_{\min}^{\max}. \quad (23)$$

The procedure is depicted in Fig. 3, which shows sample variations with time of the measured evanescent wave power in our experiment.

The abrupt shifts of the potential lead to a loss of resolution in the imaging properties of the system. To gain understanding of this, we have numerically solved the classical equations of motion and we find that the main effect of the shifts is that atoms whose trajectories are within the mirror potential when the latter changes abruptly are dispersed over a wide range of final velocities. In conditions comparable to those of our experiments, the numerical calculations predict that $\sim 80\%$ of the rays from a point source cross the image height within a time window of size $\sim \tau_b$.

Finally, the effects of diffraction enter in two ways. The finite total width in time of the optical elements gives rise to diffraction that limits the behavior near focal points of the trajectories. This is a standard limitation of optical systems, but our experimental resolution is not fine enough to detect it. The procedure of shifting the potential after each period Δt introduces a further wave-optical effect. The wave function of a reflected atom is divided into sections of duration Δt , which implies, by the properties of the Fourier transform (energy-time uncertainty relation), that the atom's kinetic energy is ill-defined, having a spread of order $\Delta E \sim \hbar/\Delta t$. This corresponds to a velocity spread $\Delta v \approx \Delta E/Mv_i$, where M is the atom's mass. Comparing this to the "classical"

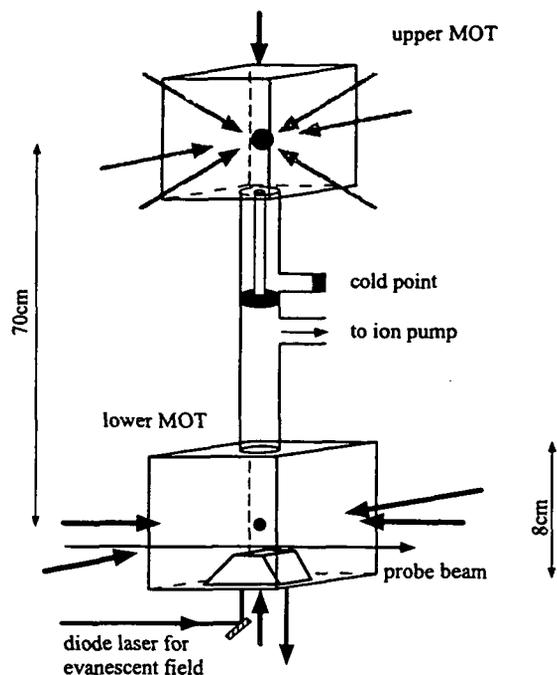


FIG. 4. Experimental setup (see text).

velocity change $2v_m$, we have $\Delta v/2v_m \approx \hbar\kappa/Mv_i$. In our experiments, $\hbar\kappa/M \approx 2.5$ mm/s and $v_i \approx 25$ cm/s, so the diffractive velocity spread is about 1% of the total velocity transfer. This is again too small to influence the experiments described in this paper.

IV. EXPERIMENTAL SETUP

Our experiments used the same apparatus that we have described before [4]. Cesium atoms were allowed to fall in high vacuum onto an evanescent light field formed by total internal reflection of a laser beam inside a glass prism (Fig. 4).

The vacuum system consisted of two glass chambers, one 70 cm above the other, with a differential pumping tube connecting them. The upper chamber was first evacuated by an ion pump and a vapor of cesium was introduced. The pump was then switched off and the vapor pressure held at around 6×10^{-8} mbar by means of a cold finger. The lower chamber was evacuated by a continuously running 20 l/s ion pump, producing a background pressure less than 6×10^{-9} mbar. Atoms were loaded during 0.5 sec from the thermal vapor into a magneto-optical trap in the upper chamber, and then cooled and allowed to fall into the lower chamber, where they were captured in a second MOT. This produced a useful flux of atoms for the experiment (about 4×10^7 atoms per sec) while ensuring a very low partial pressure of cesium in the background gas in the lower chamber. Once the atoms were collected in the lower MOT, they were compressed by reducing the intensity per laser beam in the MOT to 0.5 mW/cm², and then cooled to 3.6 μ K during 20 ms by switching off the magnetic quadrupole field and sweeping the laser detuning to $\delta = -9\Gamma$, where $\Gamma/2\pi = 5.2$ MHz is the full width at half maximum (FWHM) of the cesium atomic transition $g = 6S_{1/2}$, $F = 4 \rightarrow e = 6P_{3/2}$, $F = 5$.

Light for the experiment was produced by diode lasers. A grating-stabilized master laser was locked to the cesium line by saturated absorption spectroscopy and used to injection-lock two slaves, which provided light for both MOT's. When cooling the atoms, the laser detuning was changed by using a magnetic field coil wound around the saturated absorption cell to shift the frequency (by the Zeeman effect) of the saturated absorption feature to which the laser was servo-locked. A further laser stabilized to a Cs cell produced repumping light at the $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ frequency. We found that for the lower MOT to catch the slow (velocity ~ 3 m/s) atoms falling from the upper MOT, the intensity of the repumping light could be an order of magnitude lower than the intensity required for the upper MOT to capture atoms efficiently from the thermal vapor.

Light for the evanescent wave (EW) was provided by a high-power (200 mW) diode laser, injection-locked by a distributed Bragg reflector (DBR) diode laser. The high-power beam passed through an acousto-optic modulator (AOM) followed by a pair of elliptical apertures to remove stray light in the wings of the spatial profile. The polarization was adjusted using waveplates, and the beam passed into a fused silica prism inside the vacuum chamber, where it underwent total internal reflection at an angle of incidence $\theta = 58^\circ \pm 2^\circ$. The polarization was set to be linear in the plane of reflection, which optimized the number of atoms reflected. Under these conditions the decay length of the evanescent wave is calculated to be

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n^2\sin^2\theta - 1}} \quad (24)$$

$$= (0.19 \pm 0.01) \mu\text{m}, \quad (25)$$

where $\lambda = 852.1$ nm is the laser wavelength in vacuum, $n = 1.452$ is the refractive index of fused silica at this wavelength. The uncertainty in κ arises mostly from the uncertainty in θ . We can deduce κ more accurately from our experiments, described below.

The Gaussian laser beam was focused to a spot size ($1/e^2$ intensity radius) of $400 \mu\text{m}$ at the total internal reflection, and the beam's ellipticity was such that the illuminated spot on the glass surface was circular. We measured a power of 100 mW in the laser beam before it entered the vacuum system.

The frequency of the DBR laser, which sets the frequency of the evanescent wave, was servo-locked to a transmission peak of a 10 cm Fabry-Perot etalon. The chosen transmission peak was set to be between one and two GHz (it was varied for different experiments) above the $F_g=4 \rightarrow F_e=5$ atomic transition.

To modulate the intensity of the evanescent wave, we turned the acousto-optic modulator on and off. When it was fully on, more than 90% of the transmitted light fell in the first diffracted order from the AOM, which was blocked by the pinholes, thus reducing the EW intensity to less than 10% of its maximum value. This reduction is sufficient to guarantee that no atom can bounce on the mirror. To vary the intensity in a more general way, we used the circuit shown in Fig. 5. An 80 MHz sine wave is produced by a voltage-controlled oscillator and passed to rf switch A (see Fig. 5).

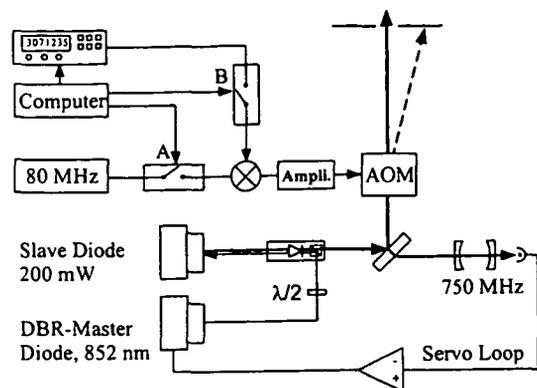


FIG. 5. Mixing circuit used to generate the modulation of the evanescent wave.

A general waveform $f(t)$ ($0 \leq f(t) \leq 1$), involving frequencies from dc up to a few MHz, is produced by a programmable function generator (Stanford Research Systems DS345), and sent to rf switch B. The outputs of the two switches are then amplified and passed to a mixer, the output of which is again amplified before being passed to the AOM. The AOM thus receives either nothing (both switches off), a pure 80 MHz sine wave (A on, B off), or an 80 MHz signal modulated by the programmed waveform $f(t)$ (both switches on). This causes the EW intensity to be I_{\max} , $0.1I_{\max}$, or $I_{\max}g(t)$ [with $g(t) \equiv (1 - 0.9f(t))$], respectively, assuming a linear response of the system. The switching time for the synthesiser-AOM system is of the order of $1 \mu\text{s}$. This is of the order of the bouncing time τ_b of the atoms and well below the required time $\Delta t \geq 6 \mu\text{s}$ during which the mirror position is continuously varied. Therefore, this finite switching time should not introduce significant deviations of the signal from the predictions obtained for an infinitely short multiplication or division time of $V(t)$ by the factor V_{\max}/V_{\min} . This was confirmed by including the experimental switching time in the numerical calculations.

The evanescent wave "mirror for atoms" is positioned ~ 3.3 mm below the center of the lower MOT. It therefore takes the freely falling atoms a time $T \approx 26$ ms to reach the mirror surface. In general, our experimental procedure was to manipulate the mirror so as to produce a sequence of optical elements centered at times T and $3T$. These are the times at which the center of the cloud of atoms arrives at the mirror surface. After the third bounce the atoms are detected at $t = 5T$ by switching on a probe laser beam positioned at variable height H above the surface of the mirror. The probe beam has a truncated Gaussian profile having a total width $200 \mu\text{m}$. This width implies a temporal resolution of 0.8 ms for the detection of atomic arrival times in the probe. The probe beam is modulated in frequency at 56 kHz, and made near resonant with the $F_g=4 \rightarrow F_e=5$ atomic transition. Its absorption by the atoms is detected by a photodiode and lock-in amplifier. This time-of-flight signal gives information on the vertical distribution of the atoms after their interactions with the time-dependent mirror. Data were accumulated over a period of several minutes by repeating the experimental cycle.

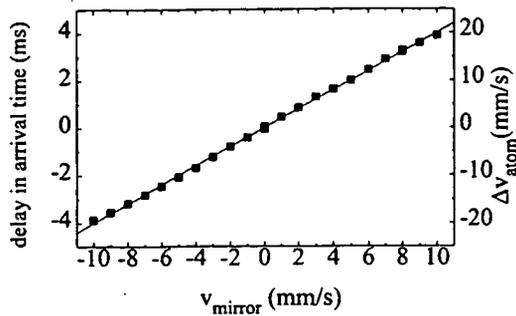


FIG. 6. Velocity change of atoms reflected from a moving mirror. Each data point represents an experiment in which the evanescent wave power varied exponentially with time, giving rise to a given constant mirror velocity. The simple law $v_f - v_i = 2v_m$ is thus verified.

V. EXPERIMENTAL RESULTS

A. Acceleration of atoms using a moving mirror

Our first experiment with the moving mirror was to produce a constant velocity v_m of the mirror surface, and thus impart a velocity kick to the bouncing atoms in close analogy with the action of a tennis racket. To produce the constant velocity of the mirror, we program the function generator to produce an AOM output of $I_{\max}g(t)$ with

$$g(t) = [e^{\beta t}]_{\min}^1, \quad (26)$$

where the square brackets denote the action of repeated rescaling described at the end of Sec. III [Fig. 3(a)]. In the experiments the ratio $1/\min$ was typically 2. The mirror was pulsed ‘‘on’’ for two short pulses of duration 1 ms and 0.8 ms, separated by 53 ms, to select a small range of atomic velocities. In a calibration experiment, the the mirror was kept at constant intensity ($v_m = 0$) and the atomic time-of-flight (TOF) curve was recorded. Then the experiment was repeated using a modulated mirror in the second pulse, and the shift in arrival time of the atoms in the probe allowed their velocity change to be deduced. Figure 6 shows the observed velocity change of the reflected atoms, as a function of mirror velocity $v_m = \beta/2\kappa$. We obtain a linear dependence as expected, and if we assume the ‘‘mirror law’’ $v_f - v_i = 2v_m$, the data allow us to deduce the value $\kappa^{-1} = 0.193 \pm 0.004 \mu\text{m}$, in agreement with the expectation described in Sec. IV.

The pulse arriving in the probe laser beam 53 ms after the second mirror pulse had a temporal width of 1.3 ms if the second pulse was unmodulated. This is consistent with expectations when the initial pulse width (1 ms), probe beam diameter, and vertical heating due to scattered photons are taken into account: The probe beam had a width of about 200 μm , which gives rise to a TOF width of 0.7 ms for atomic velocities of 25 cm/s as used in the experiment. Photon scattering has to be considered as well. At a detuning of 2 GHz for the tennis experiments we expect about 0.26 scattered photons per atom and bounce. There are two bounces before the probing so that on average every second atom has a chance to absorb a single photon from the evanescent wave. The recoil-induced velocity change amounts to 1.4% of the incident atomic speed and gives rise to a maximum variation

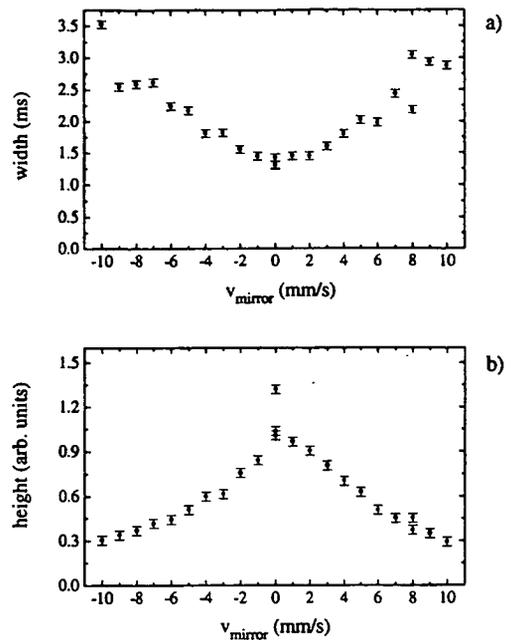


FIG. 7. (a) Velocity spread (FWHM) of atoms after reflection on a moving mirror, and (b) corresponding peak height of the time-of-flight signal, as a function of mirror velocity. These results demonstrate the imperfections of the experimental setup. The major imperfection is believed to be a nonlinear response of the acousto-optic modulator used to vary the evanescent wave power, rather than the intrinsic limitations of the method.

of 1.4 ms in the time of flight after two bounces. Neither of these three contributions (initial pulse width, probe diameter, number of absorbed photons) depends on the intensity of the evanescent wave [10,11].

However, we find that the TOF signal depends on the properties of the modulated mirror. When the mirror velocity is increased, the width of the atomic velocity distribution increases [Fig. 7(a)], while its height decreases [Fig. 7(b)]. The area of the velocity distribution also slightly decreases (by less than 50 %) between $v_m = 0$ mm/s and $v_m = 10$ mm/s. The spreading is much larger than that predicted by numerical calculations for an evanescent wave power proportional to $g(t)$ as given by Eq. (26). We found that nonlinearities in the response of our acousto-optic modulator could, in principle, be sufficient to account for this effect, since they lead to different effective accelerations at different times. The experimental response of the AOM is given in Fig. 8. A deviation from the calculated curve is noticeable when the transmitted light has a high intensity, i.e., in the first 20% of the time sequence. During this period, the effective velocity of the mirror can thus be reduced by a factor of up to three compared to the expected value. The corresponding asymmetric broadening of the TOF signal is increased when v_m increases. The contribution of these nonlinearities could be compensated for in future work by taking into account the response function when generating the synthesized function $f(t)$. As mentioned in Sec. III, there is another loss and broadening mechanism related to the fact that there are finite switching times between the exponentials during which the atoms undergo a large acceleration of inverse sign. This effect is nonnegligible at mirror speeds above $v_m = 1$ cm/s but

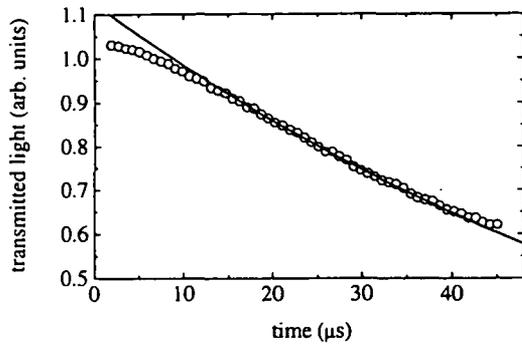


FIG. 8. Response of the acousto-optic modulator. The points show the measured evanescent wave power as a function of time in a sample experiment, while the line is the variation required to produce a constant v_m .

simulations show that it should be still too small to explain Fig. 7. Also, the slightly decelerating influence of the Van der Waals force is much too small to come into play.

B. Imaging with a time lens

We demonstrate imaging by the time sequence shown in Fig. 9 [cf. Fig. 2(b)]. Two short pulses (each of duration 0.4 ms) of the EW intensity centered around time $t=T$ produce an “object,” that is, a distribution of times of reflection on the mirror, since only atoms arriving when the EW is on are reflected. We then cause the mirror to act as a lens centered around $t=3T$, with the acceleration chosen so as to form an image at the height H of the probe beam (0.5 mm), centered at $t=(4 + \sqrt{1 - 2H/gT^2})T = 4.999T$. We used $T=26.5$ ms.

The function generator is programmed to produce $f(t)$ such that the evanescent wave intensity varies as $I_{\max}g(t)$, where

$$g(t) = [e^{\kappa at^2}]_{\min}^1, \quad (27)$$

with $a = -g/2$.

Figure 10 shows the observed time-of-flight signals with the mirror stationary during the second bounce and with the moving mirror acting as a lens. We find that the lens enables us to form a true image of the two-peaked object. A series of measurements using objects of different spacing confirmed the expected 1:1 magnification within 10%. The resolution

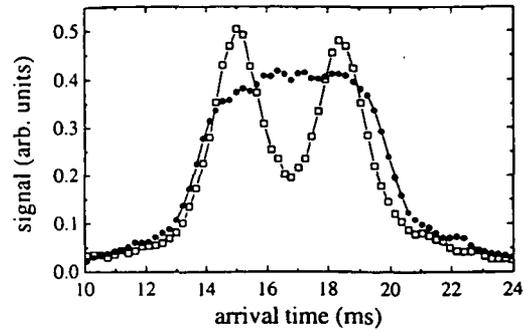


FIG. 10. Time-of-flight signals demonstrating imaging. The curves show the absorption of the probe beam as a function of time for an unmodulated mirror (●) and a mirror modulated so as to produce a temporal lens (□). When the lens is used, the image of the object—consisting of two pulses separated by 3 ms—appears.

depended on the total duration of the lens, becoming worse as the duration was increased (the duration of our temporal lens corresponds to the diameter of a familiar spatial lens). This implies that the resolution was limited by the nonlinear response mentioned in the preceding section rather than the finite width of the probe. For a lens of total duration 5 ms, the two peaks were just resolved when they were separated by 1.3 ms. We use the criterion that the peaks are resolved when a local minimum appears between them.

We can generate the atom optical equivalent of Billet’s split lens [18] by programming the mirror to produce a set of lenses during the second bounce of the atomic cloud. The variation of the evanescent wave power for the case of two lenses is shown in Fig. 3(c). A total duration of 4.5 ms was divided into two sections, each containing a separate lens programmed independently into the function generator. The expected motion of a selected atomic packet is shown in Fig. 11. The experimental TOF curve, measured at time $t=5T$, is shown in Fig. 12, where we varied the number of lenses in the second pulse from one [Fig. 12(b)] up to five [Fig. 12(f)], while keeping the total pulse duration constant. Another atom optical device — not demonstrated here but also easy to generate — would be a Fresnel biprism consisting of a mirror moving with positive velocity in the first half and with negative velocity in the second half of the second evanescent wave pulse (centered at time $t=3T$). Such multiple optical components could be used for coherent beam splitting, though the coherence times involved are longer than those of current atomic sources.

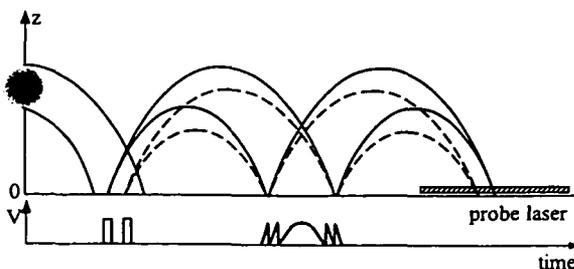


FIG. 9. Time sequence used to demonstrate imaging of a two-pulse object.

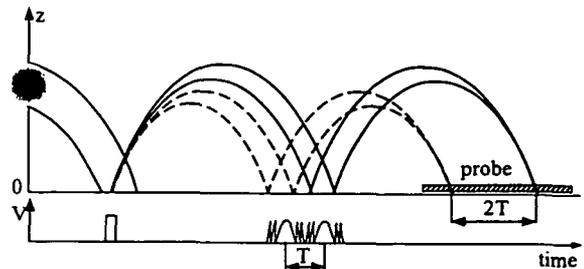


FIG. 11. Time sequence used to demonstrate the realization of Billet’s split lens.

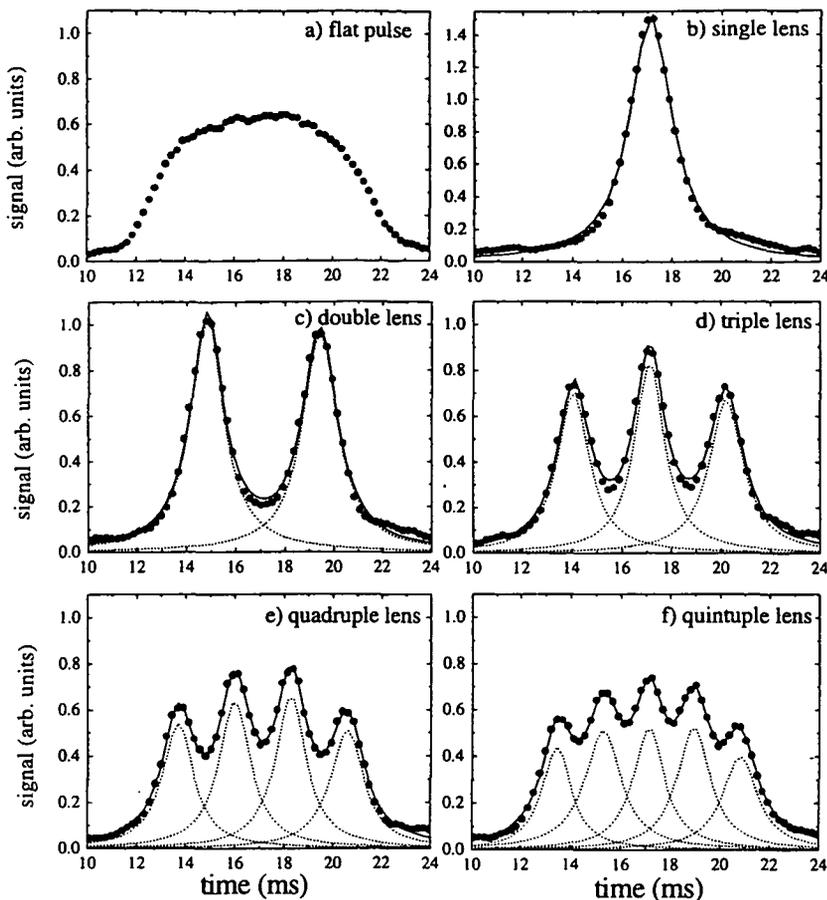


FIG. 12. (a) Multiple images of a point source, obtained by programming the mirror modulation so as to produce within the same time window — during the second bounce of the atoms — a sequence of lenses (a multiple lens). The total duration of the lens sequence was fixed at 4.5 ms, so individual lenses had a width in time equal to a fraction of this. (a) Unmodulated mirror, (b)–(f) multiple lens consisting of 1–5 lenses. The data can be fitted by summing together several Lorentzian curves having the same functional form as the image obtained with a single lens (b). The functions making such a fit are shown by the dotted curves. The roughly Lorentzian form is due in part to aberrations arising from the nonlinear response of the system, as discussed in the text, and in part to the truncated Gaussian profile of the probe laser beam.

VI. CONCLUSION

We have discussed the general idea of manipulating the motion of particles using time-dependent optical elements and shown that this can be a useful way of solving some of the basic technological problems in the field of atom optics, such as imaging. The moving mirror method solves the general problem of manipulating atomic motion along the direction normal to the mirror surface in the case of a pulsed source. It does not address the problem of imaging in the other (transverse) directions. However, for our experiments we do not, in fact, use a flat mirror, but one with a radius of curvature of 2 cm [11]. This means that if we were to drop the atoms from around 1 cm above the mirror, while also moving the mirror to focus the vertical motion, then a complete three-dimensional image of the atom source could be reconstructed.

We find that the potential produced by an evanescent light wave has two useful properties. First, it is produced by a light field and so can be varied rapidly (compared with magnetic fields and material objects). Second, its exponential form leads to a particularly simple analysis of the problem, since a change in amplitude is equivalent to a spatial translation of the potential. A third property, the short decay length of the potential, is useful in that it ensures that the optical element is thin and in that it reduces the heating due to scattered photons, but it also limits the time during which the potential can be changed continuously.

We have experimentally demonstrated three basic effects. The first is a simple velocity shift of an atomic beam by

several times the recoil velocity associated with the light. The second is the imaging of a pulsed source. Numerical calculations show that the spatial resolution obtainable is of the order of the decay length of the evanescent wave, which is a fraction of a micrometer in our case, but the resolution in these first experiments was limited by imperfections in the apparatus. The third effect demonstrated is the formation of multiple images of a point source using a set of temporal lenses.

The modulated mirror can also serve as a diagnostic tool for the analysis of an atomic source. By allowing two bounces on lenses of different acceleration — corresponding to a strongly diverging lens followed by a converging one—a simple microscope could be constructed, allowing one to probe detailed structure in the source. Alternatively, a pair of short pulses can be used to select a small set of atomic trajectories, which corresponds to selecting atoms originating from a small range of initial velocity and position. By moving the center times of the pulses while repeating the experimental cycle, one can map the complete distribution of the atoms in the phase space of the vertical motion $[(z, v_z)$ space]. We have built such a map, and deduced from it the temperature and density in our MOT. In principle, correlations between velocity and position can be observed this way, although we did not find any at the limited resolution of the measurements. By employing the methods of tomography [19–21], the complete initial Wigner function of the atoms could be deduced.

Finally, the modulated mirror can be used to investigate

the phenomenon of diffraction in time, that is, the spreading of the atomic trajectories implied by wave mechanics whenever the trajectories are restricted to a narrow range of arrival times at some position (here, the mirror surface). This will be explored in future work.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to acknowledge stimulating discussions and general encouragement from the E.N.S laser cooling

group. M.A. acknowledges financial support as well by the CEC through a community training project and by the Alexander von Humboldt Foundation and wants to thank Claude Cohen-Tannoudji for his hospitality. A.M.S. was supported by the Royal Society. This work was partially supported by DRET, CNRS, Collège de France, and DRED. The Laboratoire Kastler Brossel is Unité de recherche de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associée au CNRS.

-
- [1] See, e.g., Appl. Phys. B **54** (1992) (Special issue on optics and interferometry with atoms); C. S. Adams, M. Sigel, and J. Mlynek, Phys. Rep. **240**, 143 (1994).
 - [2] C. Henkel, A. M. Steane, R. Kaiser, and J. Dalibard, J. Phys. (Paris) II **4**, 1877 (1994).
 - [3] J. Felber, Ph.D. thesis, Technischen Universität München, 1994.
 - [4] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **74**, 4972 (1995).
 - [5] A. G. Klein, P. Prager, H. Wagenfeld, P. J. Ellis, and T. M. Sabine, Appl. Phys. Lett. **10**, 293 (1967).
 - [6] W. A. Hamilton, A. G. Klein, G. I. Opat, and P. A. Timmins, Phys. Rev. Lett. **58**, 2770 (1987).
 - [7] E. Rasel *et al.*, *Proceedings of the Workshop on Waves and Particles in Light and Matter, Trani, 1992* (Plenum Press, New York, 1994), p. 429.
 - [8] R. J. Cook and R. K. Hill, Opt. Commun. **43**, 258 (1982).
 - [9] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, Y. B. Ovchinnikov, and A. I. Sidorov, Pis'ma Zh. Éksp. Teor. Fiz **45**, 282 (1987) [JETP Lett. **45**, 353 (1987)]; Phys. Rev. Lett. **60**, 2137 (1988).
 - [10] M. A. Kasevich, D. S. Weiss, and S. Chu, Opt. Lett. **15**, 607 (1990).
 - [11] C. G. Aminoff, A. M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **71**, 3083 (1993).
 - [12] J. V. Hajnal, K. G. H. Baldwin, P. T. H. Fisk, H.-A. Bachor, and G. I. Opat, Opt. Commun. **73**, 331 (1989).
 - [13] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch, Opt. Lett. **18**, 450 (1993).
 - [14] S. Feron, J. Reinhardt, S. Le Boiteux, O. Gorceix, J. Baudon, M. Ducloy, J. Robert, Ch. Miniatura, S. Nic Chormiac, H. Haberland, and V. Lorent, Opt. Commun. **102**, 83 (1993).
 - [15] M. Christ, A. Scholz, M. Schiffer, R. Deutschmann, and W. Ertmer, Opt. Commun. **107**, 211 (1994).
 - [16] W. Seifert, R. Kaiser, A. Aspect, and J. Mlynek, Opt. Commun. **111**, 566 (1994).
 - [17] An atomic mirror with an exponential potential can also be achieved using a magnetic tape: T. M. Roach, H. Abele, M. G. Boshier, H. L. Grossman, K. P. Zetie, and E. A. Hinds, Phys. Rev. Lett. **75**, 629 (1995).
 - [18] M. Born and E. Wolf, *Principle of Optics*, 6th ed. (Pergamon Press, New York, 1980).
 - [19] K. Vogel and H. Risken, Phys. Rev. A **40**, 2847 (1989).
 - [20] M. G. Raymer, M. Beck, and D. F. McAlister, Phys. Rev. Lett. **72**, 1137 (1994).
 - [21] U. Janicke and M. Wilkens, J. Mod. Opt. **42** 2183 (1995).

Partie II

Optique atomique ondulatoire

Chapitre 5

Modulation de phase d'onde de matière atomique

Dans ce chapitre est présentée une expérience de modulation de phase d'une onde de matière atomique par un miroir vibrant [85], [86] (référence reproduite en fin de chapitre). Cette modulation génère des bandes latérales quantifiées en énergie autour d'une porteuse et peut être considérée comme une lame séparatrice cohérente d'ondes de matière, utilisable à terme pour des applications interférométriques.

5.1 Introduction

La modulation de phase d'une onde électromagnétique est un outil couramment utilisé en recherche ou dans l'industrie. A l'aide de modulateurs électrooptiques (pour des ondes lumineuses), des fréquences de modulation allant jusqu'à plus de 10 GHz sont accessibles avec des équipements commerciaux. Cette technique est particulièrement intéressante pour "coder" une information sur une onde électromagnétique.

Un travail important a également été réalisé en neutronique, aussi bien au niveau théorique [87], qu'au niveau expérimental. La diffraction de neutrons lors de la réflexion par une surface excitée par une onde acoustique a été observée en 1987 [88]. C'est avec cette particule qu'a été réalisée la première expérience de modulation de phase d'une onde matérielle [89], [90]. Cette expérience consiste à réfléchir sur un miroir vibrant un jet de neutrons froids ($v \sim 200$ m/s, $\lambda_{dB} \sim 24$ Å) à incidence rasante ($\phi_i = 2^\circ$). La vitesse des neutrons dans la direction de la normale à la surface du miroir est de l'ordre de 6 m/s. Le miroir (une couche de nickel sur un substrat en verre) est monté sur une cale piézo-électrique que l'on module. L'onde de matière réfléchie est alors modulée en phase. Pour mettre cette modulation en évidence, on mesure le spectre en énergie des neutrons réfléchis. Les résultats obtenus prouvent sans ambiguïté l'effet recherché. Une des limites de ce dispositif est de ne pas permettre une variation continue de la fréquence de

modulation ; celle-ci est fixée par les résonances de la cale piézo-électrique (à 0.693 et 2.22 MHz dans le cas de cette expérience de neutronique). Il reste toutefois la possibilité, avec ce dispositif, de contrôler les échanges d'énergie par l'amplitude de modulation.

Enfin, signalons qu'il existe des expériences en physique atomique où l'on communique de l'énergie à des atomes par une onde laser stationnaire très désaccordée modulée en position rapidement par changement de sa phase [18], [19]. Récemment il a été possible d'accélérer des atomes par un système similaire [91], [92], [93], et l'équivalent d'un modulateur acoustique pour onde de de Broglie a été réalisé pour de l'argon métastable [94].

Le premier paragraphe de ce chapitre est consacré à un résumé de l'étude de la réflexion d'une particule de matière sur un potentiel exponentiel vibrant. Le second paragraphe présente la séquence expérimentale adoptée pour la mise en évidence de ce phénomène. Les résultats obtenus sont regroupés dans la troisième section. Enfin, nous concluons ce chapitre en présentant brièvement le principe d'un interféromètre basé sur la modulation d'ondes atomiques par un miroir vibrant.

5.2 Approche théorique élémentaire

5.2.1 Modulation de phase en optique photonique

Considérons une onde électromagnétique incidente sur un miroir vibrant (figure 5.1) dont le mouvement est donné par :

$$z_m(t) = Z_0 \sin(\Omega t). \quad (5.1)$$

Le champ électrique E_{inc} de cette onde est du type :

$$E_{inc}(z, t) = E_0 \exp i(-kz - \omega t), \quad (5.2)$$

où ω est la pulsation de cette onde et k le vecteur d'onde. Le champ de l'onde réfléchi est alors modulé en phase, et il s'écrit :

$$E_{refl}(z, t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_n \exp i(k_n z - \omega_n t), \quad (5.3)$$

avec :

$$\omega_n = \omega + n\Omega, \quad (5.4)$$

$$k_n = \frac{\omega_n}{c}. \quad (5.5)$$

Dans l'approximation où la vitesse du miroir est faible devant la vitesse de la lumière, l'amplitude α_n de la $n^{\text{ième}}$ bande latérale est donnée par une fonction de Bessel : $\alpha_n = J_n(2kZ_0)$, et l'intensité a_n de la $n^{\text{ième}}$ bande est proportionnelle à :

$$a_n \propto J_n^2(2kZ_0). \quad (5.6)$$

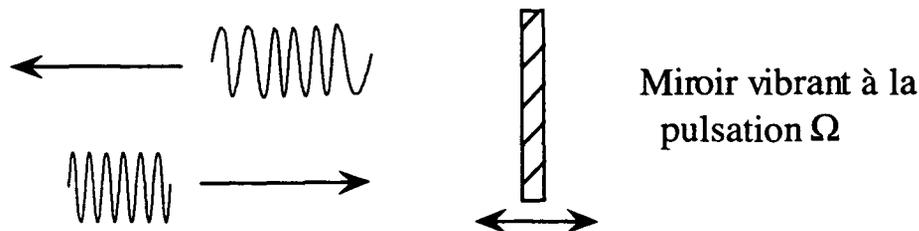


FIG. 5.1 : Réflexion d'une onde lumineuse par un miroir vibrant.

5.2.2 Pour des ondes de matières

En nous inspirant de l'optique photonique, nous allons réfléchir des atomes par un miroir vibrant dont le potentiel est donné par :

$$U(z, t) = U_0 [1 + \varepsilon \cos(\Omega t)] \exp[-2\kappa z], \quad (5.7)$$

où Ω est la pulsation de modulation et ε la profondeur de modulation.

Energie des bandes latérales

Le spectre final d'une particule d'énergie incidente $E_i = P_i^2 / (2M)$ diffusée par un tel miroir est quantifié autour d'une porteuse :

$$E_f = E_i + n\hbar\Omega, \quad (5.8)$$

où n est un entier positif ou négatif. (Cette répartition est exacte, quelles soient la nature de la particule et la raideur du potentiel réfléchissant). Les énergies permises sont les mêmes que dans le cas d'une onde lumineuse, et le spectre en énergie est symétrique autour de E_i . Le spectre en quantité de mouvement des particules diffusées se décompose donc de la façon suivante :

$$P_f = \sqrt{P_i^2 + 2nM\hbar\Omega}. \quad (5.9)$$

La relation de dispersion d'une onde massive impose ainsi une dissymétrie du spectre en impulsion autour de la porteuse (impulsion $P_f = -P_i$ du spectre). C'est une différence qualitative entre particules massives et non massives.

Poids des bandes latérales

Pour des ondes matérielles, le domaine de validité conduisant à une expression des poids des bandes latérales en terme de fonction de Bessel est plus restreint que pour des ondes électromagnétiques. Pour obtenir ces poids, il faut, en toute

rigueur, résoudre l'équation de Schrödinger pour laquelle il n'existe pas de solution analytique. On donne une valeur approchée du poids a_n de la $n^{\text{ième}}$ bande dans le cadre d'une approximation semi-classique de type W.K.B. dépendant du temps [95] :

$$a_n = |J_n(u)|^2, \quad (5.10)$$

où le paramètre de modulation u est défini par :

$$u = \varepsilon\beta \left(\frac{\Omega}{\kappa v_i} \right) \frac{M v_i}{\hbar \kappa}, \quad (5.11)$$

et la fonction $\beta(x)$ par :

$$\beta(x) = \frac{\pi x/2}{\sinh(\pi x/2)}. \quad (5.12)$$

Ce traitement semi-classique donne une bonne valeur approchée du poids réel des bandes, mais il ne rend pas compte des différences de poids de deux bandes de valeurs de n de signe opposé qui apparaît dans la résolution numérique de l'équation de Schrödinger. Un calcul dans le cadre de l'approximation de Born rend compte de cette dissymétrie, mais la validité de cette approximation se limite à un domaine de haute fréquence, ou de faible profondeur de modulation. Pour une étude théorique approfondie du problème de la diffusion de particules matérielles par un potentiel oscillant, on pourra consulter la référence : [96] (à paraître).

Fréquence de coupure

Plus la fréquence de modulation est élevée, plus la séparation des bandes est importante, ce qui facilite la mise en évidence du phénomène recherché. Néanmoins, le poids des bandes diminue exponentiellement avec l'argument de la fonction β . Plus précisément, il y a une fréquence de coupure f_c au delà de laquelle le poids des bandes latérales chute très rapidement :

$$f_c = \frac{\Omega_c}{2\pi} \sim \kappa v_i = \frac{1}{\tau_{refl}} \sim 1 \text{ MHz}, \quad \beta \left(\frac{\Omega_c}{\kappa v_i} \right) \sim 5.10^{-3}. \quad (5.13)$$

Le temps de rebond τ_{refl} (eq. 1.19) joue un rôle essentiel dans la détermination de cette coupure : pour $\Omega \geq \Omega_c$, lors du rebond, la particule "voit" plusieurs oscillations du potentiel au fur et à mesure qu'elle rentre dans l'onde évanescente, puis en ressort ; ceci a pour conséquence de moyenniser l'effet de modulation du potentiel et donc de diminuer son efficacité.

Pour mettre en évidence le phénomène de modulation de phase, il est donc tentant de se placer plutôt à une basse fréquence, $\Omega < \Omega_c$, pour laquelle la fonction $\beta(x)$ est de l'ordre de 1. La limitation est alors apportée par la résolution en énergie ($\Delta E/h \sim 0.4 \text{ MHz}$, §5.3.1) de la détection puisque la séparation des bandes diminue avec Ω . A la limite où les bandes ne sont plus résolues ($\hbar\Omega < \Delta E$), le spectre mesuré devient identique à la distribution en énergie prédite dans le cas classique.

En résumé, la fréquence de modulation pour laquelle l'effet attendu est observable de manière optimale se situe aux alentours de $\Omega/2\pi \sim 1$ MHz.

5.3 Séquence expérimentale

5.3.1 Ordres de grandeurs

La dispersion en énergie des atomes d'une mélasse de rayon 0.5 mm et de température 3 μK est de $h \times 2$ MHz environ (cette dispersion est principalement due à la dispersion d'énergie gravitationnelle, $Mg\Delta z_{P.M.O.}$). Le transfert maximal d'énergie est, comme on vient de le voir, de l'ordre de $h \times 1$ MHz. On ne peut donc pas simplement laisser tomber un tel nuage sur le miroir vibrant pour observer l'effet recherché : il faut effectuer une sélection en énergie (et connaître l'instant de départ des atomes pour mesurer la distribution par temps de vol). Cette sélection en énergie s'effectue grâce à la technique du miroir pulsé décrite au chapitre 3. A l'aide de deux pulses de durée $\tau = 0.4$ ms, on sélectionne un groupe d'atomes dont la vitesse lors du rebond est de 25 ± 0.2 cm/s (soit $\pm v_{rec}/2$). L'énergie des atomes après le second pulse est déterminée par une technique de temps de vol, dans laquelle on mesure l'instant d'arrivée des atomes dans le faisceau sonde (figure 3.1). Le temps de traversée de ce faisceau est de 500 μs , de sorte que les incertitudes sur les instants de départ du miroir (i.e. τ) et sur les instants d'arrivée (i.e. traversée de la sonde) sont comparables. Cette incertitude en temps $\Delta T \sim 1$ ms se traduit par une largeur en énergie : $\Delta E/E_0 = 2\Delta T/T$, soit $\Delta E/h \sim 0.4$ MHz pour des paramètres expérimentaux : $T = 50$ ms et $E_0/h = 10$ MHz.

5.3.2 Séquence

Pour observer le phénomène de modulation, on conserve la séquence à deux pulses décrite plus haut pour la sélection en énergie, mais le second pulse est maintenant modulé en intensité avec une profondeur ε , et une pulsation Ω :

$$I(t) = I_0 [1 + \varepsilon \cos(\Omega t)]. \quad (5.14)$$

Ceci est équivalent à une réflexion sur un miroir mobile avec un point de rebroussement classique variant temporellement comme :

$$z_0(t) = \frac{1}{2\kappa} \ln(1 + \varepsilon \sin \Omega t). \quad (5.15)$$

ε est limité dans l'expérience à 0.82 car le modulateur acousto-optique qui effectue la modulation est utilisé dans l'ordre zéro, qui ne peut pas être complètement éteint.

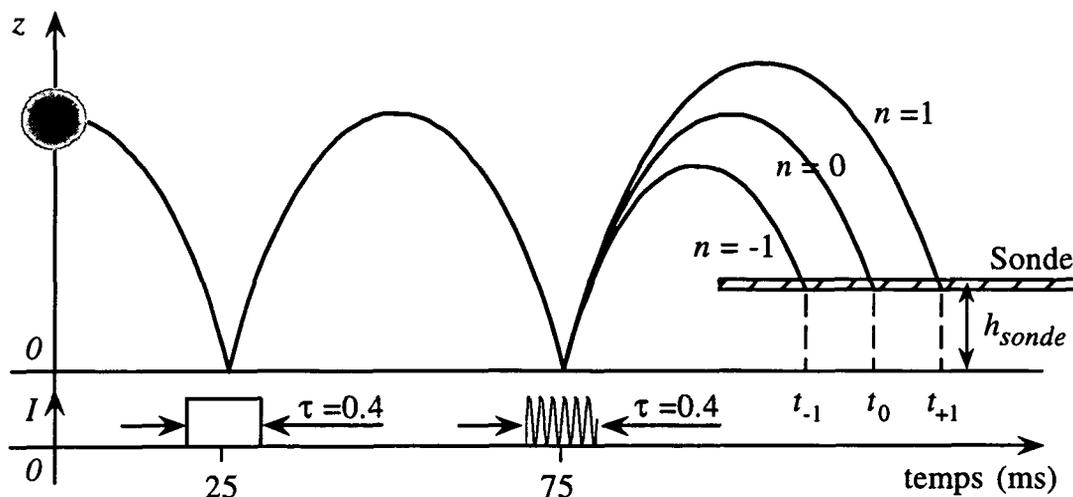


FIG. 5.2 : Principe de la séquence de pulses pour observer la modulation de phase. Deux pulses sélectionnent une vitesse, le second (modulé) joue le rôle de miroir vibrant. On détecte ensuite les différentes énergies par temps de vol. (Les séparations des paquets d'ondes sont exagérées).

Ordre de grandeurs des vitesses

Avec une fréquence de modulation $\Omega/2\pi = 1.0$ MHz, une vitesse incidente $v_i = 25.0$ cm/s, les vitesses des premiers ordres sont : $v_{+1} = v_i + 1.18$ cm/s, et $v_{-1} = v_i - 1.24$ cm/s. (A comparer à $v_{rec} \sim 3.3$ mm/s)

5.3.3 Choix de la hauteur de la sonde

On a représenté sur la figure 5.3 différentes trajectoires issues du second pulse à différentes vitesses possibles. Il apparaît que la résolution des spectres n'est pas optimale pour une sonde rasant le prisme, elle augmente avec l'altitude de la sonde. Néanmoins, si on augmente trop la hauteur de la sonde, les non linéarités des trajectoires vont alors introduire des distorsions importantes des spectres. En pratique, la hauteur de la sonde a été fixée à $h_{sonde} = 1.7$ mm. Le temps d'arrivée dans la sonde et la vitesse v des atomes sont alors reliés (à la durée de $\tau = 0.4$ ms des pulses près) par :

$$t_{arrivée} = \frac{1}{g} \left(v + \sqrt{v^2 - 2gh_{sonde}} \right). \quad (5.16)$$

Cette relation non linéaire entre $t_{arrivée}$ et v va introduire une cause supplémentaire de dissymétrie des spectres qui vient s'ajouter à celle inhérente à la relation 5.9.

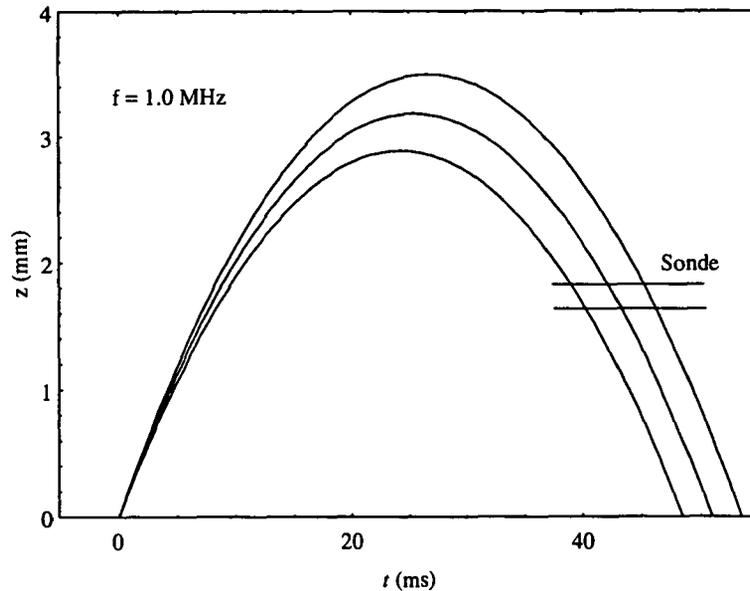


FIG. 5.3 : Porteuse et premières bandes latérales pour $f = 1 \text{ MHz}$. L'écart en temps de ces trajectoires augmente avec la hauteur de la sonde.

Remarque

Comme la séparation des bandes latérales croît linéairement avec le temps, un moyen d'augmenter la résolution des spectres est de laisser les atomes se propager librement, le miroir étant constamment allumé. C'est d'ailleurs, historiquement, en laissant les atomes rebondir une troisième fois que nous avons observé les premières bandes latérales sans ambiguïté.

5.4 Résultats expérimentaux

Les figures 5.4 et 5.5 reproduisent des spectres expérimentaux obtenus pour profondeur de modulation ε de 0.82 et de 0.75. Le désaccord de l'onde évanescente est de : $\delta_{O.E.}/2\pi = 1.0 \text{ GHz}$, ce qui correspond à une probabilité d'émission spontanée par atome et par rebond de 0.5.

On a reproduit sur la figure 5.9 des spectres de modulation de phase pour différentes valeurs de la fréquence de modulation ; ces courbes sont moyennées chacune une centaine de fois.

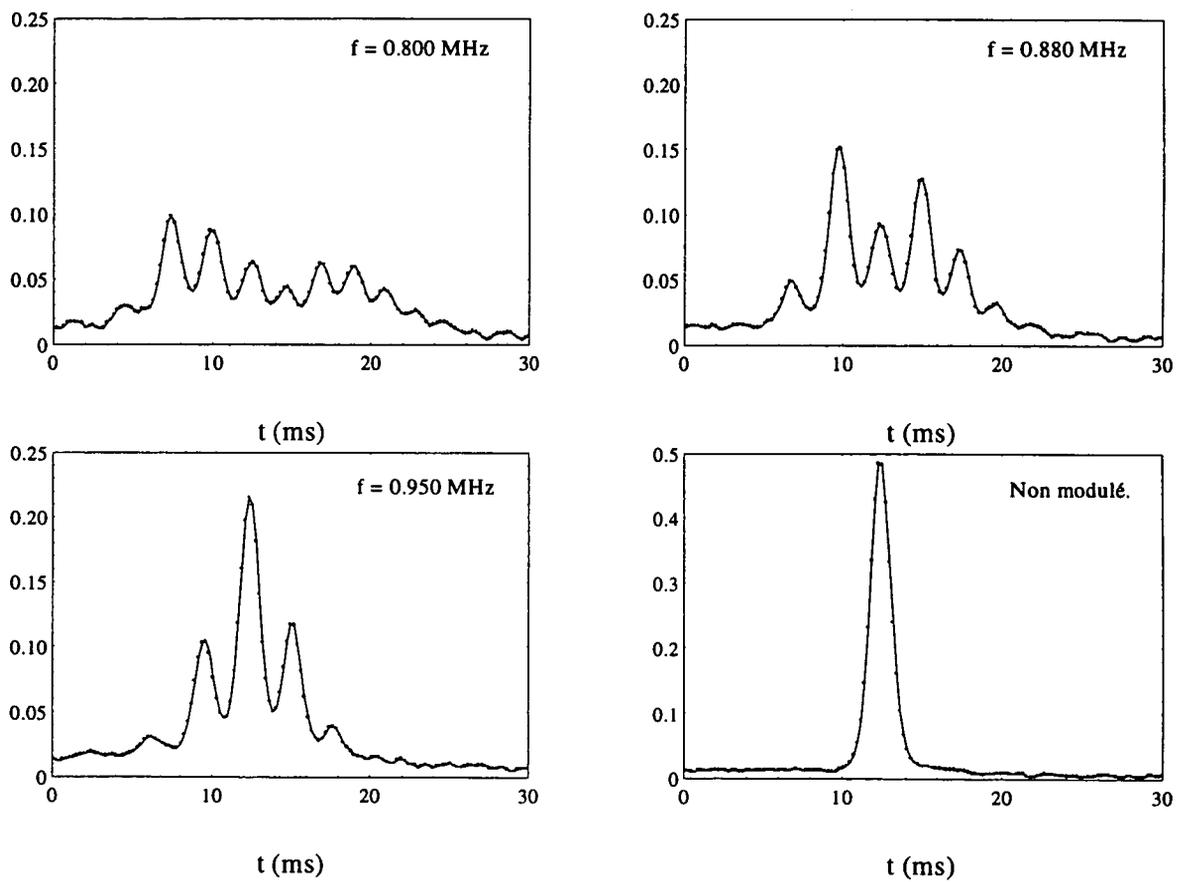


FIG. 5.4 : Spectres de modulation de phase $\varepsilon = 0.82$. Moyennage : 1000.

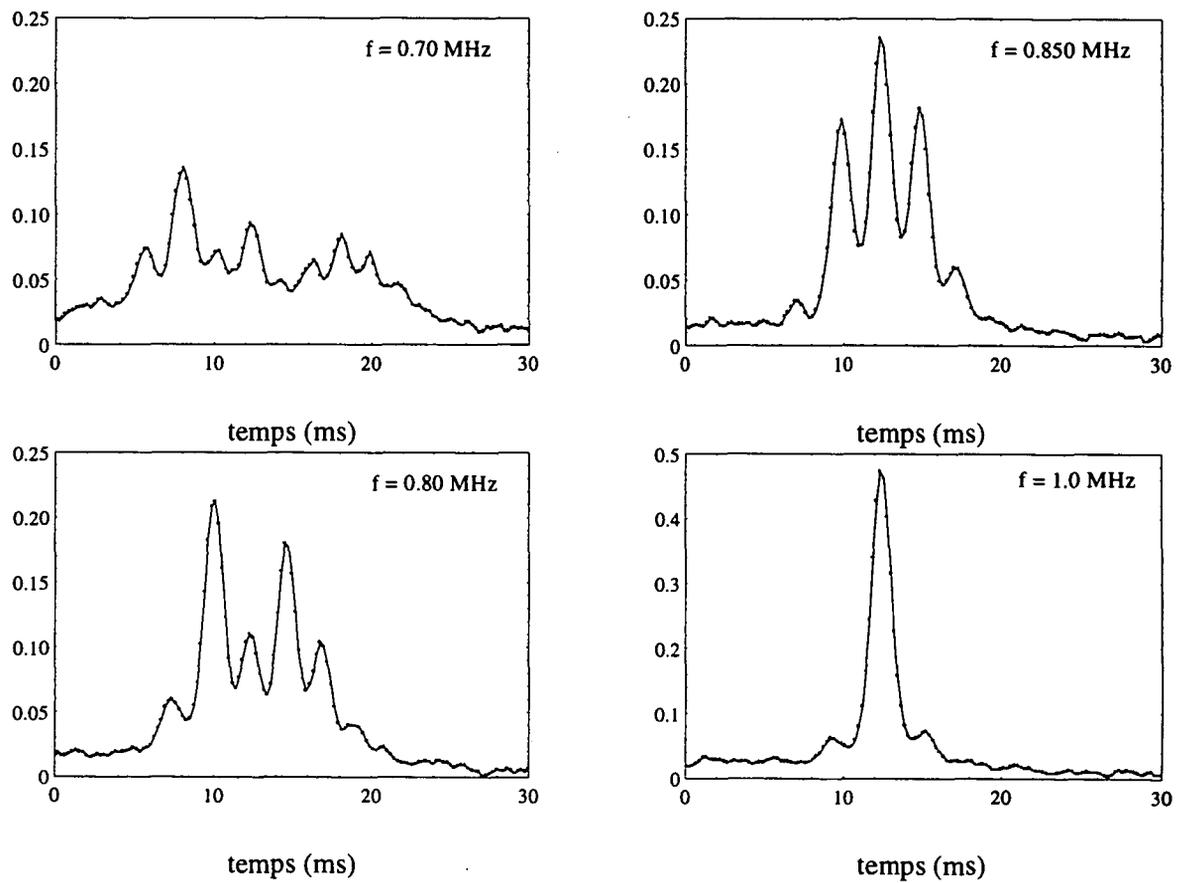


FIG. 5.5 : Spectres de modulation de phase avec $\varepsilon = 0.75$. Moyennage : 400.

5.4.1 Poids et position des bandes

Pour analyser précisément les transferts d'énergie dans le processus de modulation de phase, les temps de vol expérimentaux (dont ceux présentés sur les figures 5.4 et 5.5) ont été ajustés par des fonctions du type :

$$F(t) = \sum_{n=-6}^6 \alpha_n P(t - t_n), \quad (5.17)$$

où $P(t)$ est la "fonction d'appareil" déduite du temps de vol sans modulation présentée sur la figure 5.4. De cet ajustement, on déduit l'instant d'arrivée t_n de la $n^{\text{ième}}$ bande latérale, ainsi que son poids α_n .

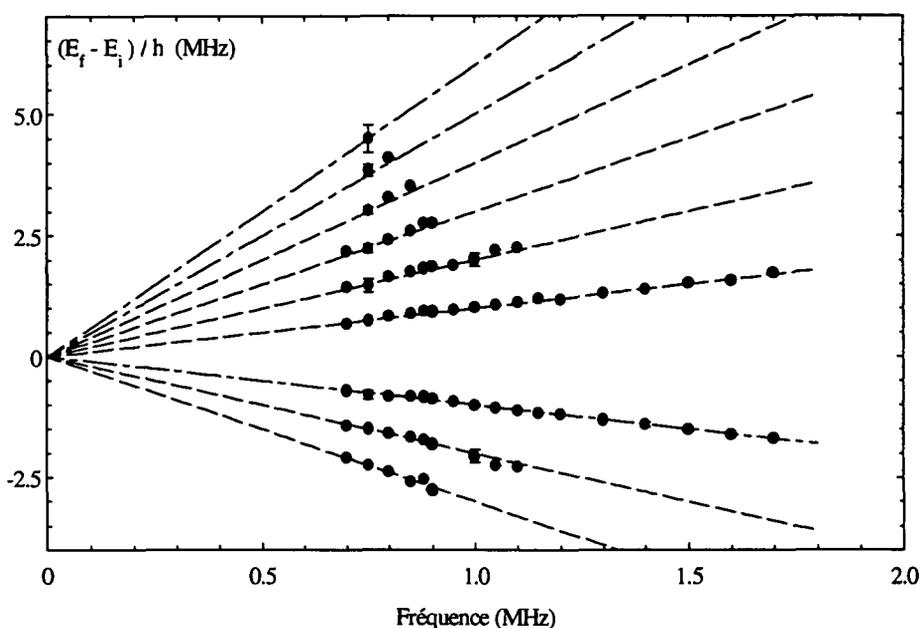


FIG. 5.6 : *Energies des différentes bandes latérales en fonction de la fréquence de modulation. On retrouve bien des droites de pentes $\pm n$.*

Estimation de g

A partir des différents instants d'arrivées t_n , on remonte par l'intermédiaire de la relation 5.16 aux différentes composantes en énergie E_n de l'onde atomique modulée ; en utilisant $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, on obtient les points indiqués sur la figure 5.6. On constate, comme attendu (eq. 5.8) que les différentes énergies E_n varient linéairement avec $\hbar\Omega$ avec des coefficients $\pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$. A l'inverse, si on postule la relation 5.8, on obtient alors à partir de ces données une valeur de la

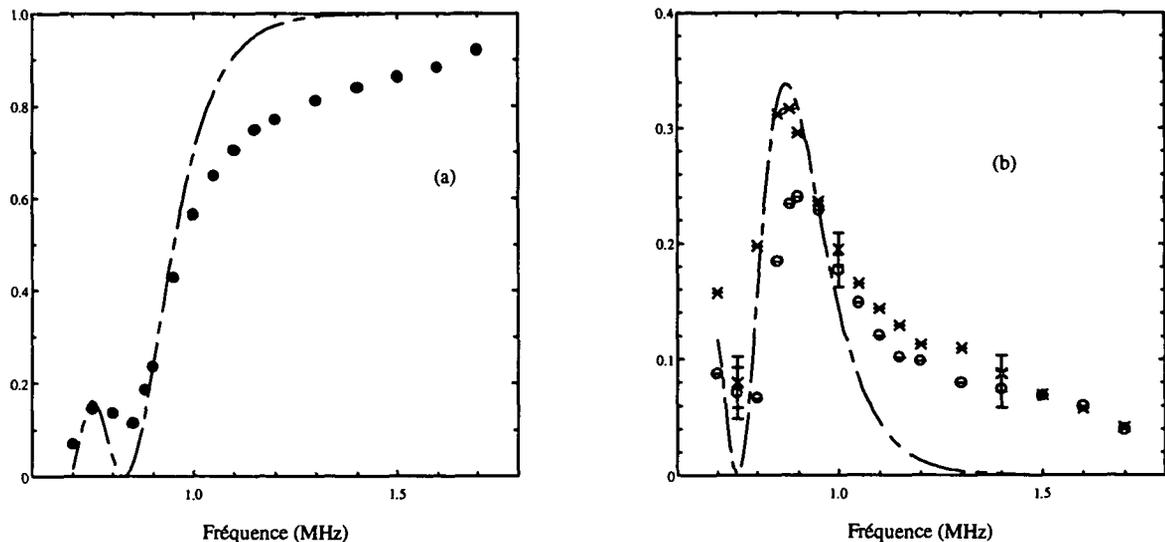


FIG. 5.7 : (a), Poids expérimentaux de la porteuse en fonction de la fréquence, pour $\varepsilon = 0.82$, comparés au tracé théorique donné par la théorie dite du réseau de phase mince. (b), Poids des bandes $n=+1$ (cercle) et $n=-1$ (croix), toujours pour $\varepsilon = 0.82$.

constante de gravitation : $g = 9.78 \pm 0.03 \text{ m/s}^2$. La hauteur de sonde nécessaire pour cette estimation est déduite de l'instant d'arrivée de la porteuse : $h_{\text{sonde}} = 1.73 \text{ mm}$.

Poids des bandes latérales

On a reporté sur les figures (5.7, a) et (5.7, b) les poids de la porteuse et des premières bandes latérales mesurés expérimentalement pour les comparer aux poids donnés par les relations 5.10, 5.11, 5.12. Il y a un accord raisonnable entre théorie et expérience, en particulier sur la position du maximum de poids des premières bandes latérales. Il y a en revanche un désaccord important qui apparaît à haute fréquence.

Ecart aux prédictions à haute fréquence

Ce désaccord à hautes fréquences peut se comprendre de manière qualitative : nous avons jusqu'à présent supposé le potentiel créé par l'onde évanescente purement exponentiel, ce qui n'est pas exact. Il faut prendre en compte deux corrections : les forces de van der Waals, et la coupure de ce potentiel au niveau de la surface du prisme. Ces deux corrections ont pour effet d'introduire une nouvelle échelle de longueur $1/\kappa'$ plus courte que $1/\kappa$ et donc augmente la bande passante

du système. La résolution numérique de l'équation de Schrödinger dépendant du temps confirme cet argument qualitatif et conduit effectivement à une augmentation importante du poids des premières bandes latérales dans le domaine de fréquence allant de 1 à 2 MHz.

Et si on change la forme de la modulation?

Quel est l'effet d'un changement de forme de la modulation de l'onde évanescence? Pour des pulsations Ω proches de la fréquence de coupure, on ne s'attend pas à des modifications spectaculaires des spectres. En effet il faudrait que plusieurs des harmoniques du signal de modulation puissent être transmises ; or la fréquence de modulation est proche de f_c , si bien que les harmoniques, multiples de cette fréquence, sont coupées. Leur effet est donc très limité. Avec la modulation de phase, dans le domaine de fréquence de 0.5 à 2 MHz qui a été exploré, il n'a pas été possible de détecter de changement quantitatif dans les spectres diffractés, que la forme de modulation soit sinusoïdale ou carrée par exemple. (Cela signifie aussi que les non-linéarités de la chaîne radio-fréquence, non compensées, ne sont pas très importantes).

A plus basse fréquence, les harmoniques jouent au contraire un rôle capital. Par exemple, lorsque l'on effectue un "tennis", la croissance exponentielle de l'intensité de l'O.E. est périodiquement "hachée", comme cela a été vu au chapitre 4. Les harmoniques jouent alors nécessairement un rôle important, sinon rien ne distinguerait le "tennis" d'un miroir vibrant dont la période de vibration serait la période de hachure. L'effet d'un "tennis"¹ ne serait alors pas un décalage du pic de sélection, mais un élargissement de celui-ci.

5.4.2 Les dissymétries

De temps d'arrivée

Des dissymétries de temps d'arrivée sont visibles sur les spectres des figures 5.4 et 5.5. Soit Δt_{+1} et Δt_{-1} les différences entre les instants d'arrivées de l'ordre +1 (respectivement -1) et de la porteuse. Comme indiqué plus haut, il y a deux origines à cette dissymétrie (1) la non linéarité de la relation de dispersion des ondes de matière (eq 5.9), (2) la position de la sonde (eq. 5.16). Avec une sonde rasante pour laquelle seule la dissymétrie (1) subsiste, on se serait attendu à $\Delta t_{-1} = 2.53$ ms et $\Delta t_{+1} = 2.40$ ms, pour une fréquence de modulation $f = 1.0$ MHz, soit 5.3 % de différence. Pour une hauteur de sonde $h_{sonde} = 1.73$ mm, en tenant compte de (eq. 5.16), on s'attend alors à $\Delta t_{-1} = 3.19$ ms et $\Delta t_{+1} = 2.93$ ms, soit 8.5 % de différence, toujours pour $f = 1.0$ MHz.

¹tennis : miroir de vitesse constante (§ 4.2 et 4.3)

De poids des bandes

Les poids de deux bandes latérales $+n$ et $-n$, ne sont pas non plus égaux. Ces dissymétries de poids sont fondamentales ; elles apparaissent dans la résolution numérique de l'équation de Schrödinger et elles sont liées aux dissymétries en impulsions. Les poids des bandes sont approximativement donnés par les fonctions de Bessel, dont l'argument fait intervenir l'impulsion de la bande considérée.

A cela s'ajoutent deux causes, d'origine expérimentale, compréhensibles par la mécanique classique :

(i) Il y a tout d'abord le fait que, à flux constant d'atomes incidents, lorsque le miroir monte, il va à l'encontre de ces particules. Le nombre d'atomes qui vont rebondir lorsque le miroir monte est donc supérieur au nombre d'atomes qui vont rebondir lorsqu'il descend. On s'attend à trouver une distribution d'énergie dont le poids est plus important pour les énergies élevées. Par exemple, lors de la réflexion classique de particules sur un miroir infiniment raide modulé au cours du temps de façon triangulaire, avec une fréquence f_m et une amplitude $Z_0 > 0$, le spectre des particules diffusées a deux composantes : $-v_i - 2v_m$ et $-v_i + 2v_m$, (avec $v_m = 2f_m Z_0$) dont les poids respectifs a_+ et a_- sont différents :

$$a_{\pm} = \rho \left[\frac{v_i}{2f_m} \pm Z_0 \right], \quad (5.18)$$

où ρ est la densité linéique du nombre d'atomes incident.

(ii) La seconde cause de dissymétries est liée à la taille finie du miroir et son effet est contraire à la première. Supposons que le miroir monte dans le référentiel du laboratoire ; dans le référentiel qui lui est lié, les atomes tombant ont une énergie plus élevée, et le diamètre effectif D du miroir (eq 1.21) est par conséquent réduit. Au contraire, lorsque le miroir descend, sa taille apparente augmente. Le nombre d'atomes réfléchis dépend de la vitesse du miroir ; c'est une cause de dissymétries, liée à des pertes, qui va favoriser la transmission d'atomes de plus basses énergies. La figure 5.8 donne la distribution classique de vitesse de particules initialement monocinétiques diffusées un potentiel (en unités réduites) :

$$U(z, t) = U' [1 + \varepsilon \cos(2\pi f_m t)] \exp[-2z] \exp[-2r^2]. \quad (5.19)$$

avec :

$$U' = U_0 \frac{2M}{P_i^2}. \quad (5.20)$$

La prise en compte de la dépendance en position transverse du potentiel (calculée par intégration des trajectoires classiques) entraîne donc une atténuation de la distribution aux hautes énergies.

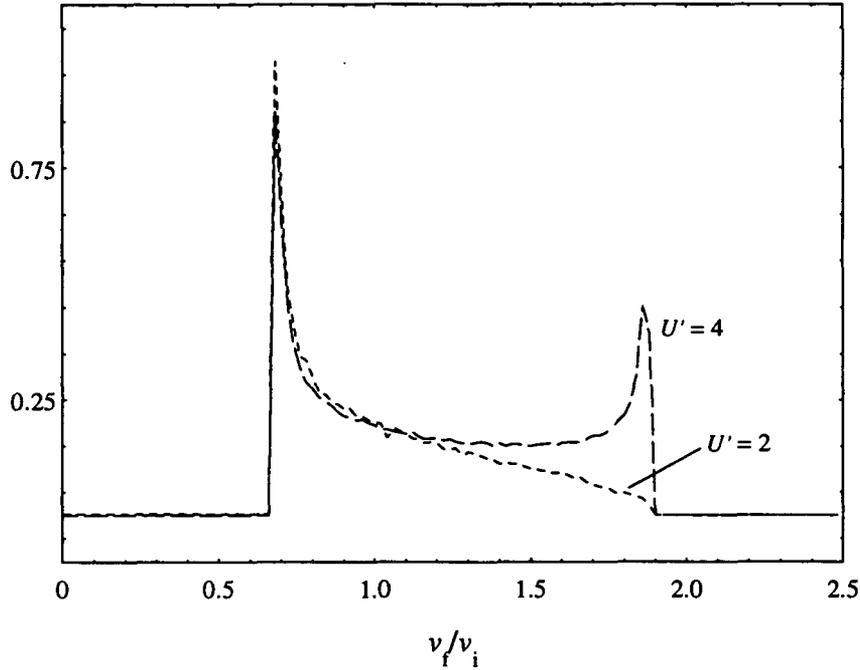


FIG. 5.8 : Distributions en vitesse v_f d'un faisceau initialement monocinétique réfléchi par un miroir vibrant à la fréquence $f_m = 0.16$ MHz, pour $U'=2$ et 4.

Remarque

Les dissymétries de temps d'arrivée et de poids des bandes latérales implique une différence entre les deux représentations (dans un diagramme (t, z) ou par analogie avec l'optique photonique) décrites au chapitre 3.1. La diffraction par un réseau spatial donne des ordres de diffraction symétriques autour de la direction incidente. La relation 5.9 donne au contraire des angles différents pour deux ordres $+n$ et $-n$.

5.5 Interférométrie

Le processus de modulation de phase présenté dans ce chapitre peut être considéré comme une lame séparatrice ajustable d'ondes de matière. Il permet de communiquer directement à une onde de de Broglie une énergie correspondant à une fréquence synthétisée, il ouvre donc la voie vers la mise au point de chaînes de fréquence atomique.

Pour finir de démontrer l'intérêt de ce processus, il reste désormais à réaliser un interféromètre, à l'aide de ce modulateur atomique, utilisant la cohérence relative des différents paquets d'onde ; (cette cohérence n'étant d'ailleurs aucunement

prouvée par nos expériences).

Un exemple pour un tel interféromètre est présenté sur le schéma de principe de la figure (5.10, a), extrait de [95]. Il s'inspire de la configuration des interféromètres spatiaux à trois réseaux, (réalisés avec des neutrons en 1989 [97], avec le sodium en 1991 [98] et avec l'argon métastable en 1995 [99]). Il y a deux chemins quantiques pour aller du premier rebond au dernier. Le poids des bandes latérales des spectres après diffusion par le troisième pulse est fonction de la différence de phase entre les deux modulations intermédiaires : $\phi_1 - \phi_2$.

D'autres configurations interférométriques. sont également envisageables, comme celle où l'on changerait la fréquence de modulation entre les instants des deux pulses intermédiaires. On peut également dissymétriser l'interféromètre pour que la surface algébrique généralisée qu'il recouvre ne soit pas nulle de telle manière à le rendre sensible à des effets d'accélération (§ 7.5.2), figure (5.10, b).

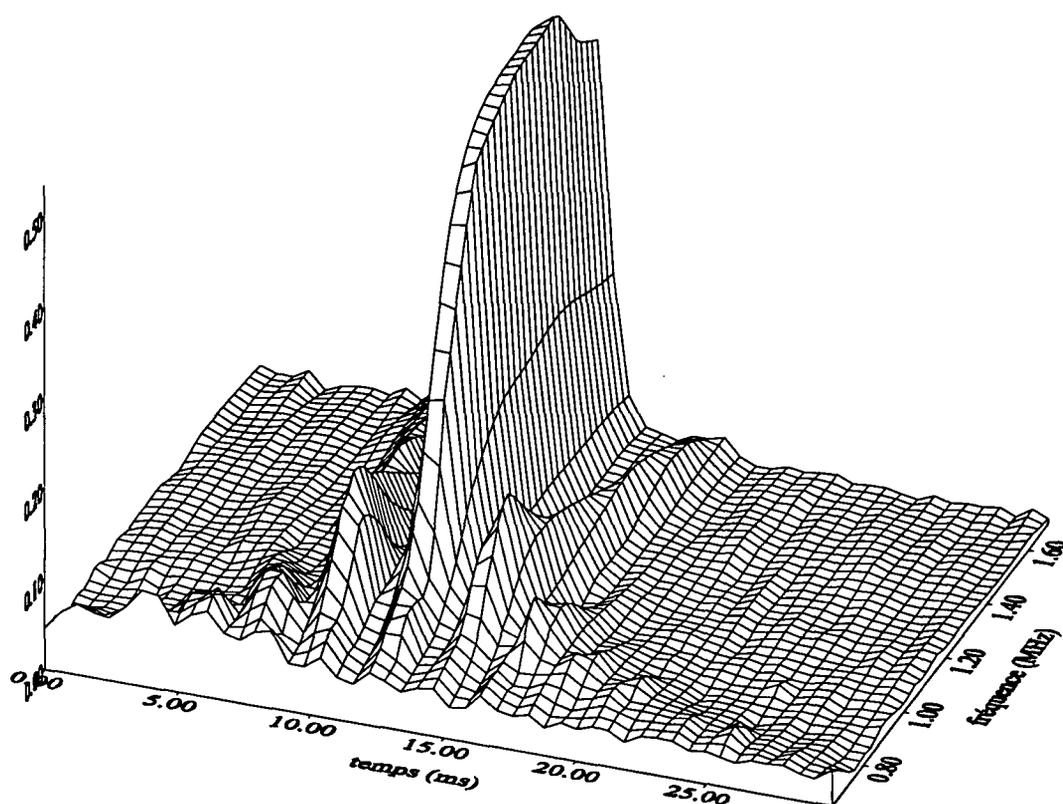


FIG. 5.9 : Signal de modulation de phase en fonction du temps d'arrivée et de la fréquence. Il y a 18 fréquences différentes. Le léger affaïssement du signal total pour les hautes fréquences ($1.6 \text{ MHz} \leq \Omega \leq 2.0 \text{ MHz}$) provient d'un dérèglage du laser O.E. au cours de l'acquisition.

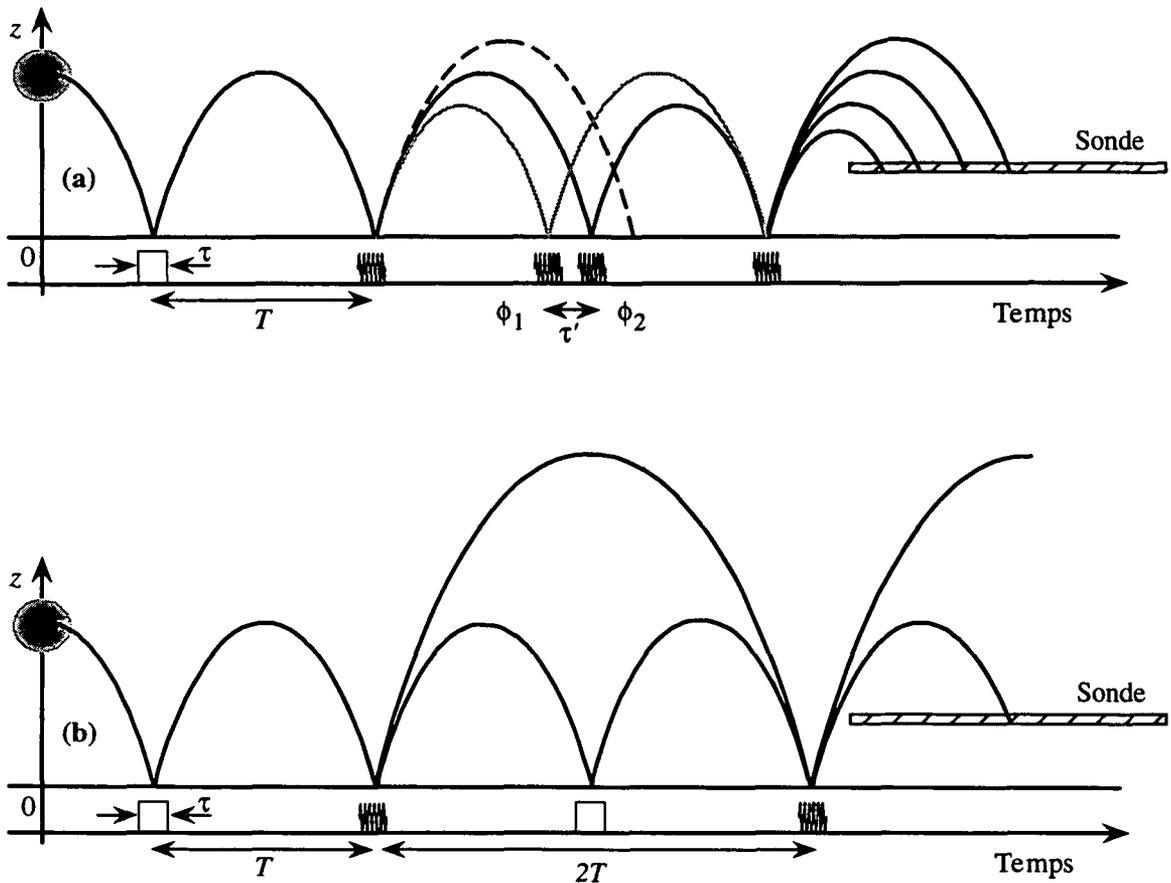


FIG. 5.10 : (a) Principe d'un interféromètre à modulation de phase. Un premier pulse modulé en phase sert de séparatrice. Deux pulses intermédiaires sont utilisés pour refermer les trajectoires au niveau du dernier pulse où les différents paquets d'onde sont mélangés. Les franges d'interférences sont obtenues en mesurant le poids des bandes latérales en fonction de $\phi_1 - \phi_2$. (b) Configuration dissymétrisée d'interféromètre.

Phase Modulation of Atomic de Broglie Waves

A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, and J. Dalibard

Laboratoire Kastler Brossel, 24 rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France*
(Received 21 December 1994)

Cesium atoms prepared in a state of well-defined total energy have been reflected from a vibrating mirror, causing the matter waves to be phase modulated. The mirror is an evanescent light wave whose intensity is modulated in time at a frequency ν in the range 0 to 2 MHz; the atoms are reflected at normal incidence. The resulting beam consists of a "carrier" plus various sidebands corresponding to de Broglie waves propagating at different velocities. The precision and flexibility of this technique make it a promising tool in atom optics.

PACS numbers: 03.75.-b, 32.80.Pj, 42.50.Vk

It has been known since the days of de Broglie that the motion of particles of matter is accurately described by a wave equation. Recent experiments in atomic physics have concentrated on the spatial aspect of this wavelike motion, showing that atoms are subject to phenomena such as interference and diffraction by slits and gratings [1,2]. In this Letter we focus rather on the temporal aspect of the wave nature of atomic particles. We present an experiment demonstrating the phase modulation of de Broglie waves by a vibrating potential. Cesium atoms prepared with a well-defined total (kinetic + potential) energy E_i are reflected on an atomic mirror vibrating at frequency ν , and we detect the presence of several energy components $E_f = E_i + nh\nu$ (n positive or negative integer) in the resulting atomic beam.

This device opens up new possibilities for precision experiments in atom optics, in complement to current gratings and slits, since one can take advantage of the fact that frequency and time intervals can be produced more accurately than distance intervals. This feature is now basic to high precision methods in photon optics, such as frequency chains using electro-optics modulators. In neutron optics, direct frequency transfer can be achieved by reflection of a neutron beam off a crystal lattice vibrating at one of its resonant frequencies [3,4]. For atoms or molecules, up to now, experiments using precise rf techniques have relied on the presence of a narrow resonant transition between internal states of the system. By contrast, in our experiment, the internal structure of the atom plays no role in defining the modulating frequency, and the latter can be varied continuously.

Cesium atoms released from a magneto-optical trap (MOT) form a cold "beam," moving vertically downwards. They are velocity selected to have a kinetic energy $E/h = 10.42 \pm 0.03$ MHz at the mirror surface. The mirror potential is produced by the ac Stark shift of the atoms in an evanescent light field propagating along the surface of a glass prism [5]. The amplitude of the light field is modulated at a chosen frequency between 0 and 2 MHz. The presence of several frequency components in the reflected atomic beam is deduced by recording the time taken for the beam to rise and then fall back down to a fixed "probe"

height in the Earth's gravitational field. Since the matter waves' group velocity (at any given height) depends on their frequency, the negative-order sidebands arrive first at the probe, followed by the carrier, followed by the positive sidebands. The presence of these sidebands clearly demonstrates the quantum nature of the phenomenon, since they could not appear in the reflection of a classical point-like particle on a modulated potential. They demonstrate also a direct transfer of a precisely synthesized rf frequency onto the atomic motion.

As for any scattering process, the maximum frequency at which efficient transfer can occur between the carrier and the various sidebands is of the order of τ^{-1} , where τ is the interaction time between the atom and the oscillating potential [6]. The potential created by the evanescent wave (EW) varies with height z as $\exp(-2\kappa z)$, where $1/\kappa \approx 0.19 \mu\text{m}$. The observed atoms fall with mean velocity $v = 25$ cm/s onto this potential, giving $\tau \approx 1 \mu\text{s}$. Hence, the phase modulation process is only efficient for frequencies up to ~ 1 MHz. Using $(p + \Delta p)^2/2M = p^2/2M + nh\nu$, this gives momentum transfers Δp of order $4\hbar\kappa$ for $n = 1$. Regarding the phase modulator as a coherent beam splitter, this represents a useful, efficient beam splitting by several times the photon-recoil momentum.

Our vacuum system is based on two glass cubes of side 10 cm, one positioned 70 cm above the other (see Fig. 1). Each is evacuated by a 25 l/s ion pump, and they are connected through a narrow glass tube (ϕ 9 mm, length 140 mm) to allow differential pumping. This system allows us to produce a good vacuum in the lower cell ($\leq 3 \times 10^{-9}$ mbar) while having sufficient vapor pressure of cesium in the upper cell (6×10^{-8} mbar) to load a MOT there in a short time [7].

Light in the experiment is provided wholly by diode lasers at the cesium resonance line (852 nm). The experimental cycle begins by loading 3×10^8 atoms into the MOT in the upper cell during 1 s. The collected atoms are then cooled to 5 μK in optical molasses: the laser intensity is switched to 1 mW/cm² per beam, the magnetic field gradient is cut, and the detuning δ between the laser and atomic frequencies is ramped to $\delta = -9\Gamma$, where $\Gamma = 2\pi \times 5.3$ MHz is the FWHM of the atomic

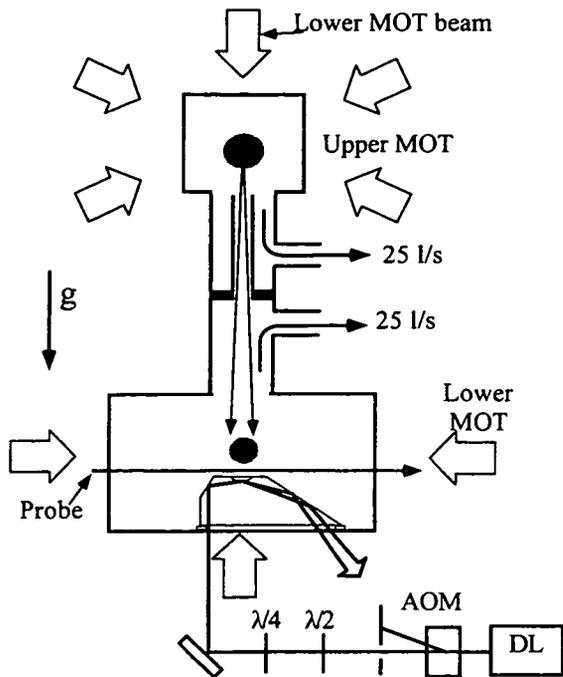


FIG. 1. Experimental setup. Atoms are captured in the upper MOT from a cesium vapor, and transferred to the lower MOT in a high vacuum cell. They are then cooled and dropped into the evanescent wave mirror, which is formed using light produced by a diode laser (DL) and time modulated by an acousto-optic modulator (AOM).

resonance. The trap light is then switched far from the atomic resonance, and the atoms fall into the lower chamber. After a free fall time of 365 ms, a MOT in the lower cell is switched on for 100 ms; it can easily bring to rest the falling atoms, though not all of them are captured, perhaps due to imbalanced light forces as the atoms enter the trapping beams. The overall transfer efficiency is about 20%, so this provides 6×10^7 atoms each 1.4 s, with a lower trap lifetime ~ 12 s. Once the atoms are caught in the lower MOT, they are compressed to a density $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ by reducing the laser intensity in the MOT to 0.5 mW/cm^2 at $\delta = -3\Gamma$ during 3 ms, and then cooled to $3.6 \mu\text{K}$ at $\delta = -9\Gamma$ in optical molasses during 20 ms. We used our velocity-selection technique, described below, to measure this temperature. The quadrupole field for the lower MOT is provided by two coils mounted on an XYZ translation stage, enabling the trap to be accurately positioned 3.3 mm above the center of the EW atomic mirror. The latter is made by a 100 mW elliptical Gaussian beam, totally internally reflected in a superpolished fused silica prism. The optimum polarization was found to be linear in the plane of reflection. The resulting reflective spot is circular, of radius $400 \mu\text{m}$. The prism surface is concave, with radius of curvature 2 cm [8]. The EW intensity is controlled by an acousto-optic modulator (AOM) used in the zeroth order. By sending to the AOM an amplitude-modulated rf signal, the EW intensity $I(t)$ can be made to oscillate at

the modulation frequency ν , $I(t) = I_0[1 + \epsilon \cos(2\pi\nu t)]$, with a modulation depth ϵ up to 82%. The AOM is also used to cut the EW—an attenuation to $I_{\min}/I_{\max} = 10\%$ reduces the mirror potential sufficiently so that atoms released from a 3.3 mm height are not reflected.

The atomic de Broglie waves released from the lower MOT have a frequency spread $\Delta E_i/h \sim 7 \text{ MHz}$, which is greater than the maximum efficient modulation frequency. To obtain well-resolved signals, we therefore energy select the atoms before phase modulating them, using a sequence of two short pulses of the EW intensity (Fig. 2). Each pulse has a duration $\Delta T = 0.4 \text{ ms}$ and their centers are separated by $T = 52 \text{ ms}$, with the first pulse centered $T/2 = 26 \text{ ms}$ after the atoms have been released from the MOT. The velocity distribution which is thus selected is triangular, centered at $v_i = gT/2 = 25.5 \text{ cm/s}$, with a width (HWHM) $\Delta v = g\Delta T/4 = 0.098 \text{ cm/s}$. This corresponds to $\Delta v = 0.28v_{\text{rec}}$, where the recoil velocity is $v_{\text{rec}} = \hbar k/M = h/M\lambda = 3.5 \text{ mm/s}$. To compare with other velocity selection methods based on an atom-light interaction [9], we have checked that this method still works nicely for pulses as short as $\Delta T' = 0.1 \text{ ms}$, corresponding to $\Delta v' = 0.07v_{\text{rec}} = 250 \mu\text{m/s}$. This finer selection was not useful for the present study since the experimental resolution was then limited by the probe.

During the second pulse, the intensity of the evanescent wave is modulated. The final velocity distribution is probed by a time of flight (TOF) method. We measure as a function of time the absorption of a probe beam which is switched on 32 ms after the second pulse. This probe beam has a truncated Gaussian profile with a vertical width $\delta H = 100 \mu\text{m}$, and it is located at a height $H = 1.7 \text{ mm}$ above the mirror. The time resolution δT of the detection is then given by the transit time of the atoms crossing the probe with a velocity $v_p \sim 18 \text{ cm/s}$: $\delta T = \delta H/v_p = 0.5 \text{ ms}$.

The TOF signal shown in Fig. 3(a) was obtained with a nonmodulated mirror ($\epsilon = 0$). It represents the average of 1000 shots, with ~ 4000 atoms contributing per shot.

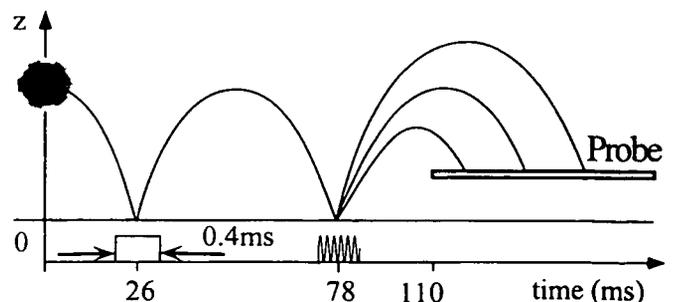


FIG. 2. Atomic trajectories (upper part) and EW intensity (lower part) as a function of time. Atoms with a well-defined energy are selected using a two-pulse technique. The modulation of the EW during the second pulse introduces sidebands onto the de Broglie waves. These are detected by their time of flight to a probe beam introduced after the second pulse.

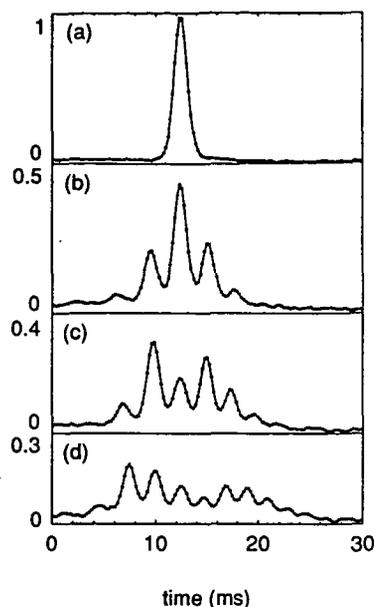


FIG. 3. Time-of-flight signals. (a) Nonmodulated potential; (b)–(d) modulated potential, with frequency $\nu = 950$ kHz (b), 880 kHz (c), and 800 kHz (d). The modulation depth is $\epsilon = 0.82$. The width of the points indicates the time window for digitization and averaging of the continuous signal.

The position of the central feature allows a precise determination of the height of the probe, $H = 1.73$ mm. A Gaussian curve fitted to this feature has a standard deviation $\tau = 0.64$ ms, resulting from the width of the selection pulses and finite resolution of the probe. A small broader feature (height $\sim 2\%$ of the main peak, full width ~ 20 ms) also appears. It may originate from atoms which have been heated during the bouncing process by photon scattering which led to a change of their Zeeman sublevel, and therefore a change of their potential energy in the evanescent field. Atoms close to the mirror when it is turned on or off contribute to an even smaller wider background. This TOF spectrum [3(a)] is used in the following as an instrument function $\phi(t)$ describing the response of our system.

The TOF spectra [3(b)–3(d)] were obtained with various modulation frequencies ν . The average intensity I_0 is the same as in Fig. 3(a), and the modulation depth for 3(b)–3(d) is $\epsilon = 0.82$. We have fitted these TOF signals by adding, with adjustable position and weight, several instrument functions $\sum_n a_n \phi(t - t_n)$. We obtain from this fit the positions t_n of the sidebands, from which we derive the corresponding energy transfers. These agree with the theoretical predictions [Fig. 4(a)]. From our measurements, we deduce $h/Mg^2 = (3.14 \pm 0.02) \times 10^{-11} \text{ s}^3$, to be compared with the expected value $3.120 \times 10^{-11} \text{ s}^3$, using the local $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ in Paris.

The weight of the sidebands is also in reasonable agreement with the theoretical predictions. If we approximate the diffraction by the modulated mirror as diffraction from a thin phase grating [6], we get for the weight of the n th band $|a_n|^2 = |J_n(u)|^2$, where $u = \epsilon \beta (2\pi\nu/\kappa\nu_i) M \nu_i / \hbar \kappa$, and $\beta(x) = (\pi x/2) / \sinh(\pi x/2)$. This prediction is plotted in dotted lines for $n = 0, \pm 1$, together with the experimental results, in Figs. 4(b) and 4(c). The discrepancies appear mainly at high frequency where the energy transfer is more efficient than predicted. This increased efficiency can be recovered theoretically from a numerical integration of the Schrödinger equation, taking into account the van der Waals interaction and the abrupt termination of the potential at the glass surface. This introduces shorter time scales, and therefore increased bandwidth, into the system.

Two effects cause asymmetries in the spectra [Figs. 3(b)–3(d)]. These are the nonlinear dispersion relation for de Broglie waves [6] and the loss of atoms falling at the edge of the Gaussian spot. The latter reduces mostly the contribution of atoms with upshifted energy, as can be shown by solving the classical equations of motion in the three-dimensional mirror potential.

These experiments have been performed with a detuning of the EW equal to $\delta/2\pi = 1$ GHz, which is sufficient to ensure that spontaneous emission during the bouncing process plays a minor role. The probability per bounce for such a process is $P = \Gamma M \nu_i / \hbar \kappa \delta \approx 0.5$ [8,10], and the

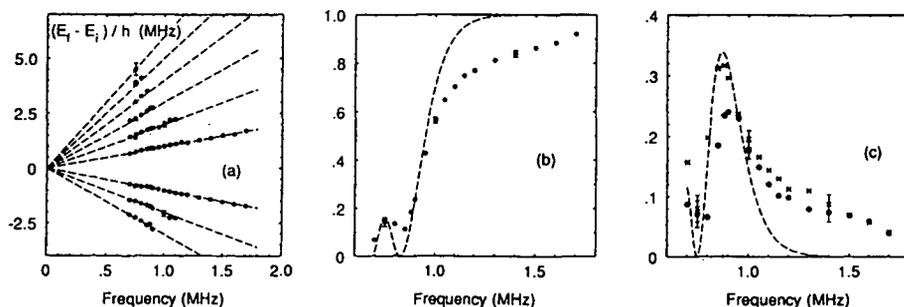


FIG. 4. (a) Energy transfers (deduced from arrival times at the probe) as a function of modulation frequency. The dotted lines show the theoretical prediction $\Delta E_n/h = n\nu$, with no fitted parameters. (b) Amplitude of the carrier and (c) amplitude of the sidebands $n = -1$ (\times) and $n = 1$ (\circ), as a function of modulation frequency; the dotted curves show an approximate theoretical prediction for reflection off an oscillating pure-exponential potential. The more efficient transfer seen experimentally above 1 MHz is related to the cutoff of the light shift potential at the dielectric surface. Experimental error bars, obtained by an analysis of the fitting procedure described in the text, have been plotted in (a)–(c) for all points at $\nu = 0.75, 1$, and 1.4 MHz.

corresponding random recoil is small compared to the velocity separation of two adjacent sidebands. In addition, we estimate the probability for photon scattering due to the stray light scattered at the total internal reflection to be lower than 0.05 per atom during the whole time sequence. The probability of spontaneous emission processes could be much reduced if dielectric coatings or surface plasmons were used to enhance the evanescent wave intensity, therefore allowing a larger detuning [11–13].

This phase modulator for de Broglie waves is the temporal equivalent of a spatial periodic phase grating. This first component for atom optics in the time domain can be complemented by other devices working along similar lines, making temporal equivalents of lenses or prisms. They are obtained by moving the mirror surface (i.e., by varying the intensity of the EW) in order to adjust as a function of time the momentum transferred to the atom [14]. A thin sheet of light with a time modulated intensity crossing an atomic beam can also provide the equivalent for de Broglie waves of an electro-optic modulator [15]. If needed, all these time-domain components can be made selective with the atomic internal state, for a proper choice of light polarization and detuning. They do not require any fabricated material mask, and they have a transmission factor of unity.

Another prospect deals with the two-pulse selection method presented above. It is a convenient way to select a chosen small region in the atom's phase space, and it can be used to study the phase space distribution of the MOT source, or to prepare diffraction limited beams. For instance, using pulses of width 0.1 ms, we have obtained a beam having a flux ~ 500 atoms per second with $M\Delta z\Delta v \approx 6\hbar$, where $\Delta z = v_i\Delta T/2$ is the HWHM of the vertical atomic distribution just after the bounce. The fundamental limitation of this phase space selection method ($M\Delta z\Delta v > \hbar/2$) originates from the diffraction in time which appears when the pulse width is very small. This phenomenon of diffraction by a time slit has been discussed in detail in the context of neutron optics [16–18]. To our knowledge, it has not been directly observed for material particles.

Finally, this phase modulator can be used for new atomic interferometers [6,19]. For instance, two interfering paths could involve N and $N + 1$ bounces, with the initial splitting and final recombination carried out by means of modulated pulses. The interference phase is then sensitive to the acceleration due to gravity, and this could be used to measure g precisely [20]. Alternatively, the well known three-grating interferometer [21,22] can be transposed into the time domain using 3 modulated pulses to split, recombine, and analyze the wave function. Because of its symmetry, this design is insensitive to the initial velocity dispersion and to g . It would be a precise tool to measure the phase shifts during the bouncing process itself [23], including the contribution of the van der Waals interaction between the atom and the dielectric.

We would like to thank C. Cohen-Tannoudji, C. Salomon, D. Guéry-Odelin, and H. Perrin for discussions and practical help, and also the ENS cooling group. This work is partially supported by DRET, CNRS, Collège de France, and DRED. A. M. S. is financed by the Commission of the European Communities through a Community training project.

*Unité de Recherche de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, Associée au CNRS.

- [1] Special issue on Optics and Interferometry with Atoms, edited by J. Mlynek, V. Balykin, and P. Meystre [Appl. Phys. B **54**, 319 (1992)].
- [2] Special issue on Optics and Interferometry with Atoms, edited by P. Pillet [J. Phys. II (France) **4**, 1877 (1994)].
- [3] W. A. Hamilton, A. G. Klein, G. I. Opat, and P. A. Timmins, Phys. Rev. Lett. **58**, 2770 (1987).
- [4] J. Felber, doctoral thesis, Technischen Universität, Munich, 1994 (unpublished).
- [5] R. J. Cook and R. K. Hill, Opt. Commun. **43**, 258 (1982).
- [6] C. Henkel, A. Steane, R. Kaiser, and J. Dalibard, J. Phys. II (France) **4**, 1877 (1994).
- [7] E. Cornell, C. Monroe, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **67**, 2439 (1991).
- [8] C. G. Aminoff, A. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **71**, 3083 (1993).
- [9] M. Kasevitch, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapi, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **66**, 2297 (1991).
- [10] M. Kasevich, D. Weiss, and S. Chu, Opt. Lett. **15**, 607 (1990).
- [11] R. Kaiser, Y. Lévy, N. Vansteenkiste, A. Aspect, W. Seifert, D. Leipold, and J. Mlynek, Opt. Commun. **104**, 234 (1994).
- [12] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, and T. W. Hänsch, Opt. Lett. **18**, 450 (1993).
- [13] S. Féron, J. Reinhardt, S. Le Boiteux, O. Gorceix, J. Baudon, M. Ducloy, C. Miniatura, S. Nic-Chormaic, H. Haberland, and V. Lorent, Opt. Commun. **102**, 83 (1993).
- [14] K. Shimoda, IEEE Trans. Instrum. Meas. **38**, 150 (1989), discusses the use of time-dependent atomic mirrors for "cooling"; this method cannot increase the density in phase space, however, as shown by W. Ketterle and D. Pritchard, Phys. Rev. A **46**, 4051 (1992).
- [15] P. Storey, Y. Castin, C. Cohen-Tannoudji, and J. Dalibard (to be published).
- [16] M. Moshinsky, Phys. Rev. **88**, 625 (1952).
- [17] A. S. Gerasimov and M. V. Kazarnovskii, Sov. Phys. JETP **44**, 892 (1976).
- [18] J. Felber, G. Müller, R. Gähler, and R. Golub, Physica (Amsterdam) **162B**, 191 (1990).
- [19] R. Golub and S. Lamoreaux, Phys. Lett. A **162**, 122 (1992).
- [20] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
- [21] D. Keith, C. Ekstrom, Q. Turchette, and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **66**, 2693 (1991).
- [22] E. Rasel and A. Zeilinger (private communication).
- [23] C. Henkel, J.-Y. Courtois, R. Kaiser, C. Westbrook, and A. Aspect, Laser Phys. **4**, 1040 (1994).

Chapitre 6

Diffraction par une fente temporelle

6.1 La diffraction temporelle d'ondes matérielles

Observer un élargissement fréquentiel d'une onde lumineuse pulsée est très courant. Largeur en fréquence et durée de l'impulsion sont inversement proportionnelles, car liées par une transformée de Fourier. En revanche, au moment où nous avons débuté ce travail, l'effet d'élargissement de la distribution du spectre d'énergie, lié aux degrés externes de libertés, d'une onde de matière tronquée en temps n'avait jamais été observé. C'est l'observation d'un tel effet qui est rapportée dans ce chapitre ([100] référence reproduite).

Cet effet de diffraction d'une particule matérielle par une fente temporelle, liée à la relation d'incertitude temps-énergie, a été discuté dès 1952 [101], [102] dans le cadre de la neutronique. Des expériences de diffraction temporelle pour des neutrons ont été proposées en 1984 [103], [104], et sont actuellement en cours dans ce domaine. Le principe consiste à "tronquer" un faisceau de neutrons par deux obturateurs successifs. Chacun de ces obturateurs est ouvert pendant une durée $\tau \sim 2 \cdot 10^{-8}$ s puis refermé, jouant ainsi le rôle de fente temporelle. Ces obturateurs sont réalisés par deux roues percées (d'un diamètre d'une dizaine de centimètres) qui tournent, en suspension magnétique, à la même vitesse, en sens opposé, tout en conservant une relation de phase fixe l'une par rapport à l'autre (la somme des phases est nulle).

De très nombreuses expériences ont mis en évidence la diffraction spatiale de particules matérielles, que ce soit avec des électrons [105], des neutrons [106], des atomes [107], [108], [109], [110], [111], [112], [113], et même avec de petites molécules (Na_2) [114]. La diffraction de néon métastable par une onde laser évanescence partiellement stationnaire a été observée récemment [115]. Ces expériences sont réalisées avec des fentes de diffraction spatiales (matérielles ou lumineuses) ; on s'intéresse ici au contraire aux aspects temporels de la diffraction.

6.2 Théorie élémentaire

Dans cette section sont présentées deux approches théoriques simples pour décrire le phénomène de diffraction temporelle. La première consiste à s'appuyer sur l'expression de la fonction d'onde en point de vue position et à utiliser une transformation de Fourier pour obtenir le spectre en impulsion et donc en énergie. La relation d'incertitude temps-énergie est ainsi déduite dans ce problème de la relation d'incertitude position-impulsion. La seconde approche, numérique, utilise le propagateur de Feynman. Elle nous permet de faire des prédictions quantitatives des spectres en énergie après diffraction, prédictions qui se révéleront être en bon accord avec les résultats expérimentaux.

6.2.1 Diffraction d'un faisceau monocinétique

On cherche à réaliser une expérience de diffraction qui soit l'équivalent temporel des expériences habituelles menées dans le domaine spatial : une première fente (i.e. un premier rebond) définit une zone de cohérence après une source étendue, et une seconde fente (i.e. un second rebond) effectue la diffraction : figure (6.1).

Considérons la réflexion d'une particule d'impulsion incidente $p_z = Mv_z$ par un miroir pulsé réfléchissant uniquement pendant un temps τ . La fonction d'onde $\Psi(z)$ de cette particule juste après la réflexion a une forme carrée¹ :

$$\begin{aligned} \Psi(z) &\propto e^{ip_z z/\hbar} && \text{si } 0 < z < v_z \tau \\ \Psi(z) &= 0 && \text{si } z > v_z \tau \text{ ou } z < 0, \end{aligned} \quad (6.1)$$

ce qui en transformée de Fourier donne :

$$|\Psi(p)|^2 \propto \frac{\sin^2[(p - p_z) p_z \tau / 2M\hbar]}{(p - p_z)^2}. \quad (6.2)$$

Les premiers maximums secondaires de diffraction sont obtenus pour :

$$\frac{(p - p_z) p_z \tau}{2M\hbar} = \pm \frac{3\pi}{2}, \quad (6.3)$$

et ont une hauteur de $\sim 4.5\%$ du pic central. Après ce rebond, les atomes ont une trajectoire parabolique et ils atteignent le miroir un temps $T = 2p_z/Mg$ après le pulse diffractant pour le maximum central, et $T \pm \Delta t$ pour les deux maximums latéraux avec :

$$\Delta t = \frac{6\pi\hbar}{g p_z \tau}. \quad (6.4)$$

Pour observer un effet, il faut des "fentes" suffisamment courtes pour que les premiers ordres de diffraction soient en dehors de la zone éclairée géométriquement.

¹Il s'agit là d'une approche semi-classique, dans laquelle le problème des conditions aux limites de la fonction d'onde n'est pas abordée, ce dernier problème étant d'ailleurs non trivial [116].

La distribution classique des temps d'arrivée est un trapèze de base 3τ (figure 6.1, b). Pour que les effets de diffraction soient clairement visibles, nous choisisons le critère $\Delta t = 3\tau$, soit :

$$\tau = \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{gMv_z}} = \sqrt{\frac{2\hbar}{Mg^2T}} \simeq 35 \mu\text{s}. \quad (6.5)$$

C'est une durée de pulse inférieure par un ordre de grandeur à celle qui a été utilisée pour les expériences de modulation de phase.

Le même ordre de grandeur se retrouve en considérant les largeurs à mi-hauteur des distributions des temps d'arrivée au niveau du troisième rebond. Cette largeur en énergie est bornée par une inégalité de Heisenberg qui dans le cas de la troncature de la fonction d'onde par une porte de durée τ donne :

$$\Delta E_{Qu} \simeq \frac{\hbar}{\tau}. \quad (6.6)$$

Les phénomènes de diffraction temporelle doivent être pris en compte quand cette largeur ΔE_{Qu} devient supérieure à la largeur en énergie déterminée classiquement : $\Delta E_{Cl} = 2E_0\tau/T$ (eq. 3.3). La condition $\Delta E_{Qu} > \Delta E_{Cl}$ donne $\tau \leq 40 \mu\text{s}$, en bon accord avec l'ordre de grandeur précédant (eq. 6.5). La durée $\tau \sim 40\mu\text{s}$ correspond ainsi à la sélection la plus fine que l'on puisse faire avec $T = 50 \text{ ms}$; d'après (eq. 3.2) elle conduit à un pic de largeur à mi-hauteur de $200 \mu\text{m/s}$ ($\sim v_{rec}/20$).

6.2.2 Calcul par intégrale de chemin

Pour une particule en mouvement dans le champ de pesanteur (potentiel linéaire), le propagateur de Feynman $A_{grav}(t_a, t_b, z_a, z_b)$ d'un point A en (t_a, z_a) vers un point B en $(t_b > t_a, z_b)$ peut être calculé analytiquement. La phase de ce propagateur n'est autre que l'action S_{Cl} évaluée le long de la trajectoire classique reliant A à B. Cette action S_{Cl} a pour expression [3] :

$$S_{Cl}(t_a, t_b, z_a, z_b) = \frac{M}{2} \frac{(z_a - z_b)^2}{\theta_{ab}} - \frac{Mg\theta_{ab}}{2} (z_a + z_b) - \frac{Mg^2}{24} \theta_{ab}^3, \quad (6.7)$$

avec :

$$\theta_{ab} = t_b - t_a. \quad (6.8)$$

Dans le cas particulier où les positions initiales z_a et finales z_b sont nulles, ce propagateur s'écrit [117] :

$$A(t_a, t_b) = A_{grav}(t_a, t_b, z_a = z_b = 0) \quad (6.9)$$

$$A(t_a, t_b) = \sqrt{\frac{M}{2ig\pi\hbar\theta_{ab}}} \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \frac{Mg^2}{24} \theta_{ab}^3\right] \propto \exp\left[i \frac{S_{Cl}(t_a, t_b, z_a = z_b = 0)}{\hbar}\right], \quad (6.10)$$

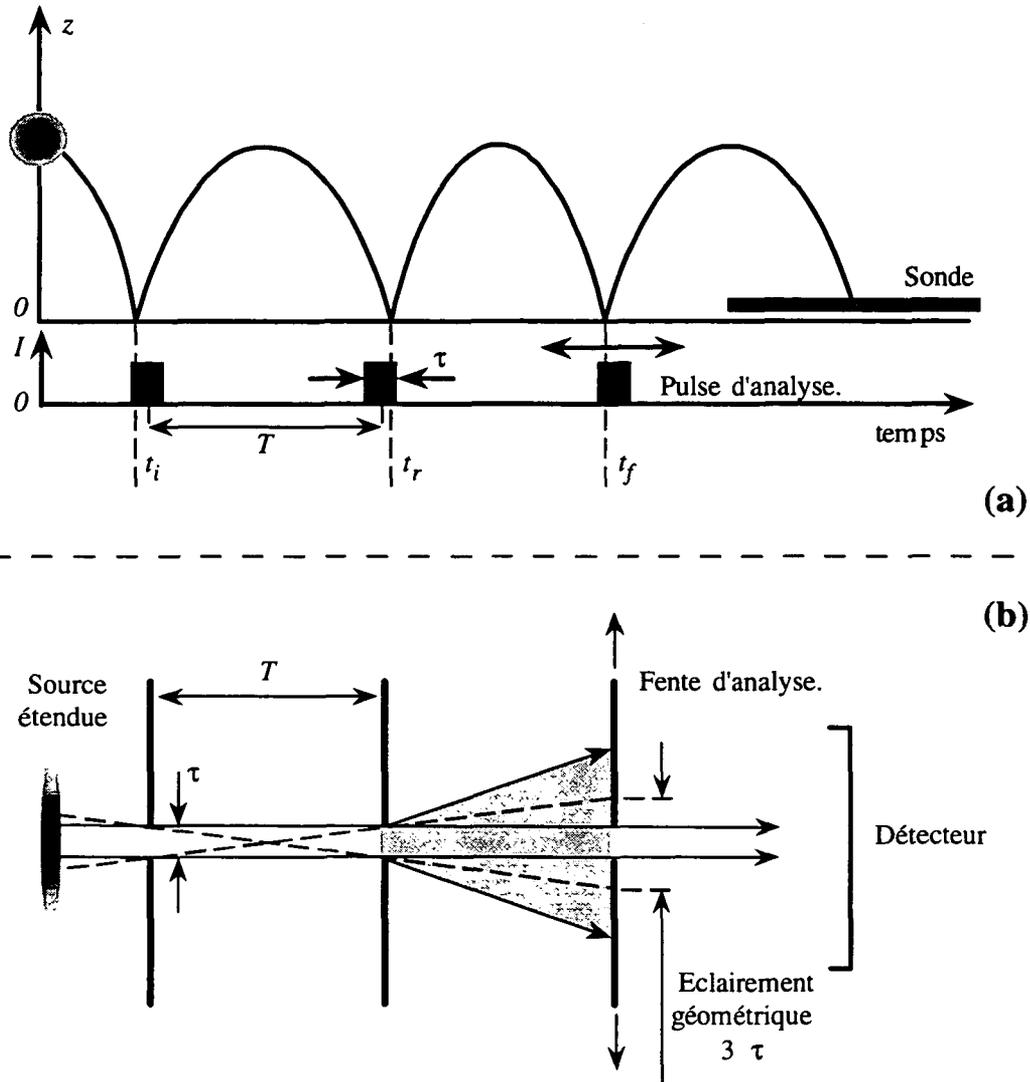


FIG. 6.1 : (a), Principe de l'expérience : deux pulses sélectionnent la vitesse, le troisième sert d'analyse. En balayant la position de ce dernier, on reconstitue la répartition des temps d'arrivée au troisième rebond. (b) Cette expérience est équivalente à la sélection spatiale d'un pinceau de lumière, et à l'analyse du profil diffracté par balayage d'une fente devant un détecteur trop épais pour résoudre les détails de la structure diffractée.

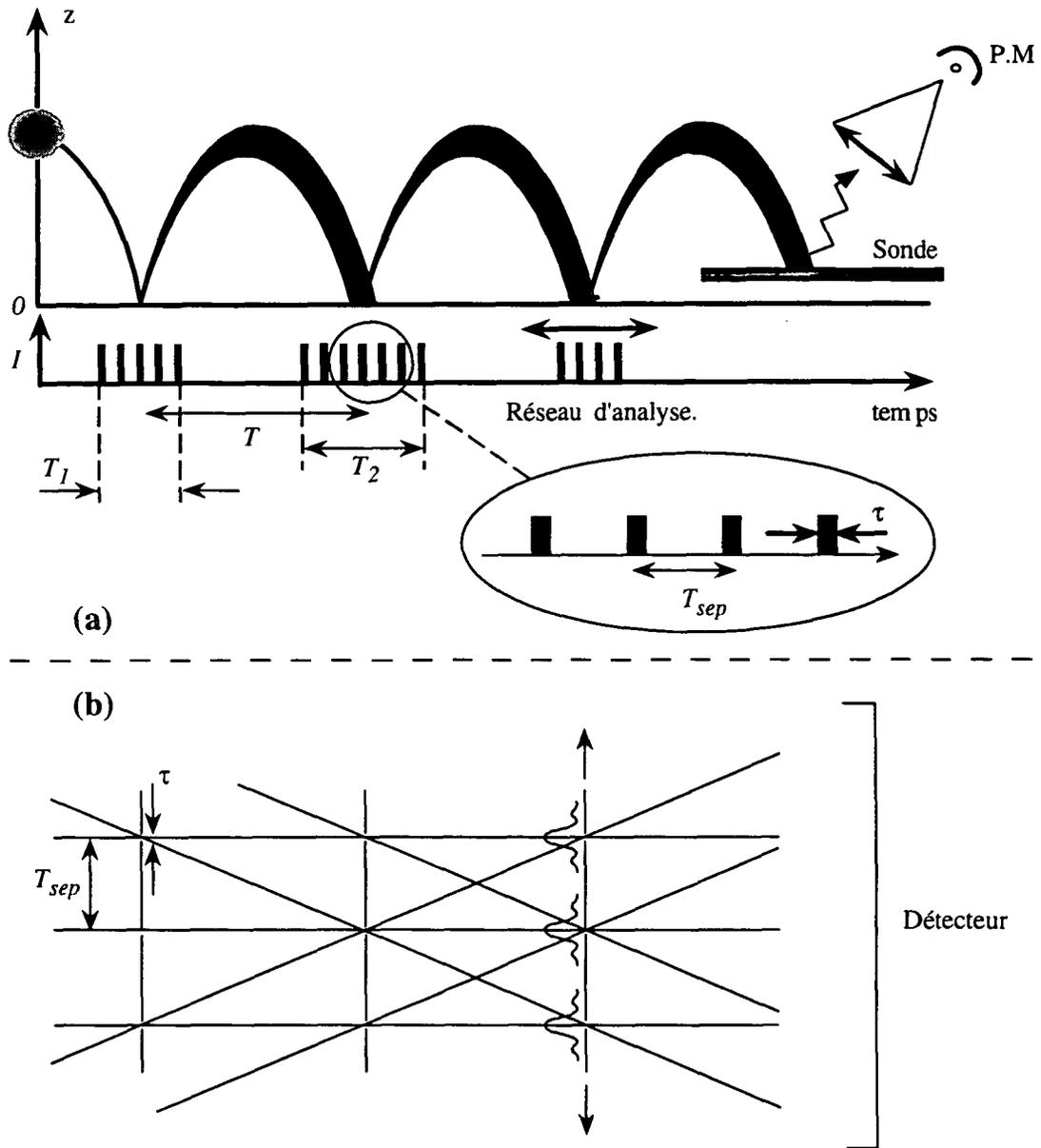


FIG. 6.2 : (a) Pour augmenter le signal, on remplace chaque pulse de la figure (6.1) par un réseau de pulses. (b) Equivalent géométrique de la figure (6.1, b) où chaque fente est remplacée par un réseau de fentes. Ces fentes sont suffisamment espacées pour que les profils de diffraction voisins ne se recouvrent pas.

où le préfacteur de l'exponentiel de (6.10) est donné pour mémoire, mais sa contribution numérique dans la largeur des spectres est négligeable.

Dans le cas de l'expérience à laquelle nous nous intéressons, on obtient l'amplitude de propagation $\bar{A}(t_i, t_f)$ de t_i à t_f en sommant les amplitudes de probabilités sur la fente intermédiaire (la seconde) voir figure (6.1, a). On néglige des trajectoires peu probables comme un double rebond durant un même pulse. $\bar{A}(t_i, t_f)$ est donc donné par :

$$\bar{A}(t_i, t_f) = \int_{2^{\text{ème}} \text{ fente}} A(t_i, t_r) A(t_r, t_f) dt_r. \quad (6.11)$$

Ceci nous permet d'obtenir l'intensité $S(t_f)$ du signal final en $z = 0$, juste avant le troisième rebond :

$$S(t_f) = \int_{1^{\text{ère}} \text{ fente}} |\bar{A}(t_i, t_f)|^2 dt_i. \quad (6.12)$$

Il s'agit bien de l'intégrale du module au carré de $\bar{A}(t_i, t_f)$ et non du module au carré de l'intégrale car la première fente (i.e. la source) est incohérente.

Pour rendre compte des signaux expérimentaux, il faut tenir compte de l'élargissement instrumental, lié à la détection, qui se fait à l'aide d'un troisième pulse de largeur τ . Pour cela, on prend la convolution de $S(t_f)$ par une fonction "porte" de durée τ . Les résultats des calculs numériques [118] sont comparés aux courbes expérimentales (figures 6.5 et 6.6).

6.2.3 Durée effective des pulses

Même si on suppose que le temps de montée en intensité des pulses est infiniment court, comme la réflexion n'est pas instantanée mais prend un temps de quelques $\tau_{refl} = 1/\kappa v_i$, les atomes qui tombent au moment où l'impulsion est allumée ou éteinte ne vont pas être réfléchis "élastiquement". Il va y avoir accélération des atomes à la montée de l'impulsion, ou au contraire décélération à la descente. La modification en vitesse est suffisamment grande pour que ces atomes contribuent simplement par un fond continu ; ce n'est donc pas une cause d'élargissement des spectres, mais de pertes. L'effet principal de ces pertes est de réduire la durée effective τ des pulses de quelques τ_{refl} , c'est-à-dire de quelques micro-secondes. Cette diminution de durée a été prise en compte dans les calculs des spectres diffractés (avant d'obtenir les résultats expérimentaux, car ce ne sont pas des paramètres ajustables). Elle dépend de τ ; pour $\tau = 40 \mu s$ par exemple, la durée effective du premier pulse est réduite de $1 \mu s$, et celle du second de $3 \mu s$. Cette réduction est peu importante pour le premier pulse, car la distribution de vitesse incidente est relativement large à cet instant ($\Delta v \sim 4 \text{ cm/s}$). Pourvu que la vitesse apparente du miroir, liée au branchement ou au débranchement, ne dépasse pas Δv , il y aura des atomes qui après rebond auront la vitesse correcte pour rebondir une seconde fois. La réduction est plus sévère pour le second pulse car la sélection en vitesse est alors beaucoup plus fine ($\Delta v \sim 200 \mu m/s$). Il suffit donc d'une vitesse apparente

du miroir de cet ordre pour que les atome repartent avec une vitesse modifiée de telle manière qu'ils "ratent" le troisième pulse.

6.3 Conception de l'expérience

6.3.1 Résolution des spectres

Le premier problème qui se pose est de disposer d'une résolution suffisante dans la mesure des énergies atomiques pour mettre en évidence le phénomène recherché. Comme pour les expériences précédentes, la méthode choisie est le temps de vol, mais sa mise en oeuvre est plus complexe pour cette expérience. En effet, la largeur à mi-hauteur attendue est inférieure à $100 \mu\text{s}$, ce qui est faible par comparaison avec le temps de passage des atomes dans la sonde ($\sim 500 \mu\text{s}$). Si, pour améliorer la résolution, on diminue l'épaisseur de la sonde, le signal va décroître dans la même proportion. Il n'est donc plus possible de conserver une séquence similaire à celles des chapitres 3, 4 et 5 : deux pulses, puis analyse par la sonde. Pour disposer de la résolution nécessaire, nous avons choisi d'utiliser le miroir en mesurant le nombre d'atomes rebondissant sur un troisième pulse de même durée que les deux premiers et dont la position temporelle est centrée en un instant variable (figure 6.1). Ce pulse sert de pulse d'analyse, ce qui est équivalent, dans le domaine spatial, au déplacement d'une fente devant un détecteur large. On perd alors le fait que, en utilisant la résolution de la sonde, on obtient en un cycle expérimental un spectre complet. Il faut, maintenant, pour reconstituer un spectre, lâcher le nuage atomique au dessus du miroir pour une position temporelle du troisième pulse fixée, mesurer le nombre d'atomes transmis par celui-ci, puis recommencer cette procédure pour une autre position de ce troisième pulse. Une fois qu'un spectre complet est obtenu, on réitère le cycle entier pour améliorer le rapport signal sur bruit par moyennage. Nous avons pris 90 points par spectre, ce qui signifie que l'utilisation d'un troisième pulse va multiplier par deux ordres de grandeur environ le temps d'acquisition.

6.3.2 Réseau de fentes incohérentes

Estimation du signal

Le signal est proportionnel à τ^2 dans le domaine où la diffraction n'intervient pas, et proportionnel à τ^3 dans le domaine quantique puisque les effets de diffraction élargissent les temps de vol. Pour une durée de $35 \mu\text{s}$ des impulsions, il y a une diminution de plus de deux ordres de grandeur du signal par rapport aux

expériences de modulation de phase. De plus, l'utilisation d'un troisième rebond est une cause de pertes supplémentaire. Enfin, nous verrons dans la section 6.5.1 que des défauts imprévus du miroir vont nous obliger à diminuer le diamètre du miroir. Pour $\tau = 40 \mu\text{s}$, on s'attend alors à collecter dans la sonde moins d'un atome en moyenne, par cycle, pour une position du troisième pulse qui maximise le signal. Il faut donc trouver un moyen pour augmenter ce signal.

Réseau de fentes

On va remplacer chaque pulse par un réseau de pulses, figure 6.2. Il y a alors plusieurs trajectoires possibles pour les atomes, correspondant à différentes valeurs de la séparation entre pulses T ; ce sont les trajectoires obliques de la figure (6.2, b). Le recouvrement de différents spectres de diffraction centrés à un même instant est incohérent et on ne recherche pas ici d'effets d'interférence entre ces différents spectres. La séparation T_{sep} de chaque pulse à l'intérieur du réseau est choisie suffisamment élevée pour que les différents profils de diffraction ne se recouvrent pas. L'utilisation de ces réseaux ne change donc rien au phénomène physique que nous souhaitons étudier.

On s'attend, dans l'hypothèse où la source atomique a une extension infinie dans l'espace des phases, à un signal dont l'aire est donnée par :

$$S \propto \frac{T_1 T_2}{T_{sep}^2}, \quad (6.13)$$

où T_1 et T_2 sont respectivement les durées du premier et deuxième réseaux.

La distribution des temps d'arrivée des atomes au niveau du troisième rebond est reconstituée en balayant la position de ce troisième réseau de pulses. Le signal obtenu est proportionnel au nombre d'atomes rebondissant sur ce réseau. Ce signal a une variation périodique de période T_{sep} quand on balaye la position temporelle du troisième réseau. On définit donc le déplacement de ce réseau par une phase :

$$\phi = \frac{2\pi\Delta t}{T_{sep}}, \quad (6.14)$$

où Δt est le décalage du réseau par rapport à sa position centrale en $5T/2$. Pour $\phi = 0$, il existe un pulse du réseau d'analyse à $t = 5T/2$, et pour $\phi = \pm\pi$, le deuxième et le troisième réseau ont une position "antagoniste". La technique utilisée pour synthétiser ces réseaux est détaillée en annexe (§B.2).

La figure 6.3 donne l'amplitude de pics de diffraction en fonction du produit $T_1 \times T_2$. Dans l'expérience, les valeurs de T_1 et T_2 ont été fixées respectivement à 5 et 10 ms ce qui représente un gain de 50 par rapport à l'utilisation d'impulsions uniques.

Aller au delà de ce point de fonctionnement ne serait guère utile, car on autoriserait des trajectoires très différentes pour lesquelles le profil de diffraction serait élargi par rapport à celui des trajectoires moyennes.

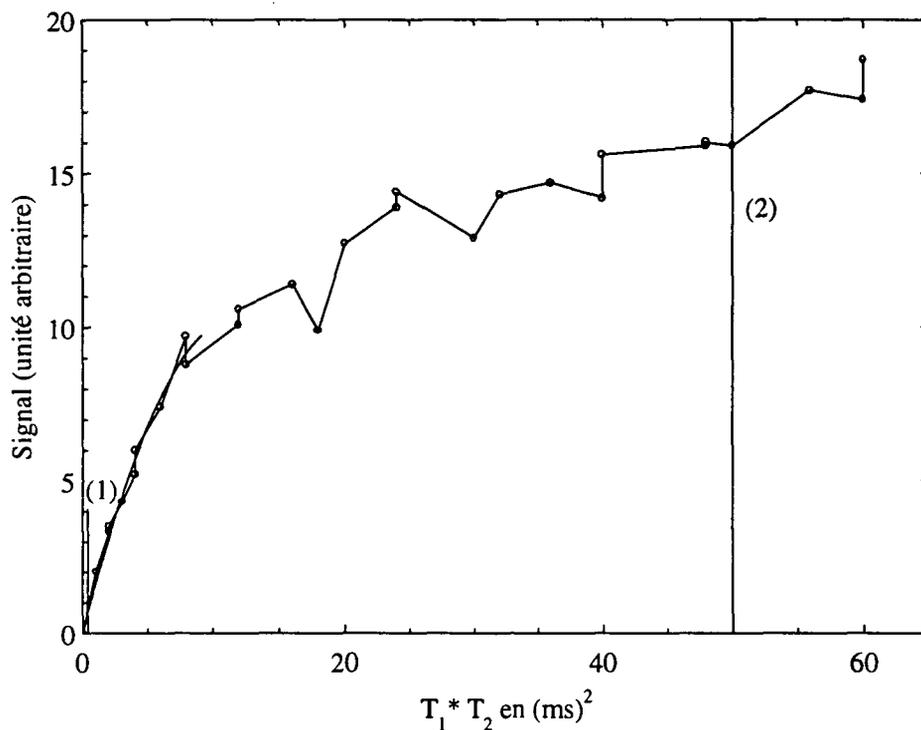


FIG. 6.3 : Signal de sélection ($\tau = 40 \mu\text{s}$, $\phi = 0$, $T_{sep} = 400 \mu\text{s}$) en fonction du produit $T_1 \times T_2$. Il y a parfois plusieurs points pour une même abscisse correspondant à différents couples (T_1, T_2) pour un produit $T_1 \times T_2$ fixé. Le trait vertical (1) correspond à la situation où T_1 et T_2 sont suffisamment courts pour qu'un seul pulse se produise dans les fenêtres correspondantes. Le trait vertical (2) indique le point de fonctionnement expérimental : $T_1 = 5 \text{ ms}$ et $T_2 = 10 \text{ ms}$. Le gain en signal lié à l'utilisation de 3 réseaux de pulses au lieu de 3 pulses simples est de l'ordre de 50. Le gain théorique, pour le couple (T_1, T_2) , choisi est de 300 ; la taille finie de la source atomique dans l'espace des phases se traduit par une saturation de la courbe pour les grandes valeurs de $T_1 \times T_2$.

Remarques

- La séparation T_{sep} est un paramètre important expérimentalement, mais qui ne joue pas de rôle dans le processus physique étudié. Le signal étant proportionnel à $1/T_{sep}^2$, on minimise T_{sep} , le critère (semi-quantitatif) donnant la valeur minimale de T_{sep} étant la condition de non recouvrement entre les différentes figures de diffraction (qui sont reproduites tous les T_{sep} , voir figure (6.2, b)). Nous avons fixé T_{sep} à $400 \mu s$ pour $\tau < 40 \mu s$ et à des valeurs allant jusqu'à $1200 \mu s$ pour $\tau = 100 \mu s$.
- Comme l'utilisation de réseaux ne change pas le phénomène étudié, le terme de "réseau" ou de "pulse" sera indifféremment employé.

6.4 Détection par tube photo multiplicateur (P.M.)

6.4.1 Optique de collection

Même en tenant compte de l'augmentation du signal atomique obtenue par l'utilisation de trois réseaux de pulses, le nombre d'atomes qui peuvent rebondir trois fois et contribuer au signal final reste faible. Par exemple, pour des pulses de largeur $\tau = 40 \mu s$, avec une séparation $T_{sep} = 400 \mu s$, il y a environ 40 atomes après trois rebonds pour les 10^7 atomes lâchés au départ. Pour optimiser la détectivité du montage, nous avons mis au point une détection quasi monoatomique en mesurant, à l'aide d'un photo multiplicateur refroidi, la lumière de fluorescence émise lorsque les atomes traversent le faisceau sonde.

Nous collectons environ 3.5 % de la lumière de fluorescence émise par les atomes. Le P.M. utilisé a un rendement quantique de 52 mA/W à 852 nm, soit une efficacité de 7.6% pour une surface utile de $4 \times 10 \text{ mm}^2$.

Le détail de la calibration de cette détection par P.M. est donné en annexe A. En moyenne, on détecte 10 photons par atome, ce qui représente un rapport signal à bruit de détection de l'ordre de 0.7 par atome en quelques milli-secondes. La figure A.3 permet d'estimer le gain en signal par rapport à la mesure de l'absorption de la sonde.

6.4.2 Exploitation du signal

La figure 6.4 reproduit un signal de fluorescence en fonction du temps, dans le cas particulier d'une phase du réseau d'analyse $\phi = 0$. Ce signal est la donnée "brut" de nos expériences. Les traits verticaux délimitent différentes zones qui sont traitées différemment lors de l'analyse du signal. Ces zones sont symbolisées sur

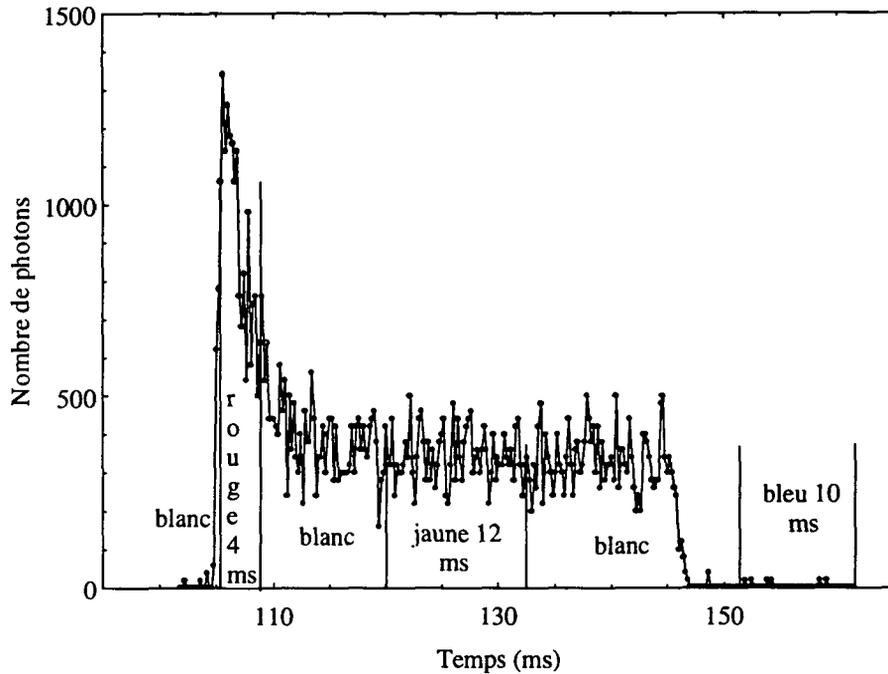


FIG. 6.4 : Signal de fluorescence de la sonde au cours du temps détecté par PM. $\tau = 40 \mu s$, $\phi = 0$, $T_{sep} = 300 \mu s$. Chaque point correspond à une intégration sur $200 \mu s$

l'écran de l'ordinateur de laboratoire par différentes couleurs qui sont mentionnées sur la figure 6.4 ; elles permettent à l'utilisateur de faire rapidement une analyse de la lumière de fluorescence. Le signal utile est contenu dans la partie rouge auquel on soustrait le fond continu de lumière diffusée par l'expérience mesuré à partir de la partie jaune. Cette zone "jaune" est suffisamment éloignée du temps de troisième rebond pour que tous les atomes aient eu le temps de traverser et de quitter le faisceau sonde. On extrait de ce signal un point, fonction de ϕ . Les zones dénommées "blanches" correspondent à des phases intermédiaires, comme l'ouverture ou la fermeture de l'obturateur mécanique placé devant le P.M. Elles ne sont pas utilisées pour donner une information quantitative, mais simplement pour vérifier le bon déroulement de l'expérience. Par exemple, les fluctuations de l'instant d'ouverture de l'obturateur ne doivent pas être suffisantes pour atteindre la zone rouge ce qui se traduirait par des fluctuations importantes du signal d'un cycle à l'autre. Cet obturateur mécanique est un point faible du montage. On peut estimer à environ un demi-million le nombre de cycles expérimentaux réalisés pour les expériences de diffraction et d'interférométrie qui suivent. Plusieurs pannes de l'obturateur sont intervenues lors de ces 5×10^5 ouvertures, nécessitant à chaque fois un démontage et un nettoyage complet de l'appareil. Le fait que l'obturateur puisse

être défectueux a motivé la mise en place d'une sécurité : quelques milli-secondes après l'instant où l'obturateur doit être fermé (tenant compte du délai après ordre de fermeture), on prend en compte à nouveau le signal sur 10 ms (partie bleue). Le nombre moyen de photons détectés par seconde doit correspondre au taux de comptage d'obscurité du P.M. (500 coups/s). Si ce n'est pas le cas, c'est à dire si il dépasse de plus de dix fois ce taux, c'est l'indication d'un problème de fermeture de l'obturateur : soit retard, soit panne complète. Dans ce cas, l'expérience s'arrête et est maintenue dans le noir, aucun faisceau laser n'étant plus activé².

Un point de la figure 6.4 correspond à 200 μ s de comptage. Un port parallèle sur un octet de l'ordinateur de laboratoire assure l'acquisition de ces données : toutes les 200 μ s, un nouveau résultat de comptage est donné. Toute la chaîne amplificateur de sortie du P.M., le compteur, et le registre de sortie numérique, a été entièrement réalisée au laboratoire par les services techniques d'électronique.

Conclusion

Grâce à ces deux améliorations majeures : réseau de pulse, et détection par P.M., l'expérience de diffraction devient réaliste.

6.5 Effets indésirables

6.5.1 défauts de surface du miroir

Une cause de pertes d'atomes lors des rebonds qui a été diagnostiquée tardivement, et dont l'origine exacte n'est pas encore complètement élucidée, est liée à des défauts de surface du prisme [119], [120]. Ces défauts sont reproduits par l'onde évanescente. Les irrégularités du miroir qui en résultent défléchissent les atomes et la réflexion n'est plus spéculaire.

De la même manière, une rétro-réflexion d'une fraction $\eta \ll 1$ de l'intensité de l'onde évanescente va former une onde stationnaire, qui va produire une modulation spatiale haute fréquence de la surface du miroir. Dans ce cas, le point de rebroussement classique est donné par :

$$z_0 = \frac{1}{2\kappa} \left[\ln \frac{2MU_0}{P_i^2} - 2\frac{x^2 + y^2}{w^2} + 2\sqrt{\eta} \cos(2k_t x) \right], \quad (6.15)$$

(k_t est le vecteur d'onde de l'O.E., eq. 1.8). Cette modulation va introduire une avance (v_z est diminuée) des temps d'arrivée des atomes comprise entre 0 et un temps Δt_{\max} :

$$\Delta t_{\max} \simeq -16\eta \frac{|v_z|}{g} \left(\frac{k_t}{\kappa} \right)^2. \quad (6.16)$$

²Cette sécurité a évité, par deux fois, la destruction du PM!

C'est un effet du second ordre (en $\sqrt{\eta}$) alors que la modification des vitesses transverses est quant à elle du premier ordre (en $\sqrt{\eta}$). Pour $\eta = 10^{-5}$, on obtient $\Delta t_{\max} = -12 \mu\text{s}$, cela signifie qu'une petite fraction de lumière réfléchie va très vite accroître la largeur des spectres.

Nous avons estimé, sur des mesures de pertes entre les trois premiers rebonds successifs, que les défauts du miroir (toutes causes confondues) sont dans le cas de notre expérience équivalents à un chauffage de 1 cm/s par rebond. Ce chauffage transverse induit une modification de la vitesse le long de l'axe z (on suppose qu'il y a toujours conservation de l'énergie de la particule lors de la réflexion). Pour ne pas être gêné par ces effets, nous avons réduit les dimensions du miroir. Une taille finie du miroir effectue une sélection en vitesse transverse : si la vitesse v_x est trop élevée, la particule sortira de la zone réfléchissante et sera perdue au rebond suivant. Les vitesses transverses v_x des atomes sont bornées par :

$$|v_x| \leq v_{x\max} = \frac{D}{T}, \quad (6.17)$$

où D est le diamètre du miroir.

En pratique, nous avons fixé les conditions suivantes : col $w \sim 300 \mu\text{m}$, puissance laser de $\sim 100 \text{ mW}$ (la puissance maximale dont on dispose au niveau du ménisque est plutôt de 120 mW) ; nous avons choisi un désaccord supérieur par un ordre de grandeur à celui des expériences de modulation de phase : $\delta_{O.E.} = 9.5 \text{ GHz}$, ce qui conduit à un faible taux d'émission spontanée (5%). Pour ces valeurs, le diamètre de la tache réfléchissante est estimée de l'ordre du col de l'O. E. : $D \sim w$, et $\delta_{\max}/2\pi \sim 20 \text{ GHz}$ (cette dernière valeurs est mesurée).

Commentaire sur la courbure du miroir

Quelle est la réelle nécessité de la courbure du miroir pour les expériences d'optique atomique dans la mesure où les séquences expérimentales sur lesquelles nous travaillons utilisent au plus trois rebonds? Il semble que cette courbure soit plus une rémanence historique qu'une option indispensable. Une simulation Monte-Carlo des trajectoires atomiques [121] montre que le gain en nombre d'atomes apporté par la courbure du miroir pour un nombre de rebonds aussi faible ne dépasse pas un facteur 2. Ce n'est que pour des nombres de rebonds nettement supérieurs que le miroir focalisant prend tout son intérêt. Or une sphère est bien plus difficile à super-polir qu'un plan. Il est probable que les pertes causées par les défauts du miroir se révèlent supérieures au gain d'un facteur 2 lié à la courbure.

Il y a d'autres difficultés entraînées par la présence d'un dioptre sphérique : le faisceau piège qui le traverse est divergent, l'onde évanescente est également défocalisée et on ne peut pas sonder les atomes au voisinage immédiat de la paroi diélectrique. Le miroir courbe a néanmoins l'avantage d'avoir toujours un plan tangent à l'horizontale ce qui évite d'avoir régler l'horizontalité de ce miroir.

6.5.2 Emission spontanée, fond continu d'atomes

Le rôle de l'émission spontanée est similaire à celui vu au chapitre 3 : une émission spontanée lors du premier ou du troisième rebond n'a aucune conséquence sur le signal, et une émission spontanée lors du deuxième rebond se traduit simplement par la perte de l'atome concerné puisque les distributions atomiques sélectionnées sont nettement subrecul.

Une autre cause de bruit plus importante, est la présence d'atomes "fossiles" (§3.5.1). Ces atomes quittent le piège magnéto-optique avec une vitesse verticale ascendante suffisante (~ 0.7 m/s) pour retomber dans le faisceau sonde après un temps aussi long que 140 ms, sans avoir rebondi sur le prisme. L'origine de ces atomes réside dans le fait que la distribution atomique après refroidissement n'est pas exactement la gaussienne correspondant à la température prédite par la théorie du refroidissement Sisyphe (température $\Theta \sim 5 \mu\text{K}$). Cette distribution comporte une composante beaucoup plus large correspondant à la température déterminée par la température Doppler ($\Theta \sim 100 \mu\text{K}$) [122].

Le bruit causé par ces atomes est poissonien et il est important de diminuer ce nombre $N_{fossile}$ autant que possible. Lors des premiers essais expérimentaux, $N_{fossile}$ était de l'ordre de 10 ce qui introduisait un bruit considérable. Nous n'avions alors pas diagnostiqué cette source de bruit. Nous attribuions la totalité du fond continu de nos signaux à des atomes ayant subi une émission spontanée lors du second pulse, ou à des atomes défléchis par les rugosités du miroir. Mais cette analyse était infirmée par la persistance de ce fond continu (parfois aussi important que le signal lui-même) alors que le désaccord de l'onde évanescente était augmentée et que le col de cette onde était volontairement réduit.

L'origine réelle de ce bruit et le remède à apporter sont apparus lors de l'optimisation du signal à partir d'une méthode de "contraste", dans laquelle la position temporelle du troisième pulse ne prend que deux valeurs : en phase et en opposition de phase avec le second. En réglant l'équilibrage en intensité des deux faisceaux verticaux du P.M.O., nous avons observé une diminution du fond continu correspondant à $N_{fossile} \sim 1$, sans pour autant réduire de façon notable le signal³.

6.5.3 Elargissement des spectres par le champ magnétique résiduel

Dès les premières séries d'expériences mettant en évidence l'effet de diffraction temporelle recherché, il est apparu que les signaux étaient très sensibles au champ magnétique ambiant.

³A la fin de cette optimisation, le nombre d'atome capturés dans le piège du bas a chuté d'un facteur deux au minimum et la forme du piège n'a plus rien de circulaire. Les optimisations sur le nombre d'atomes ou sur l'aspect du piège ne sont donc pas toujours pertinentes par rapport au signal final recherché.

Une première origine à cette sensibilité pourrait être un effet de type Stern et Gerlach. Un gradient de champ magnétique exerce sur les atomes une force dépendant du sous niveau magnétique m_F dans lequel l'atome se trouve, ce qui en principe est une cause de dispersion des spectres de temps de vol. Cependant, les ordres de grandeur des gradients magnétiques résiduels du montage n'étaient pas suffisants pour expliquer les élargissements observés.

En fait, cet effet perturbateur du champ magnétique existe même pour un champ uniforme ; la raison en est que la réflexion n'est pas un processus adiabatique vis à vis des sous niveaux magnétiques. Le temps de rebond de l'ordre de quelques micro-secondes est très court devant le temps de précession de Larmor $\sim 300 \mu\text{s}$ d'un spin ($|F_g = 4, m_F = 4\rangle$) situé dans un champ magnétique B de l'ordre de 2 mG (estimation du champ résiduel dans la zone de rebond). Cela signifie qu'un atome initialement dans un sous niveau m_F bien défini va ressortir dans une superposition de tous les sous niveaux magnétiques [123]. Or l'énergie magnétique W d'un atome est proportionnelle à m_F :

$$W = \mu_B B g_F m_F, \quad (6.18)$$

$\mu_B = q\hbar/2m_e \sim -9.27 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$ est le magnéton de Bohr et $g_{F_g=4} = 1/4$, le facteur de Landé. Un changement de sous niveau Zeeman va se traduire par un changement d'énergie interne et la conservation de l'énergie totale E_0 va entraîner un changement de vitesse de l'atome et donc une modification du temps d'arrivée pour le troisième rebond. Les spectres ne sont pas réellement élargis, mais chaque spectre correspondant à une transition Δm_F donnée va être légèrement décalé par rapport aux autres. Pour $\Delta m_F = 1$ et un champ de 2 mG, on a $\Delta W/h \sim -0.7 \text{ kHz}$ et la différence de temps d'arrivée $\Delta t = (v_i/g) (\Delta W/E_0)$ est de $\sim -2 \mu\text{s}$, par transition.

6.5.4 Fluctuations du laser créant l'onde évanescente

Des fluctuations de fréquence ou de puissance de ce laser vont simuler un miroir vibrant, et donc créer des bandes latérales qui vont élargir les spectres.

Dans cette expérience, on cherche à sélectionner l'énergie des atomes avec une précision relative : $\Delta E/E_0 = 2\tau/T$, soit $\Delta E/E_0 \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$ pour $\tau = 40 \mu\text{s}$ par exemple. L'énergie moyenne des particules de césium, $E_0/h = Mg z_{P.M.O.}/h$ ($z_{P.M.O.} = 3.3 \text{ mm}$), étant de l'ordre de 10 MHz, des fluctuations à des fréquences supérieures à 10 kHz vont produire des bandes latérales dont l'énergie des ordres ± 1 sont en dehors de la sélection recherchée. En utilisant les relations (5.10), (5.11) et (5.12), dans un domaine de basse fréquence ($\Omega \ll \kappa v_i$) et de faible profondeur de modulation ($\varepsilon \ll Mv_i/\hbar\kappa$), on obtient le poids $a_{\pm 1}$ des premières bandes latérales :

$$a_{\pm 1} = \frac{1}{4} \varepsilon^2 \left(\frac{Mv_i}{\hbar\kappa} \right)^2, \quad (6.19)$$

(Mv_i est de l'ordre de $100 \hbar \kappa$). Pour ne pas être gêné par les fluctuations du laser onde évanescente, nous nous sommes assurés que la stabilité en intensité et fréquence de ce laser est meilleure que 0.1 %. Dans ce cas on a : $a_{\pm 1} < 2.5 \cdot 10^{-3}$.

6.6 Résultats expérimentaux

6.6.1 Pics de diffraction

La figure 6.5 reproduit un signal de diffraction. Elle compte 90 points, moyennés chacun 170 fois, ce qui représente 8 heures d'acquisition.

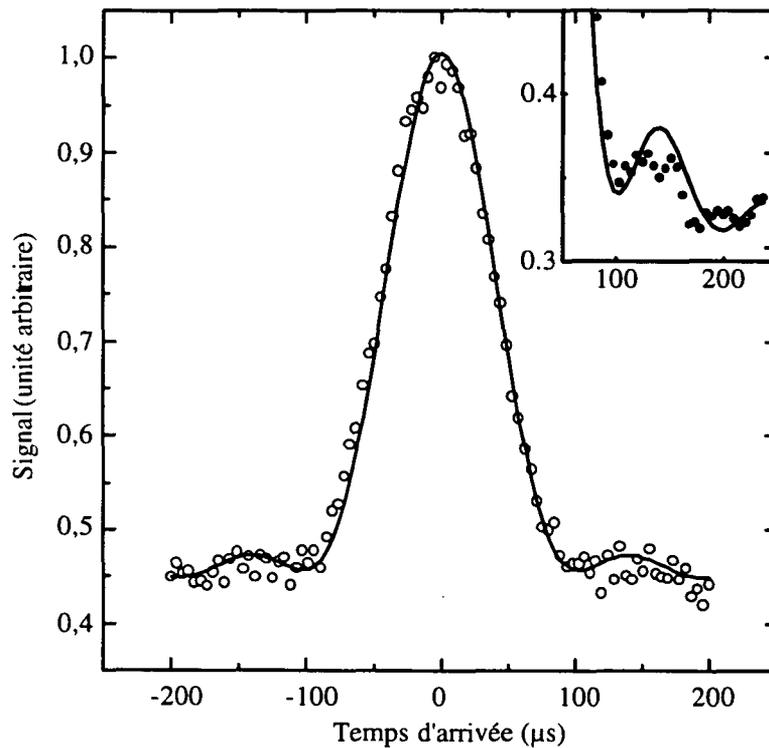


FIG. 6.5 : Pic de diffraction pour $\tau = 30 \mu\text{s}$ il y a 90 points moyennés chacun 170 fois. Lignes continues : calcul numérique du signal de diffraction par la méthode d'intégrale de chemin de Feynman. Encart : acquisition expérimentale séparée d'une aile du signal pour mettre en évidence le premier ordre de diffraction. Cette courbe est moyennée 850 fois (15 heures d'acquisition) et chaque point a été moyenné avec son voisin (c'est la seule courbe de ce mémoire à avoir subi un traitement numérique de ce type).

Les premiers ordres de diffraction sont presque visibles (à l'appréciation du lecteur). La largeur à mi-hauteur ΔT de ce pic est $\sim 94 \mu s$, ce qui est supérieur à la largeur classique attendue de $62 \mu s$. Ces mesures ont été répétées pour différentes valeurs de τ , et nous avons relevé la largeur à mi-hauteur ΔT de ces spectres.

6.6.2 Augmentation de ΔT avec diminution de τ

La figure 6.6 reproduit les mesures de la largeur à mi-hauteur ΔT des pics de diffraction en fonction de τ . Pour $\tau < 40 \mu s$, il y a une nette augmentation de ΔT alors que τ diminue, c'est une preuve d'un effet de diffraction. Il s'agit d'une inégalité de Heisenberg dont les deux variables antagonistes sont deux temps.

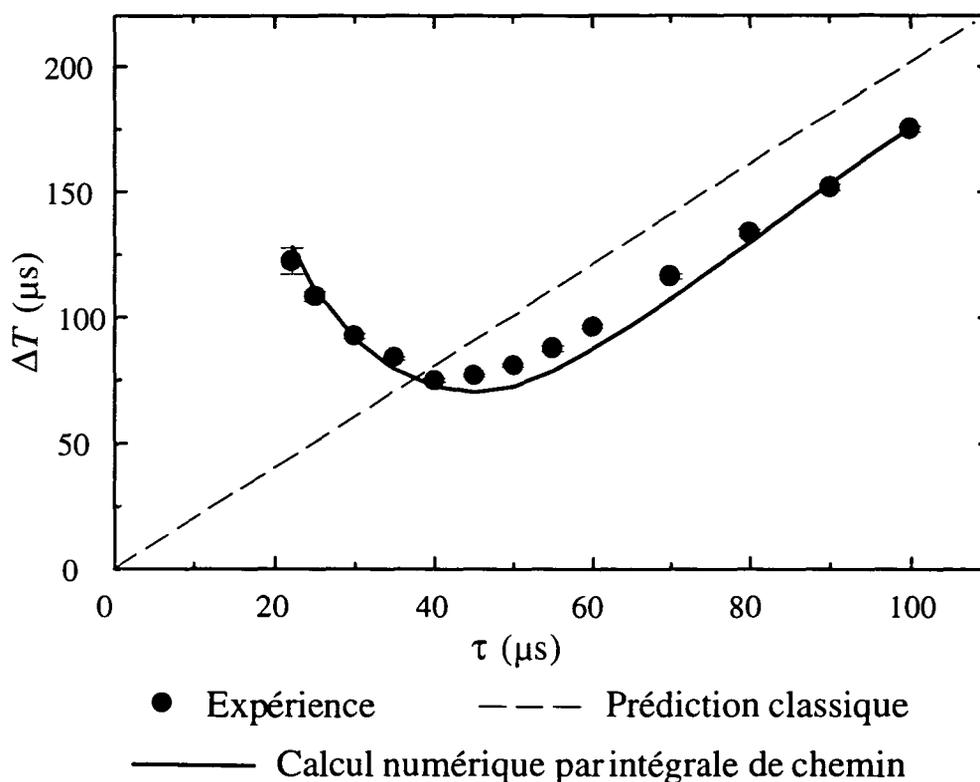


FIG. 6.6 : Largeur à mi-hauteur du pic de temps de vol ΔT en fonction de la durée τ des impulsions. Pour des valeurs de τ inférieures à $40 \mu s$, on constate une nette réaugmentation de ΔT , conséquence directe d'un phénomène de diffraction.

Remarque

Pour des grandes durées de τ la largeur à mi-hauteur est plus petite qu'attendue classiquement. Cet effet est relié au phénomène bien connu de diffraction par un

bord d'écran : quand une onde d'intensité I_0 est diffractée par un demi-plan, la ligne correspondant à l'intensité $I_0/2$ se trouve à l'intérieur de la zone "géométriquement" éclairée⁴ [124].

6.7 Conclusion

Nous avons rapporté ici une observation directe de l'inégalité de Heisenberg en temps énergie (énergie liée aux degrés de liberté externes) pour une particule matérielle.

Au chapitre 3 nous avons vu comment mesurer la densité dans l'espace des phases $\rho(z, v_z)$ selon les axes z, v_z , avec un pulse unique. En effectuant une telle mesure avec une séquence de deux pulses, chacun balayé de manière à quadriller l'espace des phases, une mesure de $\rho(z, v_z)$ serait alors affranchie de l'élargissement instrumental lié au temps de passage dans la sonde. Il se pose alors la question de savoir quelle est la limite de résolution d'une telle analyse. Est-elle technologique, limitée par les défauts de surface du miroir, par exemple? Nous n'avons pas réalisé une telle expérience, mais ce que montrent indirectement les résultats présentés plus haut, c'est que la limite de résolution de cette mesure dans l'espace des phases est précisément la limite de diffraction, les défauts expérimentaux ne devant pas entacher d'imprécision une telle mesure. *A priori*, rien ne limite l'utilisation du miroir comme outil d'analyse dans l'espace des phases de sources atomiques, dégénérées ou non.

Nous nous proposons maintenant de réaliser un interféromètre utilisant le faisceau diffracté, ce qui prouvera, *a posteriori*, son caractère cohérent.

⁴Dans la prédiction classique de la figure 6.6, l'effet de diminution de durée des pulse décrites au §6.2.3 n'a pas été prise en compte. Toutefois la correction est de l'ordre de 1 à 3 μs pour les grandes durées de τ , ce qui est négligeable devant la différence entre les mesures expérimentales et les largeurs classiques (20 μs pour $\tau \sim 70 \mu\text{s}$).

Chapitre 7

Interféromètre à fentes temporelles

Nous présentons ici la mise au point d'un interféromètre utilisant le miroir à atomes. Cela conclut (à l'heure actuelle) nos travaux dans le domaine de l'optique atomique à onde évanescente, et c'est ainsi un des buts à long terme des recherches utilisant le miroir lumineux qui est atteint. Cet interféromètre utilise le faisceau diffracté par une séquence de deux pulses, le deuxième pulse étant remplacé par une double fente ; il s'agit donc d'un interféromètre de type fentes d'Young [125], équivalent temporel d'interféromètres déjà réalisés dans le domaine spatial, avec de l'hélium [126], et du néon [127].

7.1 Introduction

L'interférométrie avec des ondes matérielles est un domaine relativement récent de la physique. Le premier interféromètre pour particules matérielles, a été mis au point en 1953 à partir d'un faisceau d'électrons [128]. A cet interféromètre a succédé un interféromètre à bi-prismes pour neutrons en 1962 [129]. La technologie des interféromètres à neutrons a ensuite évolué vers l'utilisation de monocristaux [130].

Les interféromètres atomiques, qui sont apparus au début des années 90, ont permis de nombreuses mesures : rotations grâce à l'effet Sagnac [131], constantes fondamentales comme \hbar/M_{atome} [132], [133], phase topologique dans un interféromètre de type Stern-Gerlach [134], [135], déplacement lumineux induit par un champ électromagnétique¹ [136], polarisabilité électrique de l'atome de sodium [137], indice de réfraction de plusieurs gaz pour des ondes de matière associées aux atomes de sodium [138], etc...

¹Ce champ peut être très faible : l'expérience [136] est sensible à un photon présent en moyenne dans la cavité micro-onde utilisée.

Des interféromètres ont également été réalisés avec de petites molécules comme l'iode (I_2) [139], ou le sodium (Na_2) [114].

L'interféromètre que nous avons développé se situe dans le cadre de l'interférométrie temporelle, et il est en cela relativement proche des expériences d'interférométrie de type Ramsey-Bordé [140], [141]. Dans ces dernières expériences, un atome est soumis à une succession de pulses lumineux résonnants qui couplent un état atomique initial à une superposition cohérente de différents états internes orthogonaux, les franges d'interférences étant obtenues en mesurant la population des états après le dernier pulse.

D'autres schémas d'interféromètres présentent également des aspects temporels. Il y a des prévisions (faites dans le cadre de la neutronique) qui montrent qu'il est possible d'observer des interférences dans un interféromètre de type Mach-Zender, dans lequel on introduit dans chacun des bras un obturateur. Les périodes d'ouverture de ces deux obturateurs sont choisies de telle sorte qu'à aucun moment les deux bras de l'interféromètre ne sont simultanément passants [142], [143]. Des effets de diffraction temporelle par les obturateurs sont à l'origine de l'apparition des franges d'interférence attendues. Une expérience d'optique photonique réalisée en 1972 [144] a partiellement démontré cette propriété en observant des interférences dans une configuration proche (la démonstration n'est que partielle car la coupure des faisceaux lumineux effectuée par des modulateurs électrooptiques n'était pas parfaite).

Dans la section 7.2, le schéma de principe de notre interféromètre est exposé. Après avoir présenté les principaux résultats expérimentaux §7.3, nous passons brièvement en revue les causes de perte de contraste ; la détectivité de cet interféromètre vis à vis de plusieurs phénomènes physiques fondamentaux est ensuite analysée §7.4, §7.5.

7.2 Fentes d'Young temporelles

7.2.1 Principe

Le principe de cet interféromètre, figure 7.1, consiste à dédoubler la seconde fente de diffraction (§figure 6.1) en deux fentes (pulses P_{2a} et P_{2b}), suffisamment proches pour que les cônes de diffraction se recouvrent, exactement comme dans une expérience de fentes d'Young.

Dans la classification des interféromètres, il s'agit donc d'un interféromètre

basé sur les degrés de libertés externes de la particule, contrairement aux interféromètres dont les deux chemins (ou plus si nécessaire) qui conduisent à un même état final sont différenciés par l'état interne de la particule (ce qui peut d'ailleurs s'accompagner d'une séparation spatiale due au recul lors de l'absorption du photon utilisé pour le changement d'état). Notre interféromètre a cette particularité de faire interférer deux paquets d'ondes qui sont passés à un même endroit mais à des instants différents, et ce, sans changement d'état interne.

On peut concevoir une configuration qui serait assez proche de cet interféromètre en optique photonique [145] : on effectue une première séparation d'un faisceau lumineux par un milieu matériel dispersif, puis on recombine ce faisceau à l'aide d'un second milieu dispersif dont la dérivée de l'indice a un signe opposée à celle du premier milieu.

7.2.2 Calcul des interférogrammes

Le calcul des interférogrammes s'effectue en sommant les amplitudes de probabilité sur le pulse intermédiaire, en prenant en compte la possibilité de passer par l'une ou l'autre des fentes (P_{2a}) et (P_{2b}), figure (7.1, a). L'amplitude de probabilité $\bar{A}(t_i, t_f)$ pour aller d'un instant t_i (en $z_i = 0$) à un instant t_f (en $z_f = 0$) est donnée par :

$$\bar{A}(t_i, t_f) = \int_{P_{2a}} A(t_i, t_r) A(t_r, t_f) dt_r + \int_{P_{2b}} A(t_i, t'_r) A(t'_r, t_f) dt'_r, \quad (7.1)$$

avec (eq. 6.10) :

$$A(t_a, t_b) \propto \exp \left[\frac{iMg^2 (t_a - t_b)^3}{24\hbar} \right] = \exp \left[i\alpha^3 (t_a - t_b)^3 \right], \quad (7.2)$$

et :

$$\alpha = \left(\frac{Mg^2}{24\hbar} \right)^{1/3} \simeq 2.0 \text{ kHz}. \quad (7.3)$$

L'intensité $S(t_f)$ du signal final en $z = 0$ a alors pour expression :

$$S(t_f) = \int_{\text{fente source}} \left| \bar{A}(t_i, t_f) \right|^2 dt_i. \quad (7.4)$$

La comparaison avec les signaux expérimentaux se fait ensuite en prenant la convolution de $S(t_f)$ par une fonction porte de durée τ .

7.2.3 Interfrange

En faisant l'approximation de fentes infiniment fines, le calcul de l'interfrange est simple. Par exemple dans le cas d'interférences données par des fentes d'Young

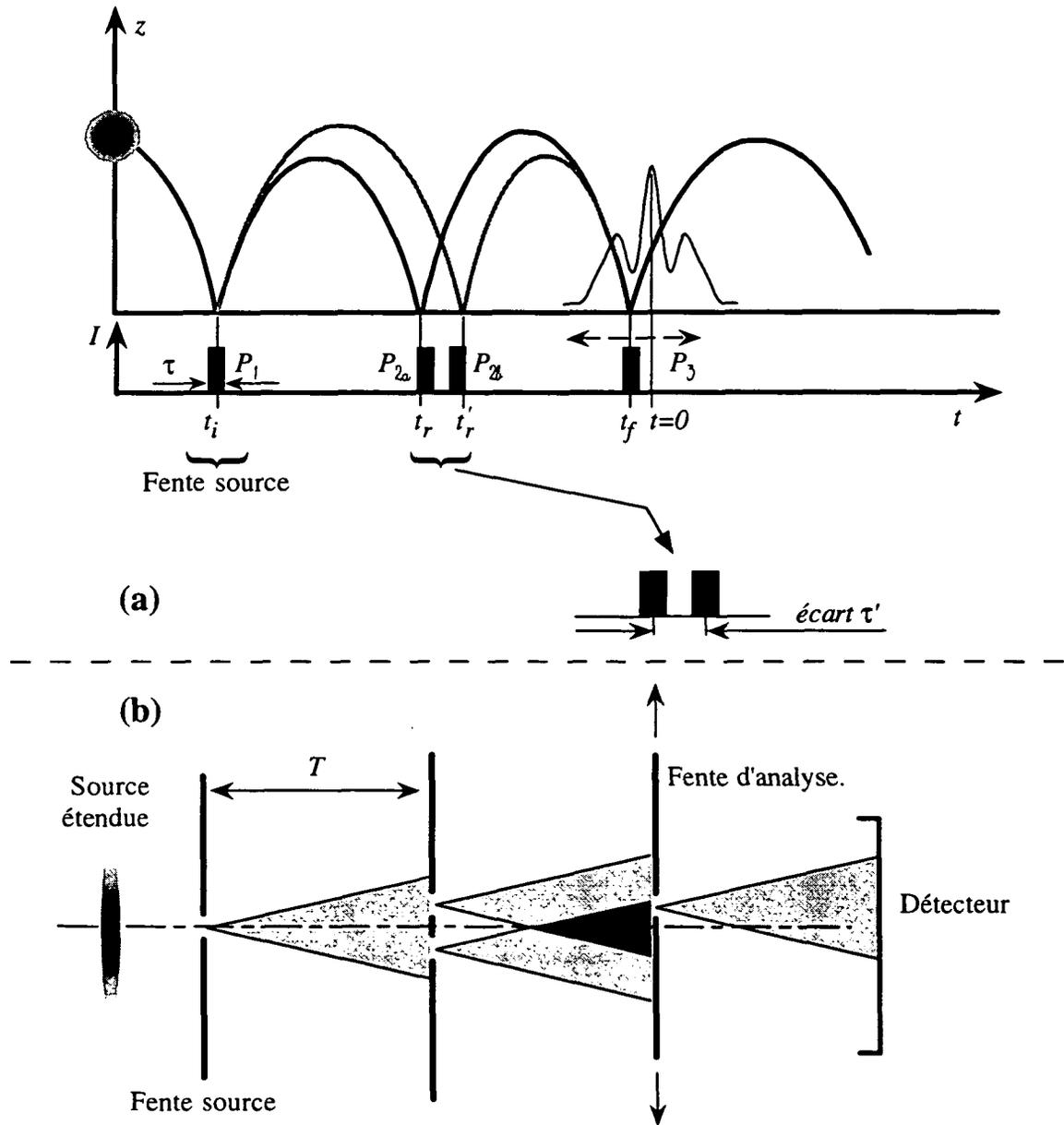


FIG. 7.1 : Principe de l'interféromètre. (a) Le second pulse est dédoublé. On a tracé deux trajectoires (dans le sens de chemin quantique) qui aboutissent à un même état final. L'origine des temps a été pris pour la position centrale de P_3 , située à $2T$ de P_1 . (b) Equivalent spatial : dans la zone de recouvrement des faisceaux diffractés, on s'attend à des phénomènes d'interférence.

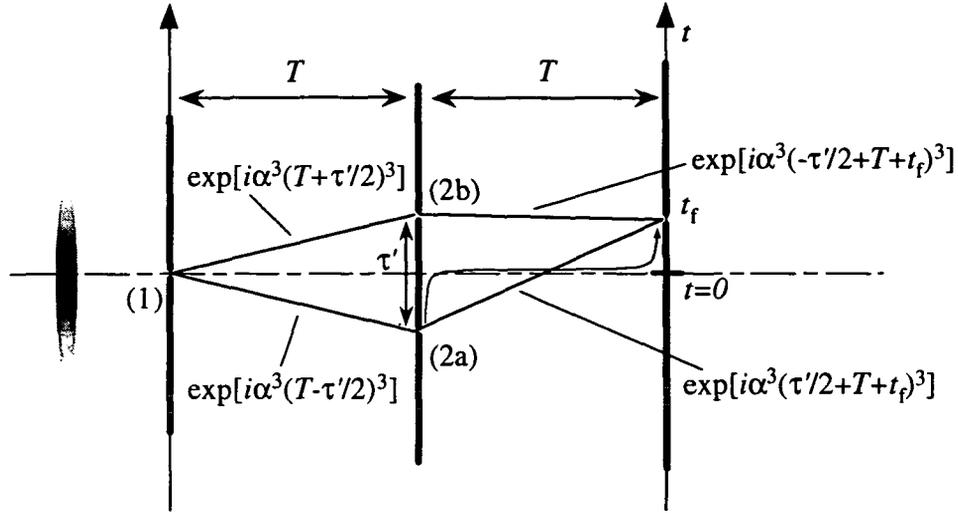


FIG. 7.2 : Phase associée à chaque "portion" de chemin.

dans le domaine spatial, séparées d'une distance a , et observées sur un écran situé à une distance Δ des fentes, l'interfrange i vaut simplement :

$$i = \lambda \frac{\Delta}{a}, \quad (7.5)$$

où λ représente la longueur d'onde (optique ou de de Broglie) des ondes considérées.

Dans le cas de la configuration temporelle de la figure 7.1, toujours dans l'approximation de fentes infiniment fines, localisées en $t_i = -2T$ pour P_1 et en $-T \pm \tau'/2$ pour $P_{2a/b}$, la relation (7.1) prend alors simplement la forme (figure 7.2) :

$$\bar{A}(-2T, t_f) \propto \bar{A}_{2a}(t_f) + \bar{A}_{2b}(t_f), \quad (7.6)$$

avec :

$$\bar{A}_{2a}(t_f) = \exp \left[\alpha^3 \left(T - \frac{1}{2} \tau' \right)^3 \right] \exp \left[i \alpha^3 \left(\frac{1}{2} \tau' + T + t_f \right)^3 \right], \quad (7.7)$$

et :

$$\bar{A}_{2b}(t_f) = \exp \left[\alpha^3 \left(T + \frac{1}{2} \tau' \right)^3 \right] \exp \left[i \alpha^3 \left(-\frac{1}{2} \tau' + T + t_f \right)^3 \right]. \quad (7.8)$$

Après un calcul simple, on obtient l'intensité du signal en t_f :

$$|\bar{A}(-2T, t_f)|^2 \propto \cos^2 \left[\frac{3}{2} \alpha^3 \tau' t_f^2 + 3 \alpha^3 T \tau' t_f \right]. \quad (7.9)$$

Comme l'on pouvait s'y attendre, vues les symétries de la figure 7.2, il y a une frange brillante en $t_f = 0$. De (7.9) on déduit, dans l'approximation où $\tau' \ll T$,

l'interfrange i (homogène à un temps) :

$$i = \frac{4h}{Mg^2\tau'T}, \quad (7.10)$$

qui peut être réexprimé en fonction de l'énergie totale E_0 :

$$i = \frac{1}{2} \frac{h}{E_0} \frac{T}{\tau'}. \quad (7.11)$$

A.N. Pour $\tau' = 40 \mu\text{s}$, $i = 62.5 \mu\text{s}$.

Remarque

La transposition du domaine spatial au domaine temporel se fait sans difficulté. A partir de (7.5), on retrouve (7.11), à un facteur 1/2 près, en faisant les correspondances suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta &\iff T \\ a &\iff \tau' \\ h/p &\iff h/E_0 \end{aligned} \quad (7.12)$$

7.3 Résultats expérimentaux

7.3.1 Séquence et choix des paramètres

Pour que les franges d'interférences soient bien résolues, il faut choisir des fentes temporelles les plus étroites possibles. La valeur τ des pulses a été fixée à $25 \mu\text{s}$ correspondant à une largeur pour chaque cône de diffraction ΔT de l'ordre de $110 \mu\text{s}$ (figure 6.6) ; par ailleurs nous avons fait varier τ' de 35 à $60 \mu\text{s}$ (les paramètres τ et τ' sont des temps dont la valeur est simplement fixée par le programme informatique gérant l'expérience, il est donc immédiat d'en changer la valeur, c'est là un avantage des fentes temporelles sur les fentes spatiales gravées sur un masque matériel). Enfin, comme pour les expériences de diffraction, l'analyse se fait par un troisième pulse que l'on balaye.

Interférogrammes

Les spectres expérimentaux sont reproduits dans la figure 7.3. Ils sont comparés avec la prédiction théorique fondée sur le calcul par intégrale de chemin (7.4). Il apparaît en particulier une structure centrale qui ne peut s'expliquer qu'interférométriquement.

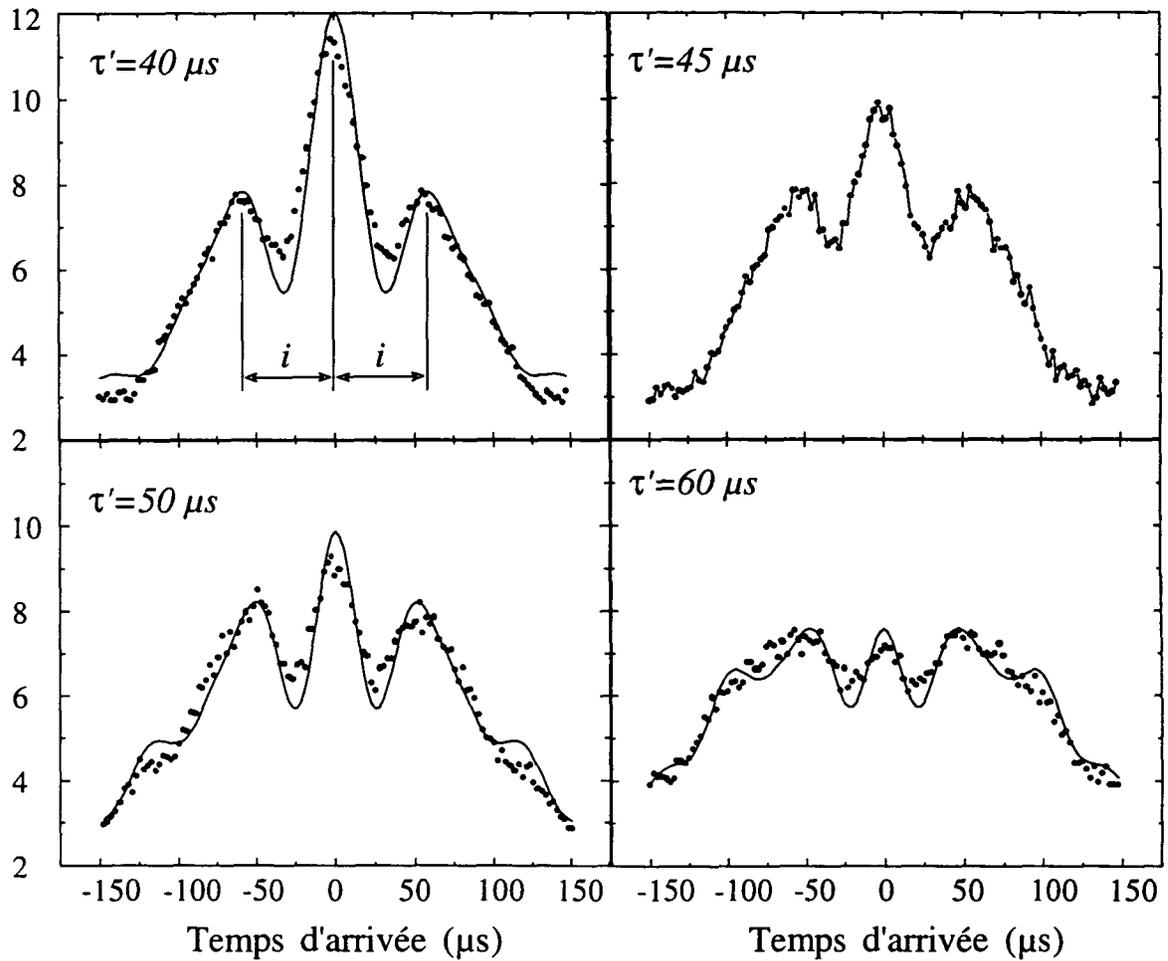


FIG. 7.3 : Interférogrammes pour différentes valeurs de τ' . Les points correspondent aux données expérimentales, et les lignes continues aux résultats du calcul par intégrale de chemin, excepté pour $\tau' = 45 \mu\text{s}$ où seules les données expérimentales ont été représentées.

Remarques

- L'interfrange mesuré est en bon accord avec la prédiction (7.11) ; pour $\tau' = 40 \mu\text{s}$, on mesure $i \sim 58 \pm 2 \mu\text{s}$.
- La durée des pulses "vus par les atomes" est légèrement plus courte que la durée τ pendant laquelle l'onde évanescente est allumée (§6.2.3) ; la largeur des fentes n'est donc pas parfaitement définie. En revanche, leur séparation τ' est très bien contrôlée.
- Comme pour les expériences de diffraction, il n'y a pas simplement les quatre pulses $P_1, P_{2a/2b}, P_3$, mais trois trains de pulses, non représentés sur la figure 7.1, (le deuxième train étant composé d'une série de doubles pulses, chaque double pulse étant séparé du précédent de $T_{sep} = 400 \mu\text{s}$). A chaque cycle expérimental, ce n'est donc pas un, mais une cinquantaine d'interféromètres qui sont réalisés. Les interférogrammes respectifs sont sommés de manière incohérente comme pour les expériences de diffraction, et tout se passe comme si il n'y avait qu'un seul interféromètre.
- Les courbes de la figure 7.3 sont moyennées de 50 à 150 fois. Chaque courbe compte 120 points et représente donc de 6000 à 18000 cycles expérimentaux, soit un temps d'acquisition de plus de 8 heures (le temps de cycle de l'expérience est de 1.65 s). Le dispositif expérimental compte six lasers, tous asservis à une fréquence bien déterminée. Pour mener à bien des acquisitions aussi longues, nous avons mis au point un système informatique de gestion des lasers. Ce système est capable de détecter une anomalie de fonctionnement du système laser et d'y remédier. Il peut par exemple ramener et verrouiller un laser sur la raie atomique de référence, après une défaillance de l'asservissement électronique (voir B.1).

7.3.2 Déphasage d'un bras par rapport à l'autre

Il est possible d'introduire un déphasage dans un des bras de l'interféromètre, par modification de l'intensité d'un des deux pulses intermédiaires (figure 7.4). Modifier l'intensité d'un pulse change la position du point de rebroussement classique, et donc la différence de marche. La différence d'altitude Δz_0 du miroir pour deux intensités I_{2a} et I_{2b} est donnée par :

$$\Delta z_0 = \frac{1}{2\kappa} \ln \frac{I_{2a}}{I_{2b}}, \quad (7.13)$$

et la différence de marche est 2 fois la différence de hauteur Δz_0 , (il y a l'aller et le retour).

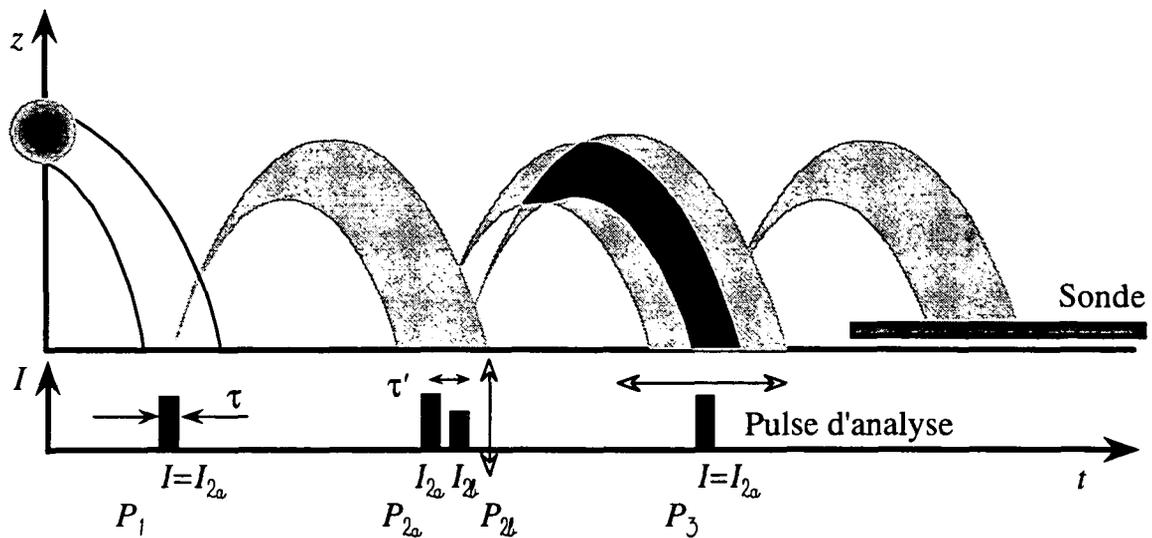


FIG. 7.4 : Par réduction de l'intensité d'un pulse par rapport à l'autre, on change la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre.

Déphasage de π

Au niveau du miroir, la longueur d'onde de de Broglie $\lambda_{dB} = h/p_i = 2h/MgT$ est de l'ordre de 12 nm. On induit un déphasage de π pour un changement $\Delta z_0 = \lambda_{dB}/4$, ce qui correspond à $\delta I/I = 0.03$. On a représenté sur la figure 7.5 deux interférogrammes obtenus pour une séparation de $40 \mu s$, toujours par balayage du troisième pulse. Pour (7.5, a), les deux intensités I_{2a} et I_{2b} de P_{2a} et P_{2b} sont égales, alors que l'on a choisi $I_{2b} = 0.970I_{2a}$ pour la figure (7.5, b) ; les intensités de toutes les autres impulsions sont conservées constantes, égales à I_{2a} . Lorsque l'on effectue cette réduction, la frange brillante en $t_f = 0$ devient une frange sombre.

Déphasage continu

Nous avons ensuite fixé la position temporelle du troisième pulse pour pointer le sommet de la frange brillante (en $t_f = 0$), puis nous avons balayé l'intensité de P_{2b} . Le signal obtenu est reproduit figure 7.6. On observe le "défilement" des franges : la frange brillante devient alternativement sombre et brillante. *Par balayage continu de l'intensité de P_{2b} , nous exerçons ainsi un contrôle interférométrique de l'approche des atomes vers la surface.*

Remarque

Lors de ces expériences, l'intensité du laser onde évanescente est contrôlée à mieux que 0.1 %.

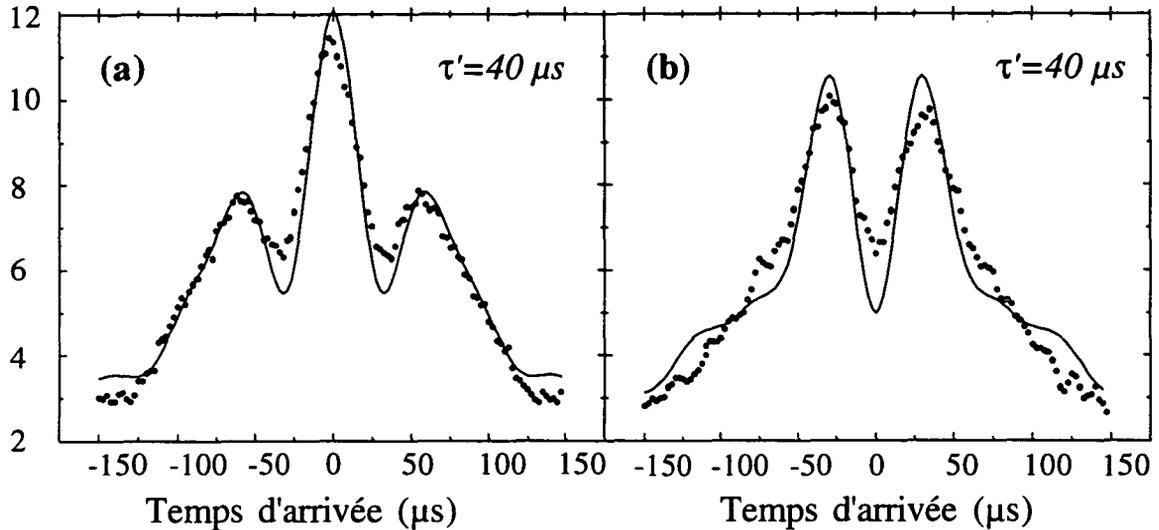


FIG. 7.5 : Comparaison entre deux interférogrammes de même séparation $\tau' = 40 \mu s$. (a) L'intensité de P_{2a} est prise égale à celle de P_{2b} . (b) L'intensité I_{2b} de P_{2b} a été réduite de 3.0 % par rapport à l'intensité I_{2a} de P_{2a} .

7.4 Pertes de contraste

7.4.1 Champ magnétique

L'influence d'un champ magnétique résiduel B va réduire le contraste des franges par un mécanisme similaire à celui décrit dans la section 6.5.3 : un changement de sous niveaux Zeeman change l'énergie interne de l'atome, et par conservation de l'énergie totale, son énergie cinétique. Il n'y a pas destruction des effets d'interférences, mais chaque profil d'interférence correspondant à une transition Δm_F va être décalé ; le décalage est le même que celui donné dans la section 6.5.3 : $\Delta t \sim \pm 2 \mu s$ pour $\Delta m_F = \pm 1$ et pour un champ résiduel de 2 mG. C'est probablement cet effet qui est la cause principale de réduction du contraste des courbes de la figure 7.3.

7.4.2 Non recouvrement des paquets atomiques (temps de cohérence)

Peut-on expliquer le brouillage des franges d'interférences de la figure 7.6 par un non recouvrement des paquets d'ondes atomiques au niveau du pulse P_3 , causé par la différence de hauteur de P_{2a} et P_{2b} ? La réponse est négative. En effet, après

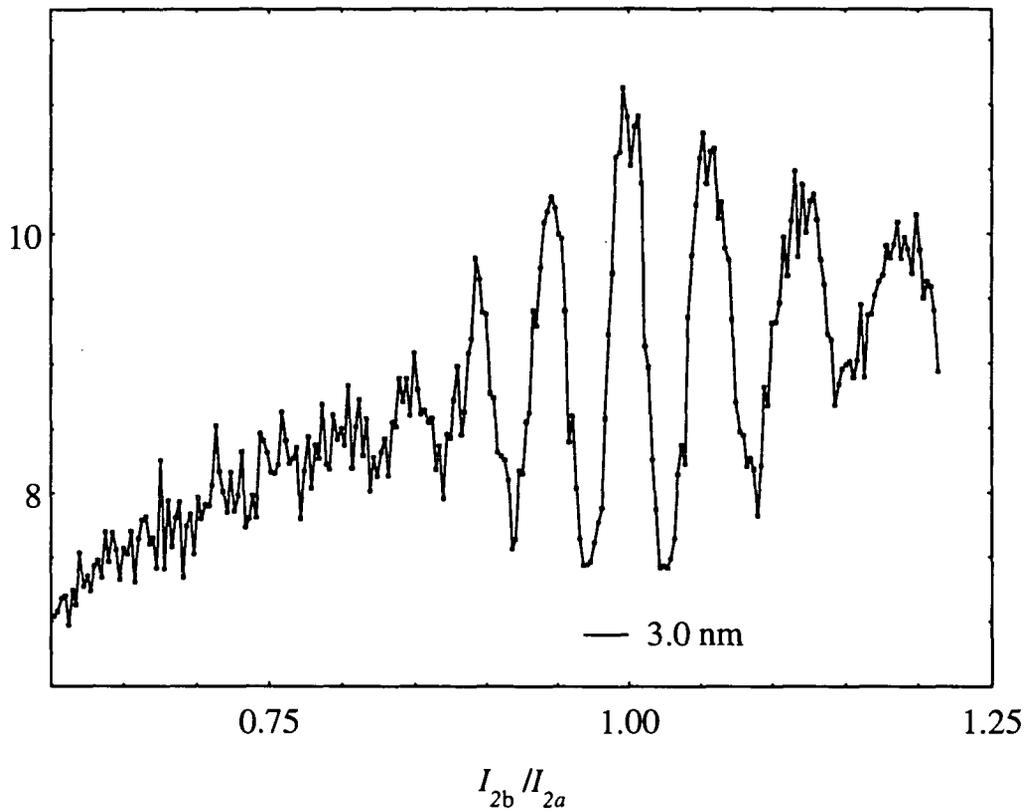


FIG. 7.6 : Défilement de la frange centrale en fonction de l'intensité I_{2b} du second pulse P_{2b} . La calibration des pulses en intensité est meilleure que 10^{-3} . Bien que la différence des distances d'approche Δz_0 ne varie pas vraiment linéairement avec I_{2b}/I_{2a} , la variation de δI_{2b} (au voisinage de $I_{2b}/I_{2a} = 1$) correspondant à un écart de 3 nm a été reportée sur ce graphique. (Cette courbe a été moyennée 50 fois, et 240 des 300 points acquis sont représentés ici).

diffraction par une série de deux pulses (§chapitre 6), la dispersion en énergie est $\Delta E_{Qu} \simeq h/\tau$ (eq. 6.6), on en déduit la dispersion des temps d'arrivée τ_{coh} au niveau de P_3 , qui correspond à la taille des cônes de diffraction : $\tau_{coh}/T = \Delta E_{Qu}/(2E_0)$. Soit :

$$\tau_{coh} = \frac{4h}{Mg^2\tau T} \sim 100 \mu s \text{ pour } \tau \sim 25 \mu s. \quad (7.14)$$

Ce temps peut s'interpréter comme le temps de cohérence du faisceau diffracté. En changeant la hauteur relative des pulses Δz_0 , on va modifier le temps d'arrivée du faisceau diffracté par P_{2b} d'une quantité $2\Delta z_0/v_i$, où v_i est la vitesse atomique incidente. Les franges d'interférence vont disparaître lorsque ce dernier temps sera supérieur à τ_{coh} , c'est à dire pour :

$$\Delta z_0 \geq \frac{1}{2} \lambda_{dB} \frac{T}{\tau} \sim 500 \lambda_{dB}. \quad (7.15)$$

Le nombre de franges potentiellement visibles avant que la limitation par la cohérence due à la valeur non nulle de τ n'entre en jeu est de l'ordre du millier.

7.4.3 Déformation du miroir par les Forces de van der Waals

Sur la figure 7.6, 6 franges sont visibles, et on constate une diminution de contraste à la fois à haute et à basse intensité I_{2b} . Il y a plusieurs causes à cela ; la première qui vient à l'esprit, au moins pour expliquer la perte de contraste à petite intensité, est que nous ne travaillons pas à nombre d'atomes constant : le diamètre D du miroir diminue avec I_{2b} (eq. 1.21). Cependant cette explication n'est que partielle : pour une intensité I_{2b} variant entre $0.6I_{2a}$ et $0.8I_{2a}$, le signal mesuré après P_3 varie également, ce qui signifie qu'il reste des atomes rebondissant sur P_{2b} . En revanche, il n'y a aucune frange visible dans cette partie de la courbe. Une autre cause de brouillage plus sévère provient des déformations du miroir induites par les interactions atome-surface. En présence du potentiel de van der Waals, la variation Δz_0 de la position du point de rebroussement classique n'est plus une fonction de la seule quantité I_{2a}/I_{2b} ; Δz_0 dépend également de la position transverse des atomes, une variation de I_{2b} ne correspond plus à une translation globale du miroir, mais également à une déformation de celui-ci. Le potentiel réfléchissant étant donné par :

$$U(x, y, z) = U_0 \exp(-2\kappa z) \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right) - \frac{u}{(\kappa z)^3}, \quad (7.16)$$

une variation $\delta I_{2b} \ll I_{2a}$ provoque un déplacement $\delta z_0(r)$ du point de rebroussement :

$$2\kappa\delta z_0(r) = \frac{\delta I_{2b}}{I_{2b}} \frac{1}{1 - \frac{3}{2}(u/U_0)(\kappa z_0)^{-4} \exp(2\kappa z_0 + 2r^2/w^2)}. \quad (7.17)$$

Pour $u = 0$, on retrouve bien la formule (7.13). Pour $u \neq 0$, la déformation du miroir devient importante si $|\delta z_0(D/2) - \delta z_0(0)| \geq \lambda_{dB}/4$ puisque dans ces

conditions, un atome rebondissant au centre de la tache réfléchissante et un atome rebondissant au bord de cette tache accumuleront des déphasages différents de plus que π . Pour nos valeurs expérimentales, on trouve que cette condition limite les $\delta I_{2b}/I_{2a}$ utiles à des valeurs de l'ordre de 20 %.

Mesures des forces de van der Waals

Les interactions atome-surface ont été mesurées par déflexion d'un jet atomique passant au voisinage d'une paroi [146], et des corrections liées à des effets de temps fini de la propagation des champs électromagnétiques [147] ont même pu être mis en évidence [148].

Une onde évanescente est un système bien adapté à l'étude de ces forces [149], et récemment une mesure de ces interactions a été effectuée avec un miroir lumineux [150]. L'interféromètre présenté plus haut devrait fournir un outil d'analyse quantitatif. L'étude de ces forces pourrait être effectuée avec un miroir plan ("col infini") et une polarisation de l'onde évanescente perpendiculaire au plan d'incidence assurant ainsi un potentiel indépendant du sous niveau magnétique m_F (§1.3). Le nombre de franges observables devrait alors être bien supérieur (~ 20 , limité par la condition de rebond (1.22)) car le miroir plan ne se déformera plus avec I_{2b} . Par mesure de l'écart entre la position mesurée des franges et la prédiction (7.13), obtenue en négligeant le potentiel de van der Waals, on devrait alors en déduire une valeur précise de u , et éventuellement être sensible à des corrections liées aux effets retard.

7.5 Accélération

7.5.1 Vibrations mécaniques

Il y a sur le dispositif expérimental de nombreuses causes de perturbations mécaniques ou phoniques : obturateurs mécaniques des lasers, climatisation de la pièce, obturateur du P.M., etc... Des vibrations mécaniques importantes risquent de brouiller les franges d'interférence. On peut toutefois remarquer que seules les vibrations lors du second rebond (c'est à dire pour les fentes) sont gênantes. Lors du premier ou du troisième rebond, la perturbation causée par un déplacement du miroir n'a pas de conséquence, comme c'était déjà le cas pour une émission spontanée dans l'O.E. Par contre une différence de hauteur du miroir entre les doubles fentes (P_{2a} et P_{2b}), liée à des vibrations, va introduire un déphasage aléatoire. Pour que ces vibrations ne détruisent pas les franges d'interférences, il faut que le déplacement du miroir soit faible devant λ_{dB} pendant un temps de l'ordre de la

séparation des fentes ; il faut donc que la vitesse du miroir v_m vérifie :

$$v_m \ll \frac{\lambda_{dB}}{\tau'} \quad (7.18)$$

Pour $\tau' = 50 \mu\text{s}$, on trouve $v_m \ll 250 \mu\text{m/s}$. Cela signifie, que pour une fréquence de vibration dans le domaine acoustique de 400 Hz par exemple, les amplitudes de vibration du miroir doivent être très petite devant 100 nm. Cette condition est encore plus drastique pour l'interféromètre utilisant la modulation de phase (§5.5, figure 5.10, a). La séparation τ' entre les deux pulses intermédiaires, (si l'on utilise la porteuse et une première bande latérale), est de $\sim 2.5 \text{ ms}$, pour une modulation de 1.0 MHz. Il faut alors $v_m \ll 5 \mu\text{m/s}$, soit à 400 Hz, une amplitude de déplacement très inférieure à 2 nm.

Avec un interféromètre sensible, fabrication d'un référentiel inertiel

Les vibrations seraient elles une réelle difficulté avec un interféromètre très sensible? Le miroir est en fait bien adapté pour résoudre ce genre de problèmes. En effet, en mesurant l'accélération $a_m(t)$ du prisme guidant l'onde évanescente, par un accéléromètre fixé à celui-ci, on pourrait compenser les déplacements du miroir provoqués par du bruit mécanique en donnant au miroir lumineux une accélération opposée à celle mesurée : $-a_m(t)$. Il "suffit" pour cela de faire varier l'intensité de l'O.E. de la manière suivante :

$$I(t) = I_0 F(t) \exp \left[-2\xi\kappa \int_0^t \left(\int_0^{t'} a_m(t'') dt'' \right) dt' \right], \quad (7.19)$$

où ξ est un paramètre ajustable, sans dimension, servant à calibrer la rétroaction, et $F(t)$ est la séquence de pulses que l'on désire étudier². Une telle rétroaction est un moyen simple de fabriquer un référentiel inertiel pour des atomes.

7.5.2 Mesures de g

Avec des neutrons

Plusieurs interféromètres (à ondes matérielles) ont permis des mesures de l'accélération de la pesanteur g . Une première mesure de cette constante a été effectuée par rotation d'un interféromètre neutronique à monocristal [151], [152]. La phase $\tilde{\phi}$ des franges est donnée pour ce dispositif par :

$$\tilde{\phi} = -2\pi \frac{gSM_{neutron}^2 \lambda_{dB}}{h^2} \sin \varphi, \quad (7.20)$$

où S est la surface recouverte par l'interféromètre, et φ l'angle entre le plan de l'interféromètre et le plan horizontal. L'avantage de cet interféromètre est de donner une valeur absolue pour g .

²Un signal tel que celui donné par (7.19) n'est pas très difficile à synthétiser, les opérations de multiplication et d'intégration étant très simples en électronique.

Avec des atomes

Avec des atomes, un interféromètre sensible à des variations relatives de g de l'ordre de 10^{-6} a été réalisé à Stanford [153]. Pour qu'un interféromètre soit sensible à de petites variations de g , il faut avoir recours à une configuration dissymétrique. L'interféromètre à fentes d'Young temporelle que nous avons réalisé, par exemple, n'est pas très sensible à de telles variations. En effet, d'après (7.9), quelle que soit la modification de g , la frange centrale brillante (en $t_f = 0$) ne se déplace pas ; seul l'interfrange est modifié. Par contre, l'interféromètre dissymétrique utilisant la modulation de phase (figure 5.10, b) serait un outil très sensible à des variations δg de g . L'amplitude de propagation $\bar{A}(t_i, t_f = 2T + t_i)$ pour cet interféromètre est donné par :

$$\bar{A}(t_i, t_f = 2T + t_i) \propto e^{i\alpha^3 T^3} e^{i\varphi_1} e^{i\alpha^3 T^3} + e^{i\alpha^3 (2T)^3}, \quad (7.21)$$

où $e^{i\varphi_1}$ est un terme de déphasage constant entre les deux termes, comprenant par exemple la phase accumulée lors du rebond intermédiaire du chemin de plus basse énergie. On obtient alors une intensité :

$$|\bar{A}(t_i, t_f = 2T + t_i)|^2 \propto \cos^2 (3\alpha^3 T^3 - \varphi_1/2). \quad (7.22)$$

Utilisant la relation (7.22), on constate qu'un décalage d'une frange correspond à une variation :

$$\delta g = \frac{4h}{MgT^3}, \quad (7.23)$$

soit pour $T = 50$ ms, $\delta g = 10^{-6}g$.

7.6 Conclusion

Ces expériences représentent la première mise en évidence d'une conservation de cohérence de l'onde de de Broglie atomique lors d'un rebond sur un miroir à onde évanescente. Ces résultats sont complémentaires d'expériences où la conservation de la cohérence des états internes atomiques a été démontrée pour des atomes piégés dans des nappes de lumière [26]. La conservation de cette cohérence ouvre la voie à la mise au point de cavités Fabry Perrot utilisant des miroir atomiques.

L'interféromètre à fentes d'Young que nous avons présenté devrait pouvoir être utile dans des mesures d'interaction atome-surface. Il a une séparation assez faible qui le rend peu sensible à des effets de vibrations mécaniques, sans pour autant réduire sa sensibilité dans la mesure de ces interactions (dans le cas précis de cette expérience, la quantité qui donne la résolution est λ_{dB} , et non τ').

Enfin, notre interféromètre devrait permettre de réaliser des expériences de type "Welcher Weg", dans lesquelles on étudie la variation du contraste d'interférogrammes lorsque l'on cherche à détecter le chemin suivi par les particules susceptibles d'interférer. La détection du chemin suivi dans le cas présent pourrait se faire par exemple par une "mesure non destructive" dans laquelle on

détecte la variation de la phase de l'onde évanescente, associée au passage de l'atome [154], [155], [156].

Atomic Wave Diffraction and Interference Using Temporal Slits

Atomic Wave Diffraction and Interference Using Temporal Slits

Pascal Szriftgiser, David Guéry-Odelin, Markus Arndt, and Jean Dalibard

Laboratoire Kastler Brossel, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France*

(Received 26 February 1996)

We measure the energy distribution of a slow Cesium atomic beam when it is chopped into a short pulse and we find results which agree well with the time-energy uncertainty principle. The chopper consists in an atomic mirror formed by a laser evanescent wave whose intensity is pulsed. We use the temporally diffracted beam to design a Young-slit-type interferometer, in which the interfering paths consist of atomic trajectories bouncing at two different times on the mirror. By changing the mirror intensity, we can scan the atomic phase difference between the two arms. [S0031-9007(96)00519-4]

PACS numbers: 03.75.Dg, 32.80.Pj, 42.50.Vk

When a beam of particles with a well defined energy is chopped into a short pulse, the outgoing energy distribution is broadened according to the time-energy uncertainty relation. This effect is very well known for photons, and it is at the basis of spectroscopy with ultrashort pulses of light. For matter waves, the phenomenon of diffraction by a time slit has been studied theoretically by several authors [1]. Its observation constitutes a test of time-dependent quantum mechanics, while usual diffraction phenomena can be described using the stationary formulation of the Schrödinger equation.

We report here the observation of this temporal diffraction effect for de Broglie atomic waves, and we show that our results are in good agreement with the quantum mechanics prediction. We also use the coherence of the diffracted pulse to realize a Young interferometer using temporal slits. This interferometer is a very flexible device in which the temporal positions of the diffracting slits can be adjusted freely by programming the desired sequence. It corresponds to a "de Broglie interferometer," in which the internal atomic state is the same in the two paths [2,3]. This has to be contrasted with "atomic states interferometers" such that the interfering paths involve two orthogonal internal states α and β , and where the beam splitters usually consist of a resonant interaction between the α - β transition [4]. As we show below, our experimental scheme involves atoms approaching close to a dielectric surface, and this interferometer can provide an efficient way to measure the resulting van der Waals interaction.

Our source is a magneto-optical trap (MOT) of cesium atoms. It is released at time $t = 0$ above an atomic mirror formed with an evanescent laser wave propagating at the surface of a dielectric [5]. The laser wave can be turned off on the microsecond scale, in which case the atoms stick to the dielectric surface instead of bouncing elastically. We first select atoms with a well defined total (kinetic + potential) energy using a sequence of two bounces (Fig. 1), generated by chopping the atomic mirror *on* for two short pulses P_1 and P_2 ; these pulses are, respectively, centered at time $T = 25$ ms and $3T$, with a variable width τ . From classical mechanics, one would expect

after P_2 a triangular energy distribution centered on $E_0 = mg^2T^2/2 = 10h$ MHz (m is the atomic mass and $g = 9.81$ m/s²), with a full width at half maximum (FWHM) $\Delta E_{cl} = E_0\tau/T$. This prediction has to be compared with the typical width $\Delta E_{Qu} = h/\tau$ of the sinc-shape energy distribution obtained after the diffraction of a monoenergetic beam by the pulse P_2 . The range at which diffraction phenomena become predominant corresponds to $\Delta E_{Qu} \geq \Delta E_{cl}$, leading to $\tau \leq 50$ μ s.

The energy distribution after P_2 is determined by a time-of-flight technique, by measuring the number of atoms bouncing on a third pulse P_3 , whose temporal position is scanned around $5T$. The width of P_3 is also τ , so that the broadening of the energy distribution in the measurement process remains small.

The major part of our experimental setup has been described elsewhere [6]. It consists of a double cell vacuum system, in which atoms are first captured in a MOT located in the upper part [7]. The Cs vapor pressure in the upper cell is relatively high (6×10^{-8} mbar) which allows us to capture $\sim 10^8$ atoms in 1 s. These atoms are released, and they fall into the lower cell, located 70 cm below, where the pressure is much lower (3×10^{-9} mbar). They are recaptured in a second MOT, located 3 mm above the

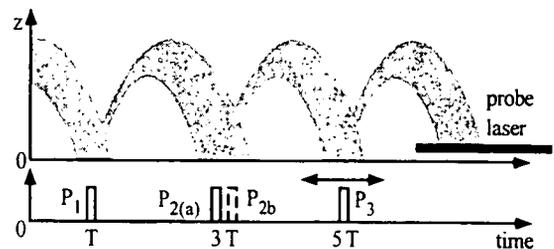


FIG. 1. A cold atomic cloud is released above a mirror formed by an evanescent laser wave. This mirror intensity I is chopped for two short pulses P_1 and P_2 . The energy distribution is probed using a time-of-flight method, by measuring the number of atoms bouncing on a third pulse P_3 whose temporal position is scanned. By replacing P_2 by two pulses P_{2a} and P_{2b} (dashed line), we realize the temporal equivalent of a Young slit interferometer.

dielectric prism used for the atomic mirror. The transfer efficiency is 20%, so that every 1.6 s, 2×10^7 atoms are released above the mirror, at a temperature $\sim 5 \mu\text{K}$, in the $F = 4$ hyperfine ground state.

The prism surface is concave, with radius of curvature 2 cm. The evanescent wave (EW) has a circular Gaussian profile, with $1/e^2$ radius $w = 300 \mu\text{m}$. It is formed using the total internal reflection of a laser with intensity $I = 100 \text{ mW}$, with a linear polarization in the reflection plane; it is blue detuned by $\delta = 9.5 \text{ GHz}$ from the resonance line $6s_{1/2}$, $F = 4 \rightarrow 6p_{3/2}$, $F = 5$. The EW therefore creates a potential barrier along the z -vertical direction $U(x, y, z) \propto I \exp[-2(x^2 + y^2)/w^2] \exp(-2\kappa z)/\delta$, where $\kappa^{-1} = 0.19 \mu\text{m}$ is the decay length for the EW electric field. The EW mirror is switched on and off by an acousto-optic modulator used in the zeroth order, triggered by a quartz-stabilized function generator. The switching time is $\sim 0.5 \mu\text{s}$, similar to the atomic bouncing time $1/\kappa v_i \sim 1 \mu\text{s}$, where $v_i = gT$ is the incident velocity on the mirror. The extinction ratio is typically 1:10, while a reduction of the EW by a factor of 2 is sufficient to prevent the bouncing of atoms with energy E_0 .

The number of atoms which can perform the sequence of three bounces of Fig. 1 varies as τ^2 in the classical region ($\tau > 50 \mu\text{s}$) and as τ^3 in the quantum region, provided P_3 is centered on $5T$. In order to increase this number, one could increase the size of the reflecting disk, by increasing I or reducing δ . However, we preferred to keep a small mirror surface, since this provides an efficient way to eliminate atoms which bounce on an irregularity of the mirror surface. These irregularities, which can be due either to a defect in the polishing of the mirror or to a residual standing wave component in the evanescent field [8], cause a large horizontal-vertical coupling during the bounce. This changes the vertical kinetic energy of the atoms, and it causes a random change of the arrival time of the atoms on P_3 .

To increase the number of atoms contributing to a given shot, we have replaced each individual pulse P_1, P_2, P_3 by a sequence of ~ 10 pulses (not shown in Fig. 1). The separation between two consecutive pulses within each of the three sequences ranges from $400 \mu\text{s}$ for $\tau \leq 40 \mu\text{s}$, up to $1200 \mu\text{s}$ for $\tau = 100 \mu\text{s}$; it is chosen large enough so that there is no overlap between the various patterns going through the time slits. The number of atoms per shot for $\tau = 40 \mu\text{s}$ is ~ 40 for the optimal position of the sequence of pulses P_3 . In order to detect those atoms, we have measured the fluorescence induced by a weak resonant probe beam using a cooled photomultiplier. Each atom scatters $\sim 10^4$ photons, among which 10 are detected on average, due to the detection solid angle and to the photomultiplier sensitivity. The signal therefore constitutes in a bunch of $40 \times 10 = 400$ photons, distributed over the duration (4 ms) of the detection window. The stray light is responsible for a similar background signal (10^5 detected photons/s). We note that this detection scheme was possible

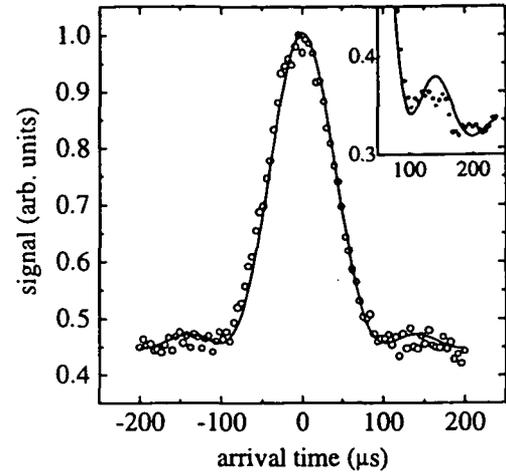


FIG. 2. Experimental time-of-flight signal for a pulse duration $\tau = 30 \mu\text{s}$ (circles); theoretical prediction (continuous curve) using the temporal version of the Huygens-Fresnel principle. Inset: magnification of the sideband signal.

thanks to the double cell system, which guarantees that the Cs vapor pressure is low in the prism region and that the resonant scattering from this vapor remains small enough.

A typical time-of-flight spectrum is represented in Fig. 2 for $\tau = 30 \mu\text{s}$. It gives the fluorescence induced by the probe laser as the temporal position of P_3 is scanned. Each of the 90 points of this figure has been averaged 170 times so that the total acquisition time for such a plot is 7 h. We have repeated this experiment for various τ , and we have plotted in Fig. 3 the corresponding FWHM ΔT . For large τ , we find that ΔT increases with τ as expected from classical mechanics. When τ decreases, ΔT passes through a minimum and increases again, as expected from the time-energy uncertainty relation. The error bars shown in Fig. 3 indicate the statistical fluctuations of ΔT in a series of measurements.

This experiment requires a precise cancellation of the residual magnetic field. Indeed an atom may change its magnetic sublevel during the bounce, which converts a

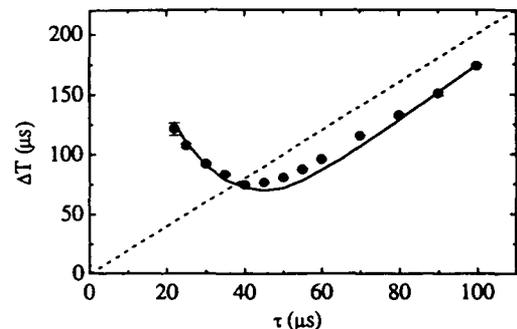


FIG. 3. Experimental (circles) and theoretical (continuous curve) FWHM ΔT of the time-of-flight signals, as a function of the pulse width τ . The dotted line is classical prediction $\Delta T = 2\tau$.

fraction of its kinetic energy into internal Zeeman energy [9]; the center of the corresponding diffraction peak is then displaced with respect to $5T$. In practice we require $B < 2$ mG so that the maximal shift of the arrival time $\sim T\mu_B B/E_0$, where μ_B is the Bohr magneton, remains small compared with the minimum time width appearing in Fig. 3, $\Delta T \sim 75 \mu\text{s}$.

We have also plotted in Fig. 3 the result of a theoretical analysis based on the path integral approach, which is well suited for this Fresnel-like diffraction problem. The probability for having an atom bouncing during P_1 at time t_i and during P_3 at time t_f is given by

$$\mathcal{P}(t_i, t_f) = \left| \int A(t_i, t_r) A(t_r, t_f) dt_r \right|^2, \quad (1)$$

where the integral over the intermediate bounce time t_r is taken inside P_2 . In this temporal version of the Huygens-Fresnel principle, the quantity $A(t, t')$ is the propagator of a particle in the gravitational field [10]. We then integrate $\mathcal{P}(t_i, t_f)$ over the pulses P_1 and P_3 . In this calculation, the widths of the pulses have been slightly corrected to account for the fact that atoms bouncing close to the time at which the mirror is switched *on* or *off* gain or lose energy during the bouncing process, and do not contribute to the peak represented in Fig. 2. The reduction of the time width is determined from a classical analysis, and remains in any case small compared to the width of the pulses themselves. For instance, for $\tau = 40 \mu\text{s}$, this leads to a reduction of $1 \mu\text{s}$ for the first and third pulses, and $3 \mu\text{s}$ for the second pulse.

In addition to the existence of a minimum width ΔT , which is a direct consequence of the time-uncertainty relation, there are two other signatures of the temporal diffraction phenomenon in the set of data presented here. First, sidebands appear on the time-of-flight data of Fig. 2 (see, in particular, the inset, in which the data have been averaged 850 times and smoothed over every 3 consecutive data points). Because of the convolution of the signal with the detecting pulse P_3 , they are not as visible as in spatial diffraction experiments (see, e.g., [11] for neutron diffraction). Second, for large τ , the width ΔT is found to be smaller by $\sim 10 \mu\text{s}$ than the classical prediction (broken line in Fig. 3). This originates from the temporal equivalent, on each side of P_2 , of the well known edge diffraction phenomenon [12,13].

We have then designed a temporal Young slit interferometer by splitting P_2 into two pulses P_{2a} and P_{2b} separated by a variable duration τ' . This is an analog for de Broglie waves of the Sillitto-Wykes photon experiment [14,15]. The interference occurs between the paths P_1 - P_{2a} - P_3 and P_1 - P_{2b} - P_3 , as in a Young double slit experiment [2]. Figure 4(a) presents the time-of-flight distribution obtained with $\tau' = 40 \mu\text{s}$. The measured interference profile between the paths P_1 - P_{2a} - P_3 and P_1 - P_{2b} - P_3 is in good agreement with the one calculated

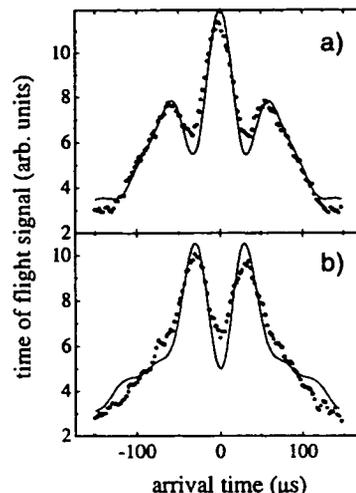


FIG. 4. Experimental (circles) and calculated (continuous curve) time-of-flight signals obtained in a temporal Young-slit configuration, in which the pulse P_2 is split into two pulses P_{2a} and P_{2b} separated by a duration $\tau' = 40 \mu\text{s}$. (a) Equal mirror intensity for P_{2a} and P_{2b} ; (b) phase shift of π between the two paths of the interferometer, obtained experimentally using a 3% reduction of the evanescent wave intensity during P_{2b} .

using the path integral approach, shown in a continuous line, which takes into account the finite width of the temporal slits. The experimental contrast is a bit lower than the predicted one, and we attribute this reduction to the residual magnetic field; for the fraction of atoms changing their magnetic sublevel during $P_{2a/b}$, as mentioned above, the velocity after the bounce is different from the incident one, and the corresponding interference pattern is slightly shifted.

The relative phase between the two arms of this interferometer can be easily scanned by changing the effective height of the mirror for P_{2b} , with respect to the mirror height for P_{2a} . This is done by changing the mirror intensity I by a quantity δI during the pulse P_{2b} , which displaces the atom turning point by

$$\delta z = (2\kappa)^{-1} \delta I / I, \quad (2)$$

and modifies the path length of P_1 - P_{2b} - P_3 by $2\delta z$. A phase shift of π between the two paths is obtained for $\delta z = \Lambda_{\text{DB}}/4$, where $\Lambda_{\text{DB}} = h/mgT = 12 \text{ nm}$ is the de Broglie wavelength of the atoms incident on the mirror. In our experimental condition, this corresponds to $\delta I/I = 0.03$. The interference profile obtained in this situation is shown in Fig. 4(b). As expected, the central fringe then corresponds to a destructive interference.

Finally, Fig. 5 gives the interference signal obtained with the detecting pulse P_3 set on the central fringe ($t = 5T$), when the intensity for P_{2b} is scanned. Several extrema are visible and each maximum corresponds to constructive interference which occurs when the turning point in P_{2b} is displaced by a multiple of $\Lambda_{\text{DB}}/2$. The

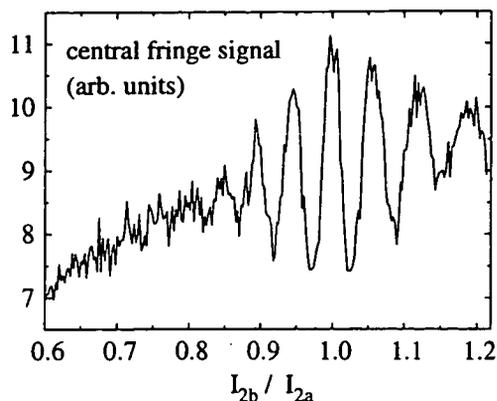


FIG. 5. Amplitude of the central fringe of the temporal Young-slit interferometer as a function of the evanescent wave intensity I_{2b} during the pulse P_{2b} . The intensity I_{2a} during the pulse P_{2a} is constant. The maxima correspond to a path difference between the two arms multiple of $\Lambda_{DB}/2 = 6$ nm.

reduction of the contrast as δI increases is due to the van der Waals interaction between the bouncing atoms and the dielectric; this interaction modifies the simple prediction (2), so that the phase shift actually varies with the distance between the turning point of the atomic trajectory and the dielectric surface, and therefore depends on the atomic transverse position in the Gaussian evanescent wave.

This latter experiment can be used for a measurement of the van der Waals interaction, by analyzing precisely the variation of the phase difference between the two paths, as the turning point of P_{2b} gets closer to the dielectric. For a quantitative experiment, we will need a higher EW power than in the present experiment, so that all atoms bounce on a fraction of the mirror where the intensity is practically constant and turn at the same distance from the mirror. The number of visible oscillations should then be limited only to T/τ , because of the broadening $\Delta\Lambda_{DB} \sim \Lambda_{DB} \tau/T$ due to the temporal width τ of the source slit. Another application of this interferometer is a *Welcher Weg* experiment, using a nondestructive detection of the bouncing atoms [16].

To summarize, we have presented a quantitative test of the time-energy uncertainty principle by measuring the diffraction of atomic matter waves by a temporal slit. This is complementary to the diffraction of matter waves by a time periodic potential recently observed for neutrons [17] and for atoms [6]. We have also used the coherently diffracted atoms to design a temporal Young slit interferometer. In the context of atom optics, the observation of interferences in this trampoline geometry is important since it shows that the coherence of the de Broglie wave can be maintained over a bounce [18]. Therefore this is a significant step towards a coherent Fabry-Perot cavity for atomic waves using evanescent wave mirrors.

We thank C. Cohen-Tannoudji, C. Salomon, A. Steane, and P. Desbiolles for useful discussions. M. A. acknowledges financial support by the EEC through a Community training project and by the Alexander von Humboldt Foundation. This work is partially supported by DRET, CNRS, Collège de France, and DRED.

*Unité de Recherche de l'École normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associée au CNRS.

- [1] M. Moshinski, *Phys. Rev.* **88**, 625 (1952); A. S. Gerasimov and M. V. Kazarnovskii, *Sov. Phys. JETP* **44**, 892 (1976); J. Felber, G. Müller, R. Gähler, and R. Golub, *Physica (Amsterdam)* **162B**, 191 (1990); A. Zeilinger and C. Brukner (to be published).
- [2] O. Carnal and J. Mlynek, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2689 (1991); F. Shimizu, K. Shimizu, and H. Takuma, *Phys. Rev. A* **46**, R17 (1992).
- [3] D. W. Keith *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2693 (1991); E. Rasel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2633 (1995); D. M. Giltner, R. W. McGowan, and S. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2638 (1995).
- [4] C. Bordé, *Phys. Lett. A* **140**, 10 (1989); F. Riehle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 177 (1991); M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991); Ch. Miniatura *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 261 (1992); K. Sengstock *et al.*, *Appl. Phys. B* **59**, 99 (1994).
- [5] R. J. Cook and R. K. Hill, *Opt. Commun.* **43**, 258 (1982).
- [6] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, and J. Dalibard, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4972 (1995).
- [7] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [8] C. Westbrook and A. Aspect (private communication).
- [9] R. Deutschmann, W. Ertmer, and H. Wallis, *Phys. Rev. A* **48**, R4023 (1993).
- [10] R. P. Feynman and A. R. Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals* (McGraw-Hill, New York, 1965), p. 62.
- [11] R. Gähler and A. Zeilinger, *Am. J. Phys.* **59**, 316 (1991).
- [12] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon, New York, 1980), 6th ed., p. 433.
- [13] The reduction of the pulse width, due to the large increase or decrease of energy of the atoms as they bounce close to the edges of the pulses, has a negligible contribution in this range of values for τ .
- [14] R. M. Sillitto and C. Wykes, *Phys. Lett.* **39A**, 333 (1972).
- [15] The extension of [14] to neutrons has been discussed theoretically in H. R. Brown *et al.*, *Phys. Lett. A* **163**, 21 (1992).
- [16] J.-Y. Courtois, J.-M. Courty, and S. Reynaud, *Phys. Rev. A* **52**, 1507 (1995); A. Aspect *et al.*, *Phys. Rev. A* **52**, 4704 (1995).
- [17] J. Felber, R. Gähler, C. Rausch, and R. Golub, *Phys. Rev. A* **53**, 319 (1996).
- [18] Long *internal* atomic coherence times have been observed in a trampoline geometry by N. R. Davidson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1311 (1995).

Conclusion générale

Nous avons décrit dans ce mémoire la réalisation expérimentale de plusieurs éléments d'optique atomique : lentilles, modulateur de phase, interféromètre. Ces éléments fonctionnent dans le domaine temporel ; ainsi les lentilles regroupent toutes les trajectoires atomiques passant en un point z_i à un instant t_i vers un point z_f à l'instant t_f . De même, l'interféromètre est basée sur l'addition cohérente des amplitudes de probabilité correspondant au passage d'un atome en un point donné, mais en deux instants différents.

L'objet central pour la génération de ces différents éléments est le miroir à atomes utilisant une onde laser évanescente, dont l'intensité varie au cours du temps d'une manière contrôlée par ordinateur. Lentilles, réseaux de phase, fentes de diffractions sont ainsi synthétisés électroniquement et aucune modification de principe du dispositif expérimental n'est nécessaire pour passer d'un élément à l'autre. Cette souplesse nous semble inédite dans le domaine de l'optique pour ondes de matière.

La gravité joue un rôle essentiel dans ces expériences, en ramenant les atomes de manière périodique sur le miroir. Ceci permet de faire traverser à un paquet d'atomes une succession d'éléments optiques, tout en confinant ces atomes dans un volume de quelques millimètre-cubes. Ainsi l'interféromètre à fentes d'Young temporelles que nous avons réalisé utilise 3 rebonds consécutifs séparés de 50 ms. La limite actuelle à ce type d'expérience réside dans les pertes subies lors de chaque rebond ($\geq 40\%$) ; mais des améliorations notables quant-à la capacité de stockage des atomes dans ces cavités sont à espérer, notamment par l'amélioration de la qualité du polissage des prismes diélectriques servant à générer les ondes évanescentes.

L'utilisation de grandeurs ayant la dimension d'un temps pour caractériser nos éléments optiques constitue un autre intérêt des résultats présentés dans ce mémoire. Par exemple, le pas du réseau de phase décrit au chapitre 5 est déterminé par un synthétiseur. Ceci autorise une très grande précision dans la définition de ces éléments, qui devrait pouvoir être utilisée pour mener des expériences d'interférométrie atomique avec une sensibilité meilleure que celles utilisant des fentes ou des réseaux matériels.

La flexibilité et la rapidité inhérentes au contrôle temporel d'une intensité lumineuse constituent des atouts supplémentaires pour améliorer les performances des éléments décrits ici. On peut imaginer, par exemple, développer une optique atomique "adaptative" en corrigeant les défauts des lentilles temporelles en "temps réel" par analyse des images données par celle-ci, en rétroagissant sur l'intensité de l'onde lumineuse pour modifier leur profil. Ce contrôle de la position du miroir atomique via l'intensité de l'onde évanescente devrait également permettre la réalisation d'un référentiel inertiel pour les atomes en compensant les vibrations mécaniques, de la table d'expérience par exemple, par un mouvement approprié du miroir.

A plus long terme, le miroir atomique modulé en temps devrait également constituer un outil d'analyse performants des distributions atomiques. Nous avons montré au chapitre 3 le principe d'une mesure de la distribution dans l'espace de phases d'une source constituée par une mélasse optique. Cette méthode devrait s'étendre à la mesure de corrélations dans l'espace des phases, mesures particulièrement intéressantes maintenant que l'on commence à disposer de sources atomiques dégénérées comme un condensat de Bose-Einstein. On devrait ainsi observer la transition entre un effet de groupement de type Hanbury-Brown et Twiss [157] pour une source atomique faiblement dégénérée, et une fonction de corrélation quasi-plate pour une source très dégénérée, analogue de la fonction de corrélation trouvée pour un champ laser dans un état cohérent.

Enfin, l'interféromètre présenté dans ce travail, qui permet de contrôler finement l'approche d'un atome face à une paroi diélectrique, devrait constituer un outil bien adapté à des mesures interférométriques des énergies et des déphasages qui résultent de l'interaction de van der Waals, atome-surface. C'est, à mon avis ce qui fait la spécificité même de cet interféromètre.

Annexes

Annexe A

Efficacité de détection

On donne ici quelques précisions sur l'étalonnage de la détection par P.M. utilisée dans les chapitres 6 et 7.

A.1 Nombre de photon émis par atomes

Il est délicat d'estimer le nombre d'atomes détectés par des méthodes optiques à mieux qu'un facteur 2. Les incertitudes portent principalement sur l'angle solide de collection, la saturation du faisceau laser sonde, sa polarisation et son épaisseur à l'intérieur de la cellule. Dans ce paragraphe, nous montrons que grâce à une étude de bruit des signaux expérimentaux, nous pouvons estimer beaucoup plus précisément le nombre moyen de photons émis par un atome et donc le nombre d'atomes détectés. Dans cette estimation ne rentrent en compte ni l'angle solide de collection, ni la saturation de la sonde, ni même le temps pendant lequel un atome est susceptible de cycler entre l'état fondamental et l'état excité avant d'être dé pompé, ou sorti de la sonde par chauffage.

Nous avons enregistré, pendant plusieurs heures, le bruit des signaux atomiques pour deux valeurs de ϕ (défini par 6.14) : 0 et π , tous les autres paramètres étant constants. La figure A.1 représente les distributions de photons collectés pour un signal de sélection avec analyse par un troisième pulse :

- Courbe (a) : distribution du nombre de photons détectés aux temps longs (zone jaune de la figure 6.4). Cette distribution donne des renseignements sur le bruit de fond. On suppose qu'aucun atome ne parvient dans la zone jaune.
- Courbe (b) : distribution du nombre de photons détectés pour $\phi = \pi$ dans la zone rouge de la figure 6.4, mais aucun fond n'a été soustrait.
- Courbe (c) : même chose que (b) mais $\phi = 0$.

Pour effectuer l'estimation du nombre moyen de photons émis par atome, nous faisons l'hypothèse que la distribution de ces nombres est poissonnienne. Avec un taux d'émission spontanée élevé, cette loi pourrait être subpoissonnienne, mais du fait du faible pourcentage de collection ($\sim 3\%$), la loi redevient poissonnienne. Nous supposons également que la loi du nombre des atomes qui arrivent dans la sonde est poissonnienne. La distribution finale des photons détecté n'est elle, *a priori*, pas poissonnienne. Elle n'est pas la loi produit des deux lois mentionnées plus haut. En effet, pour reconstituer cette loi, il faut tirer au hasard un nombre d'atomes, puis pour connaître le nombre final de photons détectés, il faut tirer au hasard pour chaque atome un nombre de photons. Nous recherchons deux inconnues : le nombre moyen de photons $\langle n_{phot} \rangle$ émis par atome et le nombre moyen d'atomes $\langle N_{at} \rangle$ par cycle expérimental. La loi n'est pas symétrique en $\langle n_{phot} \rangle$ et $\langle N_{at} \rangle$. Ce n'est pas la même chose que d'avoir un grand nombre d'atomes et un petit nombre de photons, que d'avoir un petit nombre d'atomes et un grand nombre de photons, même à nombre final de photon $\langle n_f \rangle$ constant. Dans ce dernier cas les fluctuations vont être liées principalement au nombre d'atomes. Par contre, on s'attend toujours à ce que le nombre moyen de photons effectivement détectés soit $\langle n_f \rangle$:

$$\langle n_f \rangle = \langle n_{fond} \rangle + \langle n_{phot} \rangle \cdot \langle N_{at} \rangle, \quad (\text{A.1})$$

où $\langle n_{fond} \rangle$ est le fond dû aux photons diffusés par les différents éléments disposés sur la table optique.

La courbe (A.1, (c)) par exemple, donne deux renseignements, la variance σ_c et le nombre moyen $\langle n_c \rangle$ de la distribution de photons pour une valeur de τ de 40 μs . ($\phi = 0^0$). Le rapport $\sigma_c / \sqrt{\langle n_c \rangle} \sim 2.5$ indique que la distribution est super poissonnienne. La question que l'on se pose est de connaître le nombre d'atomes $\langle N_{at} \rangle$ qui atteignent la sonde dans ces conditions expérimentales. La valeur de $\langle n_{fond} \rangle$ est connue, c'est $\langle n_a \rangle$, et $\langle n_f \rangle = \langle n_c \rangle$. Ces deux valeurs étant fixées, il y a alors une relation biunivoque entre $\langle n_{phot} \rangle$ et $\langle N_{at} \rangle$, donnée par A.1. A l'aide d'une simulation de Monte-Carlo, nous avons reconstitué la loi finale pour différentes valeurs de $\langle n_{phot} \rangle$. On en déduit la valeur de $\langle n_{phot} \rangle$, donnée par la distribution dont l'écart-type est égal à σ_c (figure A.2). Le nombre moyen de photons émis par atome, ainsi que le nombre moyen d'atomes contribuant au signal sont donc :

$$\langle n_{phot} \rangle = 8.8, \quad \langle N_{at} \rangle = 60,$$

pour $T_{sep} = 300 \mu\text{s}$. Ce qui donne, en utilisant (eq. 6.13) à peu près 35 atomes, pour $T_{sep} = 400 \mu\text{s}$.

On extrait d'autres renseignements des courbes de la figure A.1. Par exemple en utilisant la courbe (b), on trouve $\sigma_b / \sqrt{\langle n_b \rangle} \sim 1.5$. Les résultats précédents permettent d'estimer le nombre d'atomes présents dans les ailes du pic de diffraction $\langle N_b \rangle \sim 10$. Ce sont des atomes qui subissent une émission spontanée dans l'onde évanescente, dont la trajectoire a été défléchiée car ils rebondissent à un instant trop proche de l'extinction ou de l'allumage du pulse.

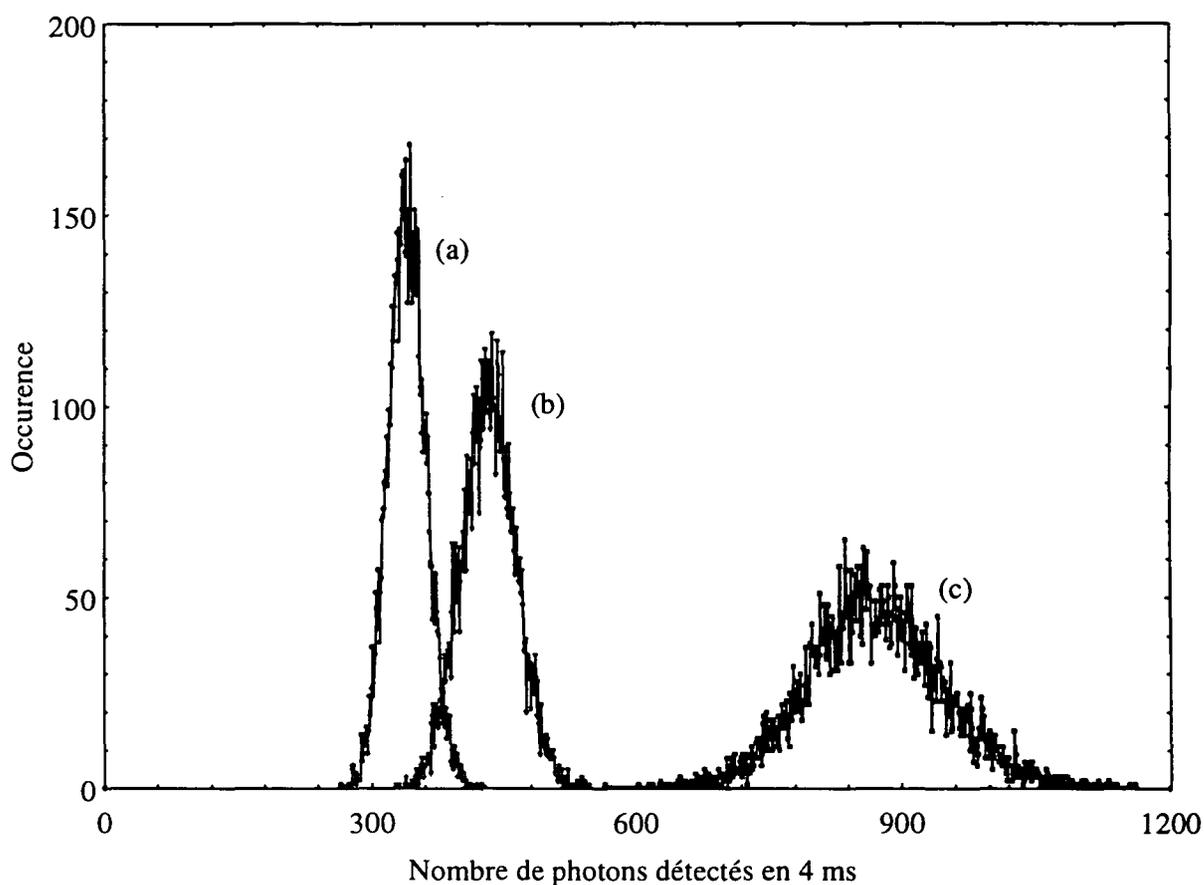


FIG. A.1 : Occurrence d'un nombre de photons. $\tau = 40\mu s$, $T_{sep} = 300 ms$. (a) Exploitation de la partie jaune. (b) Signal avec $\phi = \pi$. (c) Signal avec $\phi = 0$. Il y a 8000 cycles expérimentaux pour les courbes (a) et (b), et 9000 pour (c). Les aires de ces courbes sont donc respectivement 8000, 8000 et 9000.

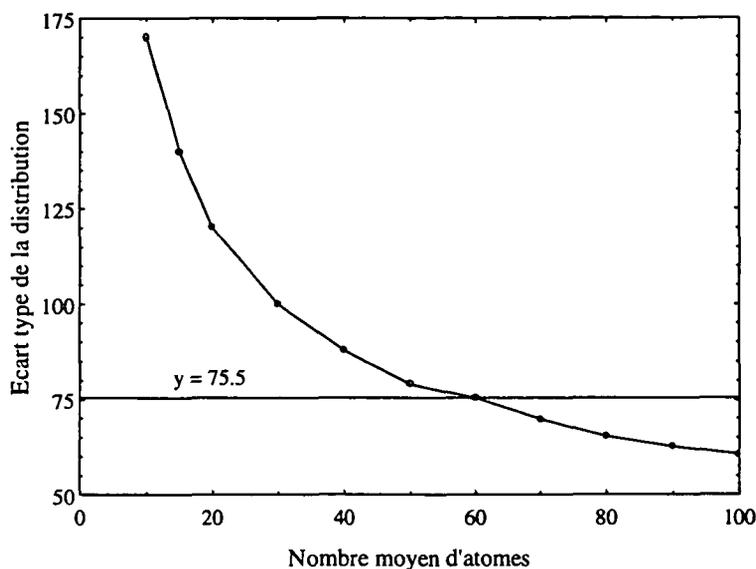


FIG. A.2 : *Ecart type de la distribution du nombre de photons en fonction du nombre moyen d'atomes. On a supposé le produit $\langle n_f \rangle = \langle n_{vide} \rangle + \langle N_{at} \rangle \cdot \langle n_{phot} \rangle$ constant. La largeur de la distribution finale est connue il s'agit de $\sigma_c = 75.5$. On en déduit le nombre moyen d'atomes arrivant dans la sonde : $\langle N_{at} \rangle = 60$.*

Le rapport $\sigma_a / \sqrt{\langle n_b \rangle} \sim 1.15$ supérieur à 1 de manière significative indique qu'il reste en moyenne 1 atome du halo détecté dans la zone "jaune". On a également vérifié sur 3000 cycles, que la distribution est bien poissonnienne lorsqu'aucun atome n'est présent, (le rapport entre variance et racine du nombre de photon moyen détecté est égal à 1.05).

Nous estimons collecter ~ 9 photons par atome en quelques milli-secondes, ce qui donne un rapport signal à bruit légèrement inférieur à un par atome¹ en ~ 2 ms.

A.2 Composition du bruit de fond résiduel

Le bruit de fond de lumière parasite de 80 kc/s en moyenne, se décompose de la manière suivante : (kc/s)

¹Ce rapport n'a rien d'exceptionnel, il existe de nombreuses expériences où est détecté un atome unique avec un meilleur rapport signal sur bruit. En perfectionnant notre détection, notamment au niveau de l'optique, ce rapport devrait d'ailleurs pouvoir être amélioré.

A.3. Comparaison des mesures d'absorption par photodiode et fluorescence par P.M.143

~ 0.5	Coups d'obscurité du PM.	
1.0	Fond lumineux de la pièce.	
24	Lumière diffusée par l'ensemble des lasers (tous obturateurs mécaniques fermés).	
30	Passage de la sonde non résonnante dans la cellule. (Diffusion vers l'avant des faces de la cellule).	(A.2)
24	Fluorescence de la vapeur résiduelle de césium. (Sonde passante, résonnante).	

Le système à vide à double cellule prend tout son intérêt ici puisque la vapeur résiduelle de césium est très faible, la fluorescence de cette vapeur excitée par la sonde n'est pas une limitation de la détection.

A.3 Comparaison des mesures d'absorption par photodiode et fluorescence par P.M.

La figure A.3 compare deux signaux de diffraction obtenus dans des conditions similaires, à quelques minutes d'intervalle. Seul le mode de détection a été changé (mesure de fluorescence par photo-multiplicateur ou mesure de l'absorption du faisceau sonde par photodiode).

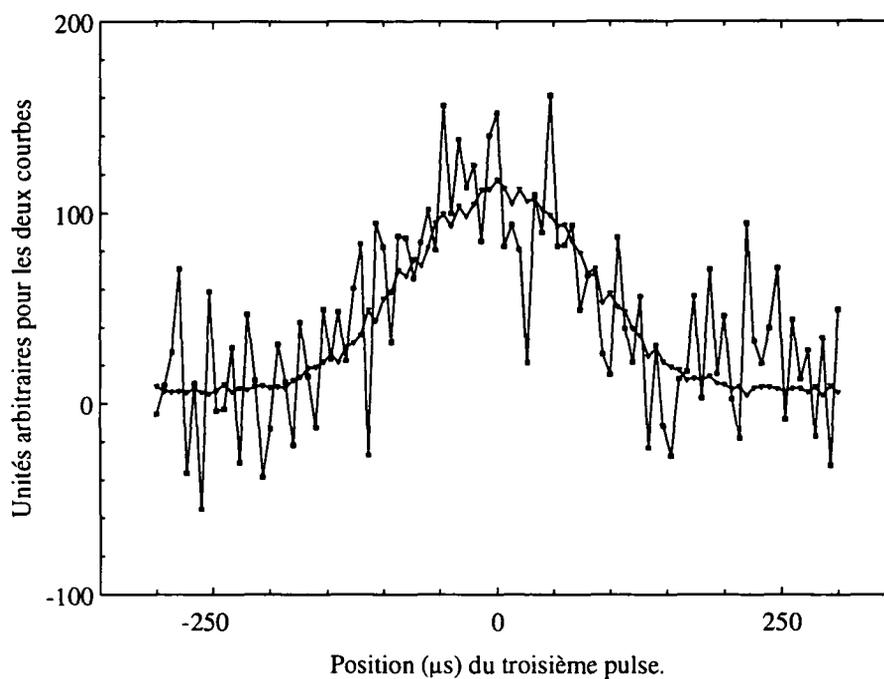


FIG. A.3 : *Comparaison entre la détection par absorption (courbe bruitée), et la détection de la fluorescence par P.M. Ces deux courbes sont des signaux de sélection par pulses de 100 μs , séparation de 600 μs et analyse par un troisième pulse que l'on balaye. Elles ont été prises dans les mêmes conditions et sont chacune moyennées 3 fois. (Un facteur d'échelle a été appliqué sur l'ordonnée pour comparer les amplitudes respectives).*

Annexe B

Gestion informatique des lasers

B.1 Verrouillage assisté par ordinateur

Avec la perspective de longues acquisitions se pose le problème de la stabilité des lasers. Les diodes sur réseau que nous utilisons sont sensibles aux chocs mécaniques et aux dérives thermiques ; nous observons aussi des sauts de modes dont l'origine n'est pas toujours identifiée.

Nous avons progressivement mis au point un système de surveillance et d'intervention sur les lasers. Il utilise essentiellement une carte d'entrée/sortie (E/S) pouvant générer ou numériser plusieurs tensions analogiques, ainsi qu'une carte de sortie ne délivrant que des niveaux logiques (TTL).

La première étape consiste à vérifier que le laser maître est bien verrouillé en fréquence : on compare une tension caractéristique de l'asservissement de ce laser, après chaque cycle expérimental, à la valeur qu'elle avait au cycle précédent¹. Une variation brutale de cette tension indique une réponse trop importante de l'asservissement qui ne compense plus les perturbations et diverge. Après détection d'une telle variation, l'expérience est automatiquement interrompue et la dernière mesure n'est pas prise en compte. Une fois mis au point, ce système détecte avec une efficacité de 100% les anomalies lasers et ne fait pas d'interruption inutile.

Il faut ensuite ramener le laser sur la bonne fréquence. La procédure adoptée s'inspire directement des manipulations réalisées par l'expérimentateur pour ef-

¹Dans le cas des lasers à diodes sur réseau, la grandeur caractéristique qui a été observée est la longueur de la cavité laser par l'intermédiaire de la haute tension appliquée à la céramique piézo électrique du réseau.

Cette grandeur ne serait pas forcément le meilleur indicateur pour un système laser d'un autre type, toutes les indications données dans cette annexe sont à adapter si l'on désire reproduire un système semblable.

Le fait de comparer la valeur de cette tension à la valeur précédente plutôt qu'à une référence absolue rend le système insensible à toutes dérives lentes.

fectuer cette opération ; le système agit sur les mêmes paramètres que ce dernier par l'intermédiaire des sorties analogiques. On explore le profil Doppler de la raie D_2 , la fréquence laser est balayée rapidement jusqu'à un point proche de la fréquence de fonctionnement. La fréquence laser est ensuite balayée plus lentement jusqu'à apparition d'un nuage d'atomes froids dans la cellule du haut, par exemple dans le cas du laser maître des pièges ; au dessus d'une certaine intensité de ce piège, détecté par numérisation du signal de fluorescence, l'asservissement est remis en fonctionnement.

La figure B.1 schématise le principe du pilotage de l'asservissement par ordinateur. Pour régler le laser l'asservissement doit être interrompu ce qui est effectué par un interrupteur manuel qui court-circuite l'intégrateur. En fonctionnement normal cet interrupteur est ouvert, en cas de défaillance du laser on peut interrompre l'asservissement par un interrupteur électronique, jusqu'à ce que les opérations mentionnées plus haut soient accomplies.

Comme toutes les interactions avec l'expérience se font par E/S, que celles-ci ont accès à (presque) toutes les grandeurs physiques et que la complexité de la programmation qui les pilote n'est pas limitée, de tels systèmes pourraient être très complets et perfectionnés. Dans le cas du laser maître des pièges, il a été possible de trouver des critères pour régler également le courant de la diode, ce qui prolonge très nettement le temps pendant lequel ce laser peut être automatiquement réglé. Celui-ci aurait pu rester autonome plusieurs semaines, jusqu'à ce qu'un alignement du réseau soit nécessaire, mais là encore on peut imaginer le faire automatiquement par logiciel, à l'aide d'une céramique piézo-électrique.

Pour les expériences de diffraction et d'interférométrie, trois des six lasers ont été pris en charge. Les deux diodes sur réseaux sont verrouillées automatiquement et un problème sur le laser de puissance générant l'onde évanescente arrête l'expérience.

B.2 Synthèse des signaux de diffraction et d'interférométrie

B.2.1 Réseaux de diffraction

Les réseaux de diffraction et les double fentes d'interférométrie sont simplement constitués par extinction et allumage du laser O.E. Les durées (τ) et les positions temporelles des réseaux (à partir desquelles la phase ϕ est construite, eq. 6.14) doivent être définies avec une précision meilleure que $\tau_{refl} \sim 1\mu s$. Une telle précision ne peut être atteinte directement par le micro-ordinateur dont la définition du temps subit des fluctuations d'une centaines de microsecondes. La fabrication de ces signaux par un synthétiseur (beaucoup plus précis que τ_{refl}) semble être la solution. Mais il se pose alors le problème de transférer quelques dizaines de milliers de points de l'ordinateur vers le synthétiseur pour définir un double réseau et un réseau d'analyse ayant une phase ϕ différente à chaque cy-

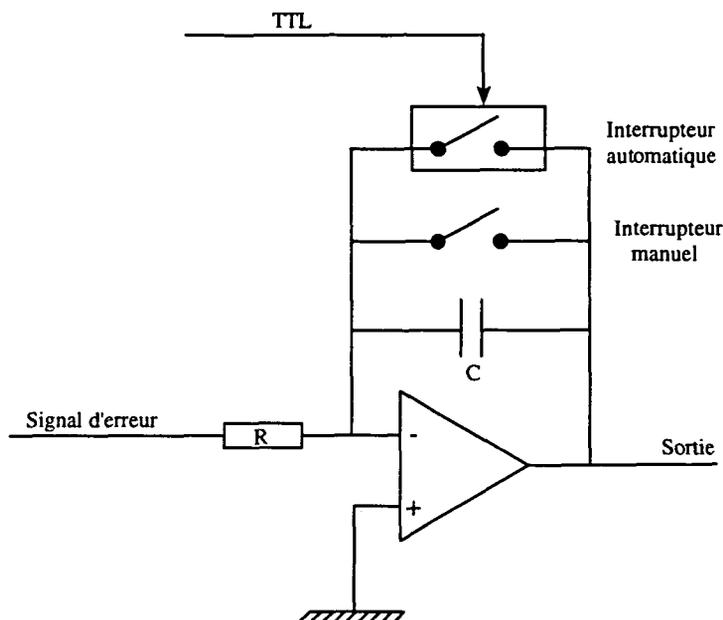


FIG. B.1 : Ouverture de la boucle d'asservissement commandée électroniquement.

cle expérimental. Le tout en moins de deux secondes pour ne pas augmenter le temps de cycle expérimental. Ce problème a été contourné de manière assez simple ; en effet le signal que nous cherchons à construire ressemble beaucoup à un signal carré périodique modulé en phase par une fonction également carré, de basse fréquence, basculant de 0 à ϕ à un instant compris entre le deuxième et le troisième réseau. Lors de la fabrication d'un tel signal, il n'y a à chaque cycle expérimental qu'une seule information à transférer vers le synthétiseur : la valeur de ϕ , ce qui s'effectue rapidement. Pour obtenir le signal final on prend la multiplication électronique du signal ainsi synthétisé par des fonctions "porte" de durées T_1 et T_2 (§ 6.3.2), ces dernières étant générées par l'ordinateur de laboratoire. Le démarrage de l'expérience est synchronisé par le signal de modulation de phase délivré par le synthétiseur².

Avec ce procédé, il n'y a aucune référence de phase des réseaux d'une expérience à l'autre, mais cela n'a aucune importance : il faut seulement conserver précisément les phases des trois réseaux les uns par rapport aux autres au cours d'une même séquence.

²Cette multiplication se fait par un petit montage électronique qui a également pour rôle de déterminer la durée τ des pulses, et qui peut générer un pulse "rebond" après avoir reçu un premier pulse, de telle manière que ces deux impulsions aient une séparation τ' .

B.2.2 Calibration de I_1 par rapport à I_2

Les expériences d'interférométrie nécessitent une bonne définition de l'intensité de l'onde évanescente. L'atténuation de cette onde est effectuée par une tension V de contrôle, que l'on applique à l'entrée "IF" d'un mélangeur (schéma simplifié figure 2.6). Cette tension V est synthétisée par une carte analogique pilotée par l'ordinateur. La définition de l'intensité de l'O.E. en fonction de V se faisant *via* une chaîne radio-fréquence, la fonction $I_{O.E.}(V)$ est non linéaire. Pour remédier à ce problème, nous avons pris en compte ces non-linéarités dans la synthèse de V (figure B.2). On effectue une calibration de V automatiquement avant chaque acquisition de plusieurs heures : on balaye continûment V , tout en mesurant l'intensité correspondante du laser O.E., on en déduit alors la valeur de V pour une atténuation de l'O.E. donnée ; la compensation des non-linéarités est implicite.

La figure B.3 reproduit l'intensité $I_{O.E.}(V, t)$ d'une double fente utilisée pour l'interféromètre (mesurée à l'aide d'une photodiode rapide FND 100).

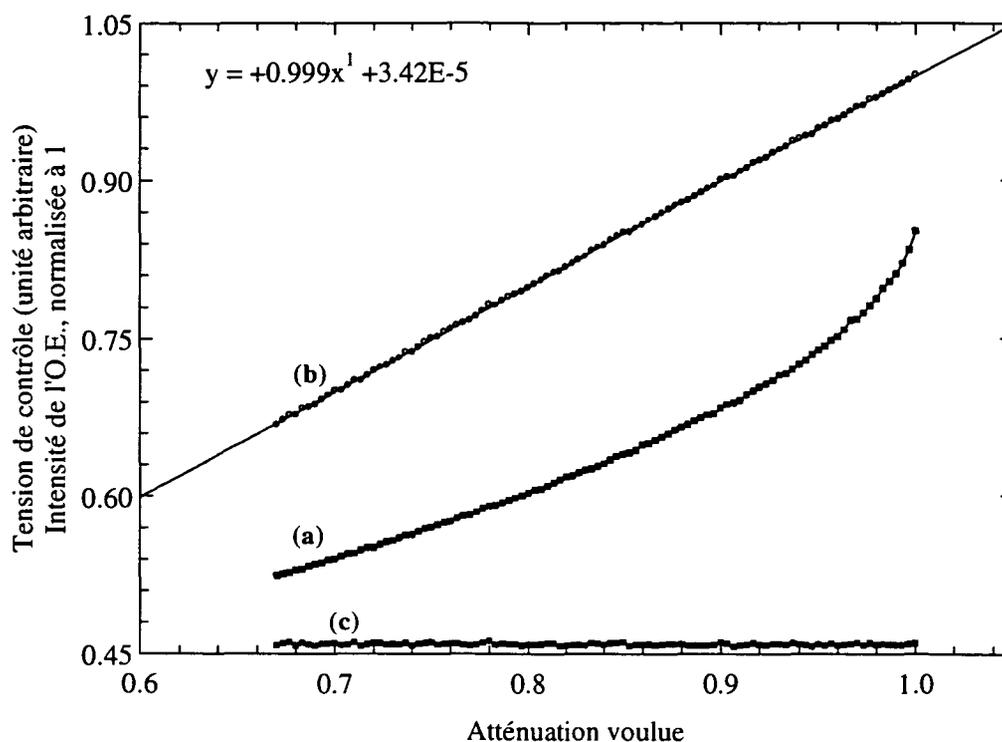


FIG. B.2 : (a) Intensité de l'onde évanescente, normalisée à 1, en fonction de l'atténuation attendue. (b) Tension de commande générée par la carte d'entrée-sortie analogique, en fonction de l'atténuation voulue. Cette tension est non linéaire et compense les non linéarités du montage radio-fréquence. (c) Soustraction de la courbe (a) et de la courbe (b). L'écart type de cette distribution est inférieur à 10^{-3} .

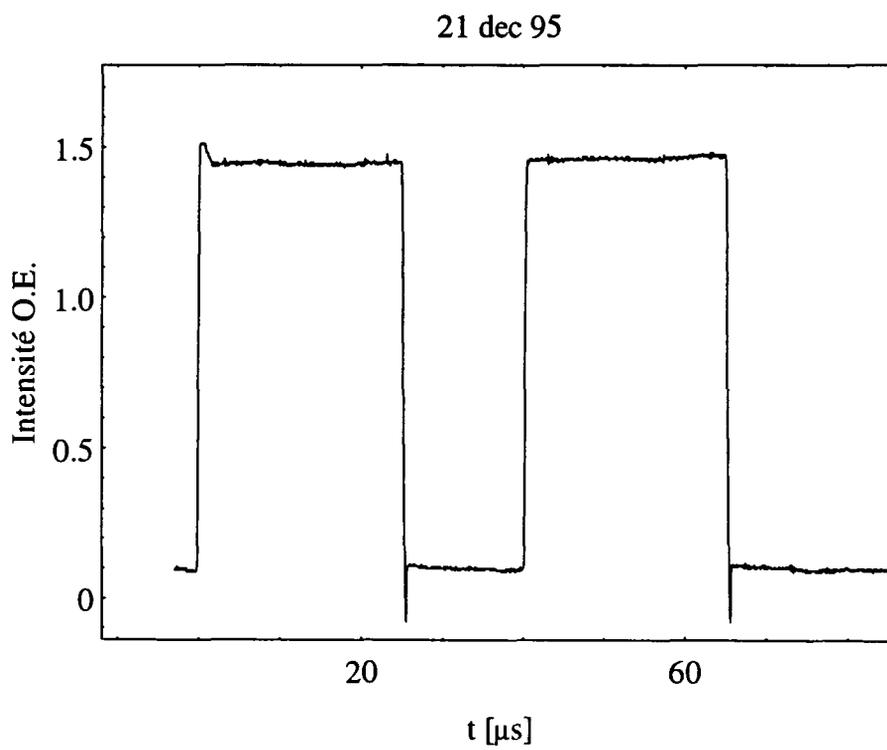


FIG. B.3 : Intensité de l'O.E. en fonction du temps pour une double fente de l'interféromètre.

Annexe C

Les différents temps de la cavité (fondamentaux ou non)

C.1 Notations

De nombreux temps interviennent dans les expériences décrites. Autant que possible, les conventions suivantes ont été respectées :

(1) ΔT désigne une largeur à mi-hauteur.

(2) Δt désigne un écart de temps d'arrivée par rapport à un pic central, bandes latérales ou ordres de diffractions.

C.2 Echelles de temps

Dans le tableau suivant, sont donnés quelques unes des échelles de temps les plus importantes de l'expérience.

⋮	⋮	⋮
$1/\nu_{O.E.}$	10^{-14} s	Période optique.
$2\pi/\delta_{O.E.}$	10^{-10} à 10^{-9} s	Inverse du désaccord.
.	12 ns	Période de la porteuse radio-fréquence de l'A.O.
h/E_0	100 ns	E_0 , énergie totale.
$2\pi/\Omega_1$	100 ns	Ω_1 , pulsation de Rabi de l'O.E.
$2\pi/\Gamma$	200 ns	Durée de vie de l'état excité.
.	400 ns	Temps de montée en puissance du laser O.E.
$1/\kappa\nu_i$	1 μ s	Temps de rebond.
.	1 μ s	Pas du réseau de modulation de phase.
.	2 μ s	Décalage des spectres, $\Delta m_F = 1$ (§6.5.3).
Δt_{\max}	10 μ s	Décalage dû à des défauts du miroir (§6.5.1).
$(v_z/g) \left(\frac{D}{R_m}\right)^2$	20 μ s	Seuil d'influence de la courbure R_m (§3.3.1).
τ	20 μ s à 20 ms	Durée de pulse.
$\sqrt{\frac{2\hbar}{Mg^2T}}$	35 μ s	"Seuil" de diffraction (eq. 6.5).
$i = \frac{4\hbar}{Mg^2\tau'T}$	40 μ s	Interfrange, pour $\tau' = 60 \mu$ s.
τ'	50 μ s	Séparation des fentes d'Young.
.	75 μ s	Finesse minimale de la sélection.
$\tau_{coh} = \frac{4\hbar}{Mg^2\tau'T}$	100 μ s	Temps de cohérence (§7.4.2).
$1/\sqrt{g\kappa}$	100 μ s	.
$h/(\mu_B B g_F m_F)$	300 μ s	Précession de Larmor, $B = 2$ mG, $m_F = 4$.
T_{sep}	400 μ s	Séparation du réseau incohérent.
$1/\alpha = \left(\frac{Mg^2}{24\hbar}\right)^{-\frac{1}{3}}$	500 μ s	§ Propagateur de Feynman (section 7.2.2).
.	500 μ s	Temps de passage dans la sonde.
$(v_i/g) (n\hbar\Omega/E_0)$	2.5 ms	Séparation du miroir vibrant, $\Omega/2\pi = 1.0$ MHz.
d	4 ms	Diamètre de la lentille.
.	20 ms	Phase de mélasse.
f	25 ms	Focale de la lentille.
T	50 ms	Période de rebond.
.	200 ms	Durée de vie des atomes dans la cavité.
.	360 ms	Temps de chute entre les deux cellules.
.	1.6 s	Temps de cycle de l'expérience.
.	12 s	Durée de vie du P.M.O. de la cellule du bas.
$16Mz_0^2/(\pi\hbar)$	10^5 s	Temps de résurgence quantique ¹ , pour des atomes lâchés de $z_0 = 1$ mm.
.	10^8 s	Temps pour faire une thèse.
.	10^4 années	Durée de vie du niveau fondamental $F_g = 4$ du Cs.
⋮	⋮	⋮

¹De l'anglais "revivals", [158].

Bibliographie

- [1] J. MLYNEK, V. BALYKIN, and P. MEYSTRE. Special Issue on Optics and Interferometry with Atoms, *Appl. Phys. B.*, **54**, 319, 1992.
- [2] C. S. ADAMS, M. SIGEL, and J. MLYNEK. Atom optics, *Phys. Rep.*, **240**, 143, 1994.
- [3] C. COHEN-TANNOUJDI. Cours du Collège de France, année 1992-93.
- [4] C. COHEN-TANNOUJDI. Cours du Collège de France, année 1993-94.
- [5] G. BADUREK, H. RAUCH, and A. ZEILINGER. Editors. Special issue on Proceedings of the International Workshop on Matter Wave Interferometry, Vienna, *Physica (Amsterdam)*, **151B**, 1995.
- [6] V. P. CHEBOTAYEV, B. Y. DUBETSKY, A. P. KASANTSEV, and V. P. YAKOVLEV, *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 1791, 1985.
- [7] S. CHU, L. HOLLBERG, J. E. BJORKHOLM, A. CABLE, and A. ASHKIN, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 48, 1985.
- [8] P. D. LETT, R. N. WATTS, C. I. WESTBROOK, W. D. PHILLIPS, P. L. GOULD, and H. J. METCALF, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 169, 1988.
- [9] C. SALOMON, J. DALIBARD, W. D. PHILLIPS, A. CLAIRON, and S. GUELLATI, *Europhys. Lett.*, **12**, 683, 1990.
- [10] E. L. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU, and D. E. PRITCHARD, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631, 1987.
- [11] A. LAMBRECHT. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI., *Atomes froids et fluctuations quantiques*, 1995.
- [12] F. BARDOU, J. P. BOUCHAUD, O. EMILE, A. ASPECT, and C. COHEN-TANNOUJDI. Subrecoil laser cooling and lévy flights, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 203, 1995.

- [13] J. LAWALL, S. KULIN, B. SAUBAMEA, N. BIGELOW, M. LEDUC, and C. COHEN-TANNOUDI. Three-dimensional laser cooling of helium beyond the single-photon recoil limit, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4194, 1995.
- [14] M. KASEVITCH and S. CHU. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1741, 1992.
- [15] P. VERKERK, D. R. MEACHER, A. B. COATES, J.-Y. COURTOIS, S. GUIBAL, B. LOUNIS, C. SALOMON, and G. GRYNBERG. Designing optical lattices: An investigation with cesium atoms, *Europhys. Lett.*, **26**, 171, 1994.
- [16] D. S. MEACHER, S. GUIBAL, C. MENNERAT, J.-Y. COURTOIS, K. I. PETSAS, and G. GRYNBERG. Paramagnetism in a cesium optical lattice, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1958, 1995.
- [17] C. JURCZAK, B. DESRUELLE, K. SENGSTOCK, J.-Y. COURTOIS, C. I. WESTBROOK, and A. ASPECT. Atomic transport in an optical lattice: An investigation through polarization-selective intensity correlations, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1727, 1996.
- [18] F. L. MOORE, J. C. ROBINSON, C. BHARUCHA, P. E. WILLIAMS, and M. G. RAIZEN. Observation of dynamical localization in atomic momentum transfer: A new testing ground for quantum chaos, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2974, 1994.
- [19] J. C. ROBINSON, C. BHARUCHA, F. L. MOORE, R. JAHNKE, G. A. GEORGAKIS, Q. NIU, and M. G. RAIZEN. Study of quantum dynamics in the transition from classical stability to chaos, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3963, 1995.
- [20] A. CLAIRON, C. SALOMON, S. GUELLATI, and W. D. PHILIPS, *Europhys. Lett.*, **16**, 165, 1991.
- [21] K. GIBBLE and S. CHU, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1771, 1993.
- [22] W. PETRICH, M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, and E. A. CORNELL. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3352, 1995.
- [23] K. D. DAVIS, M.-O. MEWES, M. A. JOFFE, M. R. ANDREWS, and W. KERTTERLE. Evaporative cooling of sodium atoms, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 5202, 1995.
- [24] E. A. CORNELL, M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, and C. E. WIEMAN. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor, *Science*, page 198, 1995.

- [25] K. B. DAVIS, M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN, and W. KETTERLE. Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3969, 1995.
- [26] N. DAVIDSON, HEUN JIN LEE, C. S. ADAMS, M. KASEVICH, and S. CHU. Long atomic coherence times in an optical dipole trap, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1311, 1995.
- [27] C. S. ADAMS, HEUN JIN LEE, N. DAVIDSON, M. KASEVICH, and S. CHU. Evaporative cooling in a crossed dipole trap, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3577, 1995.
- [28] R. J. COOK and R. K. HILL. An electromagnetic mirror for neutral atoms, *Opt. Commun.*, **43**, 258, 1982.
- [29] F. KNAUER and O. STERN. Über die reflexion von molekularstrahlen, *Z. Phys.*, **53**, 779, 1929.
- [30] V. U. NAYAK, D. O. EDWARDS, and N. MASUHARA. Scattering of ^4He atoms grazing the liquid- ^4He surface, *Phys. Rev. Lett.*, **50**, 990, 1983.
- [31] J. J. BERKHOUT, O. J. LUITEN, I. D. SEJITA, T. W. HIJMANS, T. MIZUSAKI, and J. T. M. WALRAVEN. Quantum reflection: Focusing of hydrogen atoms with a concave mirror, *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1689, 1989.
- [32] A. ANDERSON, S. HAROCHE, E. A. HINDS, W. JHE, D. MESCHEDE, and L. MOI. Reflection of thermal Cs atoms grazing a polished glass surface, *Phys. Rev. A.*, **34**, 3513, 1986.
- [33] T. ROACH, H. ABELE, M. G. BOSHIER, H. L. GROSSMAN, K. P. ZETIE, and E. A. HINDS. Realization of a magnetic mirror for cold atoms, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 629, 1995.
- [34] A. I. SIDOROV, R. J. M. LEAN, W. J. ROWLANDS, D. C. LAU, J. E. MURPHY, M. WALKIEWICZ, G. I. OPAT, and P. HANNAFORD. Specular reflection of cold caesium atoms from a magnetostatic mirror, *Quantum Semiclass. Opt.*, **8**, 713, 1996.
- [35] V. I. BALYKIN, V. S. LETOKHOV, YU. B. OVCHINNIKOV, and A. I. SIDOROV. Reflection of an atomic beam from a gradient of an optical field, *JETP Lett.*, **45**, 353, 1987.
- [36] V. I. BALYKIN, V. S. LETOKHOV, YU. B. OVCHINNIKOV, and A. I. SIDOROV. Quantum-state-selective mirror reflection of atoms by laser light, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2137, 1988.
- [37] M. A. KASEVITCH, D. S. WEISS, and S. CHU. Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave, *Opt. Lett.*, **15**, 607, 1990.

- [38] C. G. AMINOFF, A. M. STEANE, P. BOUYER, P. DESBIOLLES, J. DALIBARD, and C. COHEN-TANNOUDJI. Cesium atoms bouncing in a gravitational cavity, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3083, 1993.
- [39] P. BOUYER. Thèse de doctorat de l'Université Paris XI., *Confinement par laser d'atomes froids dans une cavité gravitationnelle et dans un piège à pompage optique.*, 1995.
- [40] T. ESSLINGER, M. WEIDEMÜLLER, A. HEMMERICH, and T. W. HÄNSCH. Surface-plasmon mirror for atoms, *Opt. Lett.*, **18**, 450, 1993.
- [41] S. FÉRON, J. REINHARDT, S. LE BOITEUX, O. GORCEIX, J. BAUDON, M. DUCLOY, C. MINIATURA, S. NIC-CHORMAIC, H. HABERLAND, and V. LORENT. Reflection of metastable neon atoms by a surface plasmon wave, *Opt. Commun.*, **102**, 83, 1993.
- [42] S. FÉRON. Thèse de doctorat de l'Université Paris XIII., *Effet mécaniques d'une onde optique inhomogène sur un faisceau supersonique d'atomes métastables de néon*, 1994.
- [43] R. KAISER, Y. LÉVY, N. VANSTEENKISTE, A. ASPECT, W. SEIFERT, D. LEIPOLD, and J. MLYNEK, *Opt. Commun.*, **104**, 234, 1994.
- [44] G. LABEYRIE, A. LANDRAGIN, J. V. ZANTHIER, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE, C. WESTBROOK, and A. ASPECT. Detailed study of a high finesse planar waveguide for evanescent wave atomic mirrors, *Quantum Semiclass. Opt.*, **8**, 603, 1996.
- [45] J. DALIBARD and C. COHEN-TANNOUDJI. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: Simple theoretical models, *J. Opt. Soc. Am. B.*, **6**, 2023, 1989.
- [46] H. J. LEE, C. S. ADAMS, M. KASEVICH, and S. CHU. Raman cooling of atoms in an optical dipole trap, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2658, 1996.
- [47] S. CHU, J. E. BJORKHOLM, A. ASHKIN, and A. CABLE, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 314, 1986.
- [48] P. LEMONDE, O. MORICE, E. PEIK, J. REICHEL, H. PERRIN, W. HÄNSEL, and C. SALOMON. An opto-electric trap for cold atoms, *Europhys. Lett.*, **32**, 55, 1995.
- [49] W. ERTMER. Private communication, 1996.
- [50] M. J. RENN, D. MONTGOMERY, O. VDOVIN, D. Z. ANDERSON, C. E. WIEMAN, and E. A. CORNELL. Laser-guided atoms in hollow-core optical fibers, *Phys. Rev. Lett.*, **75**(18), 3253, 1995.

- [51] H. ITO, T. NAKATA, K. SAKAKI, M. OHTSU, K. I. LEE, and W. JHE. Laser spectroscopy of atoms guided by evanescent waves in micron-sized hollow optical fibers, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4500, 1996.
- [52] C. COHEN-TANNOUDJI. "Atomic motion in laser light", J. DALIBARD, J.-M. RAIMOND, and J. ZINN-JUSTIN, editors, *Fundamental systems in quantum optics, Les Houches 1990.*, North-Holland, 1990.
- [53] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC, and G. GRYNBERG. *Processus d'interaction entre photons et atomes.* InterEditions/Editions du CNRS.
- [54] P. DESBIOLLES. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, *Mouvement et dissipation dans une cavité gravitationnelle pour atomes*, 1996.
- [55] M. ARNDT, P. SZRIFTGISER, J. DALIBARD, and A. STEANE. Atom optics in the time domain, *Phys. Rev. A.*, **53**(5), 3369, 1996.
- [56] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU, and F. LALOË. *Quantum Mechanics*, volume I. John Wiley and Sons, 1977.
- [57] G. I. OPAT, S. J. WARK, and A. CIMMINO. Electric and magnetic mirrors and gratings for slowly moving neutral atoms and molecules, *Appl. Phys. B.*, **54**, 396, 1992.
- [58] C. HENKEL, J. Y. COURTOIS, R. KAISER, C. WESTBROOK, and A. ASPECT. Phase shifts of atomic de Broglie waves at an evanescent wave mirror, *Laser Physics*, **4**, 1042, 1994.
- [59] H. WALLIS, J. DALIBARD, and C. COHEN-TANNOUDJI. Trapping atoms in a gravitational cavity, *Appl. Phys. B.*, **54**, 407, 1992.
- [60] G. J. LISTON, S. M. TAN, and D. F. WALLS. Quantum dynamics of bouncing atoms in a stable gravitational cavity, *Appl. Phys. B.*, **60**, 211, 1995.
- [61] J.-Y. COURTOIS, J. M. COURTY, and J. C. MERTZ. Internal dynamics of multilevel atoms near a vacuum-dielectric interface, *Phys. Rev. A.*, **53**, 1862, 1996.
- [62] D. GUÉRY-ODELIN. Rapport de D.E.A, 1994.
- [63] P. DESBIOLLES, M. ARNDT, P. SZRIFTGISER, and J. DALIBARD. An elementary Sisyphus process close to a dielectric surface, to be published, 1996.
- [64] J. SÖDING, R. GRIMM, and YU. B. OVCHINNIKOV. Gravitational laser trap for atoms with evanescent-wave cooling, *Opt. Commun.*, **119**, 652, 1995.

- [65] P. DESBIOLLES and J. DALIBARD. Loading atoms in a bi-dimensional light trap, to be published, 1996.
- [66] E. A. CORNELL, C. MONROE, and C. E. WIEMAN. Multiply loaded, ac magnetic trap for neutral atoms, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 2439, 1991.
- [67] C. MONROE, W. SWANN, H. ROBINSON, and C. WIEMAN. Very cold trapped atoms in a vapor cell, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1571, 1990.
- [68] D. GRISON, B. LOUNIS, C. SALOMON, J.-Y. COURTOIS, and G. GRYNBERG. Raman spectroscopy of cesium atoms in a laser trap, *Europhys. Lett.*, **15**, 149, 1991.
- [69] P. S. JULIENNE and J. VIGUÉ, *Phys. Rev. A.*, **44**, 4464, 1991.
- [70] B. LOUNIS. Thèse de doctorat de l'Université Paris XI., *Atomes refroidis par laser : de la mélasse au cristal optique*, 1993.
- [71] K. C. HARVEY and C. J. MYATT, *Opt. Lett.*, **16**, 910, 1991.
- [72] C. G. TOWNSEND, N. H. EDWARDS, C. J. COOPER, K. P. ZETIE, C. J. FOOT, A. M. STEANE, P. SZRIFTGISER, H. PERRIN, and J. DALIBARD. Phase-space density in the magneto-optical trap, *Phys. Rev. A.*, **52**, 1423, 1995.
- [73] K. MOLER, D. S. WEISS, M. KASEVICH, and S. CHU. Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions, *Phys. Rev. A.*, **45**, 342, 1992.
- [74] M. KASEVICH, D. S. WEISS, E. RIIS, S. KASAPI, and S. CHU. Atomic velocity selection using stimulated Raman transitions, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2297, 1991.
- [75] J. REICHEL, F. BARDOU, M. BEN DAHAN, E. PEIK, S. RAND, C. SALOMON, and C. COHEN-TANNOUDJI, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4575, 1995.
- [76] Y. CASTIN, H. WALLIS, and J. DALIBARD. Limit of Doppler cooling, *J.O.S.A.B*, **6**, 2046, 1989.
- [77] M. DREWSSEN, P. LAURENT, A. NADIR, G. SANTARELLI, A. CLAIRON, Y. CASTIN, D. GRISON, and C. SALOMON. Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap, *Appl. Phys. B.*, **59**, 283, 1994.
- [78] G. GRYNBERG, B. LOUNIS, P. VERKERK, J.-Y. COURTOIS, and C. SALOMON. Quantized motion of cold cesium atoms in two- and three-dimensional optical potentials, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2249, 1993.

- [79] O. CARNAL, M. SIGEL, T. SLEATOR, H. TAKUMA, and J. MLYNEK, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3231, 1991.
- [80] C. R. EKSTROM, D. W. KEITH, and D. E. PRITCHARD. Atom optics using microfabricated structures, *Appl. Phys. B.*, **54**, 369, 1992.
- [81] T. SLEATOR, T. PFAU, V. BALYKIN, and J. MLYNEK. Imaging and focusing of an atomic beam with a large period standing light wave, *Appl. Phys. B.*, **54**, 375, 1992.
- [82] M. K. OLSEN, T. WONG, S. M. TAN, and D. F. WALLS. Bichromatic atomic lens, *Phys. Rev. A.*, **53**, 3358, 1996.
- [83] J. E. BJORKHOLM, R. R. FREEMAN, A. ASHKIN, and D. B. PEARSON. Observation of focusing of neutral atoms by the dipole forces of resonance-radiation pressure, *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 1361, 1978.
- [84] J. E. BJORKHOLM, R. R. FREEMAN, A. ASHKIN, and D. B. PEARSON, *Opt. Lett.*, **5**, 111, 1980.
- [85] P. SZRIFTGISER, M. ARNDT, P. DESBIOLLES, A. STEANE, and J. DALIBARD. Cavité atomiques, *Ann. Phys. Fr.*, **20**, 681, 1995.
- [86] A. STEANE, P. SZRIFTGISER, P. DESBIOLLES, and J. DALIBARD. Phase modulation of atomic de Broglie wave, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4972, 1995.
- [87] R. GOLUB and S. K. LAMOREAUX. Elucidation of the neutron coherence length and a matter-wave sideband interferometer, *Phys. Lett. A.*, **162**, 122, 1992.
- [88] W. A. HAMILTON, A. G. KLEIN, G. I. OPAT, and P. A. TIMMINS. Neutron diffraction by surface acoustic waves, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2770, 1987.
- [89] J. FELBER. Ph.D. thesis, Technische Universität München, 1994.
- [90] J. FELBER, R. GÄHLER, C. RAUSCH, and R. GOLUB. Matter waves at a vibrating surface: Transition from quantum-mechanical to classical behaviour, *Phys. Rev. A.*, **53**, 319, 1996.
- [91] M. BEN DAHAN, E. PEIK, J. REICHEL, Y. CASTIN, and C. SALOMON. Bloch oscillations of atoms in an optical potential, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4508, 1996.
- [92] S. R. WILKINSON, C. F. BHARUCHA, K. W. MADISON, Q. NIU, and M. G. RAIZEN. Observation of atomic Wannier-Stark ladders in an accelerating optical potential, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4512, 1996.

- [93] Q. NIU, X.-G. ZHAO, G. A. GEORGAKIS, and M. G. RAIZEN. Atomic Landau-Zener tunneling and Wannier-Stark ladders in optical potentials, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4504, 1996.
- [94] S. BERNET, M. OBERTHALER, R. ABFALTERER, J. SCHMIEDMAYER, and A. ZEILINGER. Modulation of atomic de Broglie waves using Bragg diffraction, *Quantum Semiclass. Opt.*, **8**, 497, 1996.
- [95] C. HENKEL, A. STEANE, R. KAISER, and J. DALIBARD. A modulated mirror for atomic interferometry, *J. Phys. II (France)*, **4**, 1877, 1994.
- [96] P. STOREY *et al.* To be published, 1996.
- [97] M. GRUBER, K. EDER, A. ZEILINGER, R. GÄHLER, and W. MAMPE. A phase-grating interferometer for very cold neutrons, *Phys. Lett. A.*, **140**, 363, 1989.
- [98] D. W. KEITH, C. R. EKSTROM, Q. A. TURCHETTE, and D. E. PRITCHARD. An interferometer for atoms, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(21), 2693, 1991.
- [99] E. M. RASEL, M. K. OBERTHALER, H. BATELAAN, J. SCHMIEDMAYER, and A. ZEILINGER. Atom wave interferometry with diffraction gratings of light, *Phys. Rev. Lett.*, **75**(14), 2633, 1995.
- [100] P. SZRIFTGISER, D. GUÉRY-ODELIN, M. ARNDT, and J. DALIBARD. Atomic wave diffraction and interference using temporal slits, *Phys. Rev. Lett.*, **77**(1), 4, 1996.
- [101] M. MOSHINSKI, *Phys. Rev.*, **88**, 625, 1952.
- [102] A. S. GERASIMOV and M. V. KAZARNOVSKII, *Sov. Phys. JETP*, **44**, 892, 1976.
- [103] R. GÄHLER and R. GOLUB. Time dependant neutron optics - Quantum mechanical effects on beam chopping and a new type of high resolution neutron spectrometer, *Z. Phys. B.*, **56**, 5, 1984.
- [104] J. FELBER, G. MÜLLER, R. GÄHLER, and R. GOLUB. Time dependent neutron optics, *Physica B*, **162**, 191, 1990.
- [105] C. J. DAVISSON and L. H. GERMER, *Phys. Rev.*, **30**, 705, 1927.
- [106] C. G. SHULL. Single-slit diffraction of neutrons, *Phys. Rev.*, **179**, 752, 1969.
- [107] I. ESTERMANN and O. STERN, *Zeits. f. Physik*, **61**, 95, 1930.
- [108] J. A. LEAVITT and F. A. BILLS, *Am. J. Phys.*, **37**, 905, 1969.

- [109] P. E. MOSKOWITZ, P. L. GOULD, S. R. ATLAS, and D. E. PRITCHARD. Diffraction of an atomic beam by a standing-wave radiation, *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 370, 1983.
- [110] P. L. GOULD, G. A. RUFF, and D. E. PRITCHARD. Diffraction of atoms by light: The near-resonant Kapitza-Dirac effect, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 827, 1986.
- [111] D. W. KEITH, M. L. SCHATTENBURG, H. I. SMITH, and D. E. PRITCHARD. Diffraction of atoms by a transmission grating, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(14), 1580, 1988.
- [112] O. CARNAL, A. FAULSTICH, and J. MLYNEK. Diffraction of metastable helium atoms by a transmission grating, *Appl. Phys. B.*, **53**, 88, 1991.
- [113] M. S. CHAPMAN, C. R. EKSTROM, T. D. HAMMOND, J. SCHMIEDMAYER, B. E. TANNIAN, S. WEHINGER, and D. E. PRITCHARD. Near-field imaging of atom diffraction gratings: The atomic Talbot effect, *Phys. Rev. A.*, **51**, R14, 1995.
- [114] M. S. CHAPMAN, C. R. EKSTROM, T. D. HAMMOND, R. A. RUBENSTEIN, J. SCHMIEDMAYER, S. WEHINGER, and D. E. PRITCHARD. Optics and interferometry with Na₂ molecules, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4783, 1995.
- [115] R. BROURI, R. ASIMOV, M. GORLICKI, S. FÉRON, J. REINHARDT, V. LORENT, and H. HABERLAND. Thermal atom beam splitting by an evanescent standing wave, *Opt. Commun.*, **124**, 448, 1995.
- [116] P. PFEIFER and J. FRÖLICH. Generalized time-energy uncertainty relations and bounds on lifetimes of resonances, *Rev. Mod. Phys.*, **67**(4), 759–779, 1995.
- [117] R. P. FEYNMAN and A. R. HIBBS. Mc Graw Hill, 1965.
- [118] Calcul D. Guéry-odelin, 1996.
- [119] C. WESTBROOK, R. KAISER, and A. ASPECT. Private communication, 1995.
- [120] A. LANDRAGIN, G. LABEYRIE, C. HENKEL, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE, C. I. WESTBROOK, and A. ASPECT. Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent wave mirror: A new probe of surface roughness. To be published, 1996.
- [121] Calcul P. Desbiolles, 1995.
- [122] Y. CASTIN. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI., *Les limites du refroidissement laser dans les mélasses optiques à une dimension*, 1992.

- [123] R. DEUTSCHMANN, W. ERTMER, and H. WALLIS. Reflection-beam splitter for multilevel atom, *Phys. Rev. A.*, **48**, 4023, 1993.
- [124] M. BORN and E. WOLF. 6th edition, p. 433, Pergamon, *Principles of Optics*, 1980.
- [125] T. YOUNG, *Philos. Trans. Roy. Soc.*, **12**, 387, London 1802.
- [126] O. CARNAL and J. MLYNEK. Young's double-slit experiment with atoms: A simple atom interferometer, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 2689, 1991.
- [127] F. SHIMIZU, K. SHIMIZU, and H. TAKUMA. Double-slit interference with ultracold metastable neon atoms, *Phys. Rev. A.*, **46**, R17, 1992.
- [128] L. MARTON, J. AROL SIMPSON, and J. A. SUDDETH. Electron beam interferometer, *Phys. Rev.*, **90**, 490, 1953.
- [129] H. MAIER-LEIBNITZ and T. SPRINGER, *Z. Phys.*, **167**, 386, 1962.
- [130] H. RAUCH, W. TREIMER, and U. BONSE. Test of a single crystal neutron interferometer, *Phys. Lett.*, **47A**, 369, 1974.
- [131] F. RIEHLE, T. KISTERS, A. WITTE, J. HELMCKE, and C. J. BORDÉ. Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 177, 1991.
- [132] D. S. WEISS, B. C. YOUNG, and S. CHU, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2706, 1993.
- [133] M. WEITZ, B. C. YOUNG, and S. CHU. Atomic interferometer based on adiabatic population transfer, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(19), 2563, 1994.
- [134] B. J. LAWSON-DAKU, R. ASIMOV, S. NIC CHORMAIC, O. GORCEIX, C. MINIATURA, J. ROBERT, and J. BAUDON. Time selection in atomic Stern-Gerlach interferometry, *Phys. Rev. A.*, **52**, 2457, 1995.
- [135] C. MINIATURA, J. ROBERT, O. GORCEIX, V. LORENT, S. L. BOITEUX, J. REINHARDT, and J. BAUDON. Atomic interferences and the topological phase, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 261, 1992.
- [136] M. BRUNE, P. NUSSENZVEIG, F. SCHMIDT-KALER, F. BERNARDOT, A. MAALI, J. M. RAIMOND, and S. HAROCHE. From Lamb shift to light shifts: Vacuum and subphoton cavity fields measured by atomic phase sensitive detection, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3339, 1994.
- [137] C. R. EKSTROM, J. SCHMIEDMAYER, M. S. CHAPMAN, T. D. HAMMOND, and D. E. PRITCHARD. Measurement of the electric polarizability of sodium with an atom interferometer, *Phys. Rev. A.*, **51**(5), 3883, 1995.

- [138] J. SCHMIEDMAYER, M. S. CHAPMAN, C. R. EKSTROM, T. D. HAMMOND, S. WEHLINGER, and D. E. PRITCHARD. Index of refraction of various gases for sodium matter waves, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(7), 1043, 1995.
- [139] C. BORDÉ, N. COURTIER, D. DU BURCK, A. N. GONCHAROV, and M. GORLICKI. Molecular interferometry experiments, *Phys. Lett. A.*, **188**, 1994.
- [140] N. F. RAMSEY, *Phys. Rev.*, **76**, 996, 1949.
- [141] CH. J. BORDÉ. Atomic interferometry with internal state labelling, *Phys. Lett. A*, **140**, 10, 1989.
- [142] H. R. BROWN, J. SUMMHAMMER, R. E. CALLAGHAN, and P. KALOYEROU. Neutron interferometry with antiphase modulation, *Phys. Lett. A.*, **163**, 21, 1992.
- [143] M. ZUKOWSKI, J. PYKACZ, and A. POSIEWNIK. Interference in the double-slit experiment with only one slit open at a time, *Phys. Lett. A.*, **135**, 411, 1959.
- [144] R. M. SILLITTO and C. WYKES. An interference experiment with light beams modulated in anti-phase by an electro-optic shutter, *Phys. Lett.*, **39A**, 333, 1972.
- [145] W. A. HAMILTON, A. G. KLEIN, and G. I. OPAT. Longitudinal coherence and interferometry in a dispersive media, *Phys. Rev. A.*, **28**, 3149, 1983.
- [146] V. SANDOGHDAR, C. I. SUKENIK, E. A. HINDS, and S. HAROCHE. Direct measurement of the van der Waals interaction between an atom and its images in a micron-sized cavity, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3432, 1992.
- [147] H. B. G. CASIMIR and D. POLDER. The influence of retardation on the London-van der Waals forces, *Phys. Rev.*, **73**, 360, 1948.
- [148] C. I. SUKENIK, M. G. BOSHIER, D. CHO, V. SANDOGHDAR, and E. A. HINDS. Measurement of the Casimir-Polder force, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 560, 1993.
- [149] M. CHEVROLIER, M. FICHET, M. ORIA, G. RAHMAT, D. BLOCH, and M. DUCLOY. High resolution selective reflection spectroscopy as a probe of long-range surface interaction: Measurement of the van der Waals attraction exerted on excited Cs atoms, *J. Phys.*, **2**, 631, 1992.
- [150] A. LANDRAGIN, J.-Y. COURTOIS, G. LABEYRIE, N. VANSTEENKISTE, C. I. WESTBROOK, and A. ASPECT. Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1464, 1996.

-
- [151] A. W. OVERHAUSER and R. COLELLA, *Phys. Rev. Lett.*, **33**, 1237, 1974.
- [152] D. M. GREENBERGER and A. W. OVERHAUSER, *Scientific American*, **242**, 54, 1980.
- [153] M. KASEVICH and S. CHU. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 181, 1991.
- [154] J.-Y. COURTOIS, J.-M. COURTY, and S. REYNAUD. Quantum nondemolition measurements using a crossed kerr effect between atomic and light fields, *Phys. Rev. A.*, **52**, 1507, 1995.
- [155] A. ASPECT, R. KAISER, N. VANSTEENKISTE, P. VIGNOLO, and C. I. WESTBROOK. Nondestructive detection of atoms bouncing on an evanescent wave, *Phys. Rev. A.*, **52**(6), 4704, 1995.
- [156] S. HAROCHE, M. BRUNE, and J. M. RAIMOND. Manipulation of optical fields by atomic interferometry: Quantum variations on a theme by Young, *Appl. Phys. B.*, **54**, 355, 1992.
- [157] R. HANBURY BROWN and R. Q. TWISS, *Nature*, **27**, 177, 1956.
- [158] I. S. AVERBUKH and N. F. PERELMAN. Fractional revivals: Universality in the long-term evolution of quantum wave packets beyond the correspondence principle dynamics, *Phys. Lett. A.*, **139**, 449, 1989.

Résumé

Dans le champ de recherche très général de l'optique atomique, allant de la fabrication de lentilles par masques matériels, à l'interférométrie sur jet ou à partir d'un piège, nous avons développé une technique utilisant un miroir lumineux à onde évanescente à atomes et la gravité, permettant de générer de nombreux éléments optiques, dont la succession et le développement sont temporels. Il a notamment été possible de fabriquer des lentilles pour ondes atomiques, un modulateur de phase, des fentes de diffraction ainsi qu'un interféromètre à fentes d'Young dans le domaine temporel.

Abstract

In the general field of atom optics, we have developed a new technique to generate several atom optical components. This technique uses gravity and an evanescent wave atomic mirror. By varying the intensity of the evanescent wave, it is possible to create lenses for matter waves, de Broglie wave phase modulators, diffraction slits and similarly a Young's double slit interferometer. All these components operate in the time domain and can easily be combined.